

## RECHERCHES SUR LES GAZ IONISÉS.

### INTRODUCTION.

I. Une modification extrêmement profonde s'est produite depuis quelques années dans les conceptions relatives à la nature intime des phénomènes électriques. Le progrès réalisé a ceci de remarquable que deux séries de recherches entièrement distinctes, l'une théorique, l'autre expérimentale, sont venues au même moment et avec une égale précision conduire à la notion fondamentale de corpuscule ou d'électron, solidement établie aujourd'hui sur cette double base. On ne saurait prévoir jusqu'où s'étendront toutes ses conséquences, et son introduction paraît marquer le début d'une époque nouvelle.

II. Au point de vue théorique, les idées actuelles de Lorentz et de Larmor sont le terme d'une évolution continue, commencée le jour où Faraday songea au rôle que joue le milieu dans les phénomènes électromagnétiques. La propagation de ces phénomènes dans le vide nécessite un éther dont la notion complète implique simplement la connaissance en chaque point des deux vecteurs : champ électrique et champ magnétique. Les variations simultanées de ces deux vecteurs étant liées par les six équations différentielles connues qui traduisent le résultat le plus important de l'œuvre de Maxwell, et dont Hertz eut la gloire de vérifier directement les conséquences expérimentales.

Fait remarquable, ces équations coïncident avec celles que Mac-Cullagh avait obtenues longtemps auparavant pour représenter le mode d'activité de l'éther lumineux. Ses efforts pour donner une signification mécanique, élastique, aux vecteurs qui y figurent, pour obtenir une représentation matérielle de l'éther lumineux, étaient restés stériles. Depuis, d'autres efforts, non moins puissants, tentés dans le même sens, ont eu le même sort; et il semble bien que l'on doive aboutir au point de vue suivant :

La coïncidence des équations différentielles suggère l'identité des deux éthers, d'où la théorie électromagnétique de la lumière, l'onde lumineuse étant une onde électromagnétique où l'état du milieu se trouve entièrement défini par les deux grandeurs *primordiales* : champ électrique et champ magnétique, jointes aux notions d'espace et de temps. Les théories de Lorentz et de Larmor me semblent n'être au fond que des tentatives de reconstitution, à partir de ce milieu initial et simple, *substratum* de l'Univers, du milieu complexe qu'est la matière. Elles semblent devoir se montrer plus fécondes que les essais inverses dont j'ai parlé plus haut, qui veulent constituer le milieu simple et un à partir du milieu compliqué et divers.

Dans ces théories, le lien entre l'éther et la matière est fourni par la notion de l'électron ou de corpuscule, modification locale du milieu, de très petit volume, centre de convergence du vecteur électrique, point singulier dans la

distribution de ce vecteur dans l'espace, assimilable au pôle d'une fonction analytique dans le plan.

Le flux du vecteur électrique à travers une surface fermée contenant un seul de ces électrons est indépendant de la forme de cette surface et mesure la charge électrique portée par l'électron, notion comparable à celle du résidu correspondant au pôle pour la fonction dans le plan. La charge peut être positive ou négative.

Il résulte des équations de Maxwell que le déplacement de ce centre chargé par rapport à l'éther crée un champ magnétique qu'il entraîne avec lui si sa vitesse reste constante, et dont la création nécessite la dépense d'une énergie cinétique proportionnelle, en première approximation, au carré de la vitesse supposée petite par rapport à celle de la lumière.

L'électron se trouve donc posséder l'inertie, qualité fondamentale de la matière. Un groupe d'électrons, de charge totale nulle et gravitant en vertu de leur inertie, sous l'influence de leurs actions mutuelles, peut servir d'image pour l'atome matériel, toute perturbation dans l'état dynamique stable de ce système se traduisant par l'émission d'une onde lumineuse.

La création d'un champ magnétique intense, modifiant les conditions du mouvement intérieur de l'atome, doit modifier de manière connue les périodes des ondes lumineuses émises. C'est ainsi que la théorie de Lorentz a permis de prévoir les caractères essentiels du phénomène de Zeeman, et l'étude quantitative de celui-ci montre que l'émission des ondes est due à la présence dans l'atome d'électrons négatifs pour lesquels le quotient de la charge par la masse est environ mille fois plus grand en valeur absolue que pour l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse.

Nous allons retrouver expérimentalement le même caractère dans les centres chargés négativement qui constituent toutes les variétés de rayons cathodiques.

Le développement des idées précédentes, qu'on poursuit actuellement de différents côtés, montre qu'elles s'adaptent très exactement à la représentation de tous les phénomènes de l'Optique et de l'Électromagnétisme. On retrouve en particulier très exactement les faits d'aberration et d'entraînement des ondes lumineuses, ainsi que l'impossibilité expérimentale de déceler le mouvement absolu par l'emploi de mesures statiques.

III. Indépendamment de ces recherches théoriques se poursuivait l'étude expérimentale de la décharge électrique au travers des gaz, qui devait conduire, à la même époque, à des conclusions tout à fait concordantes.

Après Faraday, le sujet difficile et obscur de l'étincelle électrique fut laissé de côté à peu près complètement par les physiciens, dans leur admiration pour les théories mathématiques si précises de Green, d'Ampère et de leurs successeurs. Néanmoins, Hittorf découvrait les rayons cathodiques, sur lesquels les travaux ultérieurs de Crookes appelèrent de nouveau l'attention, puis le mouvement s'accéléra, l'étude des rayons cathodiques, des rayons de Röntgen, des corps radio-actifs et de la conductibilité qu'ils produisent dans les gaz redonna d'abord un sens concret, physique, à la notion de charge électrique, devenue une pure entité *mathématique*. La structure discontinue, corpusculaire de ces charges, s'affirma avec une netteté que n'avaient jamais eue les conceptions

atomistiques, pour aboutir par une voie purement expérimentale, dans le cas des charges négatives, au corpuscule de J.-J. Thomson, deux mille fois plus petit que l'atome d'hydrogène, en complet accord avec l'électron nécessité par le phénomène de Zeeman. Cette notion paraît être d'importance essentielle : entre autres conséquences, elle permet d'aborder l'explication des formes si complexes présentées par les phénomènes de décharge disruptive.

IV. La première partie de ce travail est consacrée à une exposition de ces recherches expérimentales : je me suis efforcé de la rendre, quoique concise, aussi cohérente que possible, et de montrer comment s'est imposée la notion de discontinuité des charges électriques.

Il m'a fallu dépasser le cadre ordinaire de la partie historique d'une thèse, étant donné l'importance des recherches faites à l'étranger dans cette direction et dont un exposé systématique était nécessaire pour la clarté de mes propres recherches.

Sous l'impulsion donnée par le Professeur J.-J. Thomson, l'école des physiciens du Cavendish Laboratory de Cambridge s'est montrée en particulier d'une fécondité surprenante. Je dois infiniment au contact d'une année que j'ai eu avec eux.

Pour ne pas alourdir les deux premiers chapitres, j'ai détaché de l'exposé d'ensemble et rapproché de mes propres méthodes la description plus spéciale des mesures relatives à la recombinaison et à la mobilité des ions. J'ai conservé ici le nom de *corpuscule*, de préférence à celui d'*électron*, pour marquer davantage le caractère *matériel* du centre élémentaire chargé négativement. Le terme *électron* a été employé fréquemment pour désigner l'élément de charge par opposition avec l'atome matériel qui le porte.

Je désire remercier ici, bien sincèrement, M. le Professeur Bouty, qui m'a témoigné beaucoup de bienveillance au cours de ces recherches et qui a mis à ma disposition les précieuses ressources du Laboratoire d'enseignement de Physique à la Sorbonne.

## CHAPITRE PREMIER.

## L'IONISATION PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN.

1. ACTION DES RAYONS DE RÖNTGEN SUR LES GAZ. — Les propriétés des rayons de Röntgen les rapprochaient assez de la lumière ultra-violette pour qu'il fût naturel, immédiatement après leur découverte, de chercher s'ils possédaient aussi la propriété, signalée par Hertz pour l'ultra-violet, de décharger les corps électrisés. L'expérience, réalisée à la fois de différents côtés, donna l'effet prévu.

Une étude plus attentive du phénomène, faite par Perrin<sup>(1)</sup> en France et par J.-J. Thomson<sup>(2)</sup> en Angleterre, révéla une différence essentielle : alors que la lumière ultra-violette ordinaire devait, pour provoquer la décharge, frapper une surface métallique chargée négativement, il suffisait aux rayons de Röntgen de traverser un gaz placé dans le champ électrique pour que ce gaz fournit des quantités égales d'électricités positive et négative, se déplaçant ensuite le long des lignes de force, les positives dans le sens du champ et les négatives en sens inverse.

L'expérience suivante, due à Perrin, met ce fait en évidence d'une manière particulièrement nette<sup>(3)</sup> :

« Une plaque rectangulaire  $\alpha\beta$ , découpée dans l'une des armatures d'un condensateur AA', est liée à l'aiguille d'un électromètre E. Au début de l'expérience, elle est aussi liée au reste de l'armature A, qui joue ainsi le rôle d'anneau de garde (fig. 6). Enfin, A et A' sont réunies par une batterie d'accumulateurs

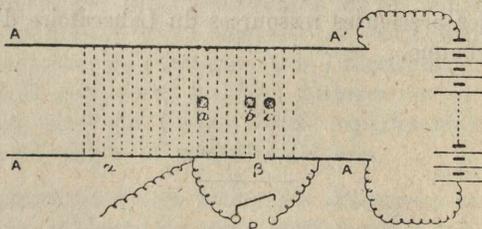


Fig. 6.

qui maintient entre elles une différence de potentiel constante. On coupe la communication entre A et  $\beta\alpha$  et l'on fait passer les rayons qui ne touchent aucune des deux armatures, distantes de 5 centimètres.

« La décharge est rapide lorsque les rayons, supposés perpendiculaires au

(1) JEAN PERRIN, *Mécanisme de la décharge par les rayons de Röntgen* (*Éclairage électrique*, t. VII, juin 1896, p. 545, et *Journal de Physique*, 1896, p. 350).

(2) J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLII, 5<sup>e</sup> série, 1896, p. 392.

(3) PERRIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7<sup>e</sup> série, t. XI, 1897, p. 496.

plan de figure, passent en *a*; elle reste sensiblement la même quand ils passent en *b*; elle devient pratiquement nulle quand ils passent en *c*.»

La même propriété d'agir sur le gaz traversé appartient aux rayons secondaires que produisent les rayons de Röntgen en frappant la matière : en même temps, la radiation est absorbée par le gaz, beaucoup plus rapidement pour les rayons secondaires que pour les rayons de Röntgen eux-mêmes (voir la note n° 90).

2. ANALOGIES AVEC LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE. — Malgré la différence d'actions, l'analogie avec la lumière ultra-violette ne disparaît cependant pas : cette dernière provoque sur la surface des métaux qu'elle frappe une émission de charges négatives entièrement semblable, comme nous le verrons, à l'émission cathodique dans les gaz raréfiés : ces charges négatives se déplacent dans le champ électrique vers les surfaces chargées positivement, et si aucun champ n'existe au préalable, la surface frappée se charge positivement. Aucune action directe de la lumière sur le gaz n'intervient d'ordinaire. Nous désignerons dans la suite cet effet sous le nom de *phénomène de Hertz*.

Or, MM. Curie et Sagnac<sup>(1)</sup>, en opérant aux plus basses pressions que la trompe à mercure permette d'obtenir, ont pu mettre en évidence un phénomène identique dans le cas des rayons de Röntgen. Mais il est masqué complètement aux pressions ordinaires par l'action directe des rayons sur le gaz, incomparablement plus intense.

De plus, M. Lenard a montré récemment<sup>(2)</sup> que les rayons ultra-violet de très petite longueur d'onde, très absorbables par les gaz, agissent sur eux de la même manière que les rayons de Röntgen. Bien que, comme nous le verrons, les modifications produites dans les gaz par les deux types de radiations ne soient pas complètement identiques, la continuité d'action paraît bien établie : l'action directe sur le métal, prépondérante dans le cas de la lumière ultra-violette, devient relativement insignifiante aux pressions ordinaires dans le cas des rayons X primaires ou secondaires.

3. CARACTÈRES DE L'ACTION SUR LE GAZ. — Examinons de plus près la modification produite dans le gaz traversé par les rayons de Röntgen au moyen de la disposition expérimentale suivante, identique en principe à l'une des premières qui furent employées par J.-J. Thomson et Rutherford.

Un tube métallique T (fig. 7), percé en F d'une ouverture fermée par une lame mince d'aluminium, contient une tige métallique isolée A reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre E, dont l'autre paire de quadrants est au sol, l'aiguille étant chargée. On peut créer un champ entre A et le tube T au moyen d'une batterie d'accumulateurs de force électromotrice V. Les rayons de Röntgen provenant du tube de Crookes C passent à travers F et agissent sur le gaz entre A et T, de sorte que A recueille par seconde une quantité d'électricité Q, que l'électromètre permet de mesurer. En même temps, le tube T recueille — Q.

(1) CURIE et SAGNAC, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 1013.

(2) PH. LENARD, *Ann. der Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. I, 1900, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

1° Le champ ne peut extraire du gaz soumis aux rayons qu'une quantité limitée d'électricité. — Le tube de Crookes fonctionnant dans des conditions constantes

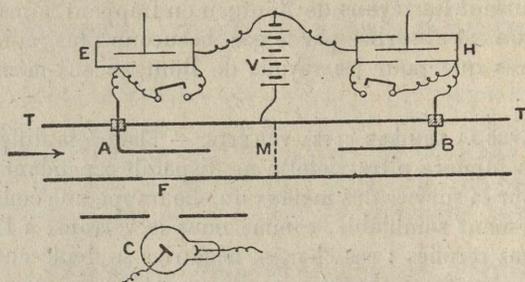


Fig. 7.

(faciles à réaliser avec un tube doux), les premières expériences ont montré que, si l'on augmente  $V$ , la quantité recueillie par seconde  $Q$  augmente tout d'abord, puis tend vers une limite finie  $Q_0$ , comme l'indique la courbe (fig. 8).

Nous appellerons  $Q_0$  la quantité libérée dans le gaz en une seconde par la radiation : elle représente la limite supérieure de ce que le champ peut extraire.

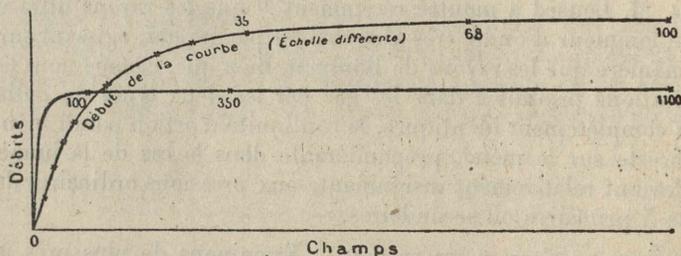


Fig. 8.

Les charges positives et négatives ainsi libérées se déplacent le long des lignes de force avec des vitesses qui, comme nous allons le voir, sont finies et proportionnelles à l'intensité du champ. Si  $V$  est petit, les charges de signes contraires se déplaçant lentement restent longtemps en présence dans le gaz et une recombinaison partielle a lieu, de sorte que  $Q$  peut différer beaucoup de  $Q_0$ . Quand  $V$  augmente, la perte par recombinaison diminue et  $Q$  se rapproche de  $Q_0$ .

2° Les charges libérées se déplacent dans le gaz avec une vitesse finie. — Au lieu de laisser le gaz en repos comme dans l'expérience précédente, faisons passer dans le tube  $T$  un courant de gaz dans le sens indiqué par la flèche. Si  $V$  a une valeur très élevée, il n'en résultera aucune modification sensible sur la quantité  $Q$  recueillie par  $A$ ; si, au contraire  $V$  est suffisamment faible, le même courant gazeux produira une diminution de  $Q$  d'autant plus notable que  $V$  sera

plus petit. Si les charges libérées se déplaçaient dans le gaz avec une vitesse indépendante du champ, aucun changement ne devrait se produire dans l'effet du courant gazeux quand on fait varier  $V$ .

L'expérience prouve donc que les charges libérées se déplacent dans le gaz avec une vitesse finie, d'autant plus grande que le champ est plus intense. Cette vitesse se compose en chaque point avec celle du courant gazeux. Si  $V$  est grand et le champ intense, les trajectoires ne sont pas sensiblement modifiées; elles restent voisines des lignes de force, trajectoires des charges quand le gaz est en repos.  $V$  diminuant, la vitesse du courant gazeux devient de même ordre que celle du mouvement des charges dans le champ, et une partie de celles-ci peut se trouver entraînée par le courant gazeux avant d'avoir atteint, soit A, soit T.

M. J. Zeleny<sup>(1)</sup> a pu, sur ce principe, fonder une méthode de mesure de la vitesse des charges dans un champ électrique d'intensité  $X$ . L'expérience montre que les charges positives et négatives se meuvent avec des vitesses différentes  $k_1X$  et  $k_2X$ , proportionnelles au champ. Nous donnerons aux coefficients  $k_1$  et  $k_2$  le nom de *mobilités*. Dans l'air sec, à la température ordinaire et sous la pression normale, M. Zeleny a obtenu, en unités électrostatiques C.G.S. :

$$k_1 = 408, \quad k_2 = 560,$$

soit en moyenne une vitesse de 1,6 cm par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.

Dans l'air saturé de vapeur d'eau, les mobilités  $k_1$  et  $k_2$  sont beaucoup plus voisines, presque égales.

3° *La modification du gaz persiste un certain temps et disparaît par recombinaison progressive des charges libérées.* — Sur le prolongement du tube T, hors de la région traversée par les rayons de Röntgen, fixons une seconde tige isolée B reliée à un électromètre H. Une toile métallique à mailles larges M, placée entre A et B, séparera leurs champs. Si aucun courant de gaz n'est envoyé dans T et si la distance de A à M est suffisamment grande, aucune quantité d'électricité ne sera recueillie par B, même si l'on isole A de manière à supprimer le champ entre A et T. A étant toujours isolé, envoyons dans T un courant gazeux dans le sens de la flèche : l'électromètre H commence aussitôt à dévier, montrant que le gaz soumis en F à l'action des rayons reste modifié pendant le temps  $t$  nécessaire pour arriver dans le champ de B à travers M. La quantité maxima  $Q_0'$  que B peut recueillir dans un champ très intense est toujours inférieure à  $Q_0$  et augmente avec la vitesse du courant gazeux, indiquant qu'une recombinaison partielle des charges libérées s'est produite pendant le trajet, d'autant plus importante que  $t$  est plus grand.

Une semblable méthode a été utilisée, d'abord par M. Rutherford (n° 44), puis par M. Townsend, pour l'étude quantitative de la recombinaison des charges.

(1) J. ZELENY, *Phil. Trans.*, t. CXCIV, 1901, p. 193.

Quand le gaz est en repos, les portions modifiées en F diffusent vers M (n° 16), mais la recombinaison est assez rapide pour qu'aucune charge appréciable ne reste libre dans le gaz au moment où la diffusion lui fait atteindre M.

Le dispositif précédent permet de montrer d'une manière très nette que la quantité d'électricité libérée sous l'action des rayons est limitée. Au lieu d'isoler A pour supprimer le champ et laisser les charges libres dans le gaz jusqu'à leur arrivée dans le champ de B, créons un champ intense entre A et T, tout en maintenant le courant gazeux : la quantité recueillie par B devient nulle. Le gaz a cédé à A et T la totalité des charges que la radiation y avait libérées, et arrive en M avec ses propriétés ordinaires.

4. HYPOTHÈSE DES IONS. — L'idée est déjà ancienne d'admettre que les charges électriques mobiles dans les gaz sont portées par un nombre fini de centres provenant d'une dissociation des molécules neutres.

Les lois quantitatives découvertes par Faraday conduisent à supposer que les électrolytes sont le siège d'une semblable dissociation séparant ici la molécule saline en atomes ou radicaux chargés d'une quantité d'électricité proportionnelle à leur valence, chaque valence-gramme portant 96 600 coulombs ou  $96\,600 \times 3 \times 10^9$  unités électrostatiques. Dans la suite, nous emploierons toujours ces dernières unités.

Cette quantité d'électricité passant à travers un voltamètre dégage donc 1 g d'hydrogène qui occupe 11 160 cm<sup>3</sup> dans les conditions normales. Si, dans ces conditions, 1 cm<sup>3</sup> du gaz contient M molécules ou 2M atomes, et si  $e$  est la charge transportée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, il vient :

$$96.600 \times 3 \times 10^9 = 11.160 \times 2Me.$$

$$(1) \quad Me = 1,29 \times 10^{10}.$$

Si  $m$  est la masse de 1 atome d'hydrogène, on a :

$$1 = 11.160 \times 2Mm,$$

d'où :

$$(2) \quad \frac{e}{m} = 96.600 \times 3 \times 10^9 = 2,9 \times 10^{14}.$$

Les valeurs numériques (1) et (2) sont fournies directement par l'expérience.

Dans un gaz qui se laisse traverser par des charges électriques, il avait paru naturel d'admettre une dissociation des molécules neutres en centres chargés, atomes ou radicaux, analogues aux ions des électrolytes : l'hypothèse fut faite par Giese<sup>(1)</sup> en 1882, au cours de ses recherches sur la conductibilité des flammes, puis par Schuster<sup>(2)</sup> en 1884 pour expliquer les phénomènes de la décharge disruptive dans les gaz raréfiés.

(1) W. GIESE, *Wied. Ann.*, t. XVII, 1882 p. 1, 236, 519.

(2) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884 p. 317.

Mais de sérieuses difficultés s'élevaient : le passage du courant devrait s'accompagner d'une décomposition chimique dans le gaz comme dans l'électrolyte, la masse décomposée devant être la même après le passage d'une même quantité d'électricité dans une même substance, à l'état gazeux comme à l'état dissous (cas de HCl ou HI, par exemple). L'expérience ne paraît, au contraire, montrer dans les gaz qu'une décomposition chimique insignifiante <sup>(1)</sup> par rapport à celle que l'on observe dans les électrolytes.

De plus, la décharge disruptive dans les gaz mono-atomiques (vapeur de mercure, argon, hélium), quoique plus facile que dans les autres gaz, présente exactement les mêmes caractères. Comment imaginer ici une dissociation de la molécule en atomes chargés ?

L'expérience est venue résoudre ces difficultés en montrant que *la dissociation en centres chargés de la molécule d'un gaz, quel que soit le nombre d'atomes dont celle-ci est composée, doit être considérée, dans la plupart des cas, comme étant de nature nouvelle, entièrement différente de la dissociation électrolytique*. Son mécanisme va ultérieurement se préciser pour nous.

Quoi qu'il en soit, les caractères présentés par la modification que subit un gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen se représentent très bien si l'on admet que *le passage de la radiation fait subir à certaines molécules une dissociation particulière et crée dans le gaz des centres chargés*, les uns positivement, les autres négativement, en nombre limité, que le champ électrique peut séparer presque totalement, s'il est assez intense et ne leur laisse pas le temps de se recombinaison au moment de leurs collisions.

En l'absence du champ, après que les rayons ont cessé d'agir, la recombinaison finit par être totale, et la modification du gaz disparaît au bout d'un temps variable avec l'intensité de la radiation.

Bien qu'il eût été préférable d'adopter ici une terminologie différente de celle qui est devenue classique pour les électrolytes, je me conformerai à l'usage en conservant le mot *ions* pour désigner les centres chargés que la radiation crée à l'intérieur du gaz et dont l'existence se trouve confirmée de façon saisissante par la manière dont le gaz ionisé se comporte en présence de vapeur d'eau sursaturante.

5. EXPÉRIENCES DE CONDENSATION. — Si l'on détend brusquement un gaz saturé de vapeur d'eau ou si l'on y dirige par une étroite ouverture un jet de vapeur provenant d'une chaudière à température plus élevée, une sursaturation momentanée se produit, qui doit disparaître par condensation de la vapeur en excès. Cette sursaturation est mesurée par le rapport, analogue à l'état hygrométrique :

$$S = \frac{m_1}{m_2}$$

de la masse  $m_1$  de vapeur contenue dans l'unité de volume du gaz sursaturé, à la masse  $m_2$  suffisante pour le saturer à la même température.

On sait que, si le gaz est complètement privé de poussières et la sursatura-

(1) E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 737.

tion pas trop grande, la condensation ne peut se produire que lentement sur les parois du récipient par diffusion de la vapeur en excès. Aucune gouttelette ne se forme dans la masse du gaz : on démontre, en effet, par un raisonnement simple dû à Lord Kelvin, que la pression  $\pi'$  de la vapeur en équilibre avec une goutte sphérique de rayon  $r$  est supérieure à la pression maxima  $\pi$  au contact d'une surface liquide plane, de la quantité :

$$\pi' - \pi = \frac{2\rho}{\sigma - \rho} \frac{A}{r}$$

ou  $\sigma$  représente la densité du liquide,  $\rho$  celle de la vapeur et  $A$  la tension superficielle.

Cet excès variant en raison inverse du rayon de la goutte, la vapeur sursaturante par rapport à une surface plane ne doit plus l'être par rapport à une goutte de rayon suffisamment petit. La goutte, pour se former dans un gaz privé de poussières, devant commencer par être très petite, de l'ordre des dimensions moléculaires, ne pourra continuer à s'accroître que si la sursaturation  $S$  est extrêmement grande.

On conçoit que ce raisonnement cesse d'être applicable lorsque des poussières sont présentes et peuvent servir de germes pour la formation des gouttes dans la masse du gaz : la grosseur des gouttes, entre lesquelles la masse d'eau condensée devra se partager, dépendant du nombre des germes présents. Si ce nombre est petit, chaque goutte sera très grosse et tombera très vite après sa formation : on aura une condensation sous forme de pluie. Si ce nombre est très grand, les gouttes petites et nombreuses resteront longtemps en suspension dans le gaz en formant un brouillard qui descendra lentement.

D'autres causes que la présence de poussières peuvent provoquer la formation des gouttes : des réactions chimiques produites au voisinage, telles que la combustion par flamme, la production d'une aigrette, et, d'une façon générale, *la présence de charges électriques dans le gaz*, facilitent la condensation. L'étude de ces actions sur les jets de vapeur a été faite par R. von Helmholtz et Richarz<sup>(1)</sup>, qui attribuent aux ions chargés présents dans le gaz la propriété de servir de centres pour la condensation. L'influence de ces charges électriques sur la formation des gouttes d'eau est d'une telle netteté que M. Lenard<sup>(2)</sup> a pu se servir de jets de vapeur pour mettre en évidence la conductibilité électrique créée dans les gaz par le passage des rayons ultra-violetes de très courte longueur d'onde.

L'étude précise de ces phénomènes est due principalement à M. C.-T.-R. Wilson<sup>(3)</sup>, qui s'est servi, pour produire une sursaturation  $S$  bien déterminée, de la détente brusque d'un gaz sursaturé de vapeur d'eau à la température ordinaire. J'entrerai ici dans quelques détails sur ces expériences, parce qu'elles

(1) R. VON HELMHOLTZ et RICHARZ, *Wied. Ann.*, t. XL, 1890, p. 161.

(2) Ph. LENARD, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

(3) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, p. 265; t. CXCII, 1899, p. 403; t. CXCIII, 1900, p. 289.

fournissent des indications précieuses et nous permettront d'aller plus avant dans l'étude du phénomène de l'ionisation.

Si  $v_1, \theta_1, v_2, \theta_2$  sont les volumes et les températures absolues du gaz avant et après la détente, et si celle-ci est assez brusque pour qu'on puisse la traiter comme adiabatique, on a :

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1},$$

$\gamma$  étant le rapport des deux chaleurs spécifiques.

Si  $\pi_1$  et  $\pi_2$  sont les pressions maxima ordinaires, au contact d'une surface plane, qui correspondent à  $\theta_1$  et  $\theta_2$  :

$$S = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_1}{v_2} \times \frac{\pi_1}{\pi_2} \times \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{\pi_1}{\pi_2} \times \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma}.$$

La mesure de  $\theta_1$  et de  $\frac{v_2}{v_1}$  permet donc de calculer  $\theta_2$ , puis  $\pi_2$  et par suite S.

Si des gouttes peuvent se produire dans le gaz ainsi sursaturé par la brusque détente, une partie de la masse  $m_1$  de vapeur d'eau qu'il contient par unité de volume se condensera. De cette condensation va résulter un réchauffement du gaz dont la température finale  $\theta_3$  sera supérieure à sa température  $\theta_2$  immédiatement après la détente. Si  $m_3$  est la masse de vapeur d'eau nécessaire par unité de volume pour saturer le gaz à la température  $\theta_3$ , la masse condensée sera :

$$m = m_1 - m_3$$

$m_3$  et  $\theta_3$  étant fournis par l'équation calorimétrique :

$$(3) \quad \lambda(m_1 - m_3) = c\rho(\theta_3 - \theta_2)$$

où  $\lambda$  est la chaleur de vaporisation de l'eau,  $c$  la chaleur spécifique du gaz sous volume constant et  $\rho$  sa densité.

6. L'appareil employé dans la plus grande partie de ces recherches est représenté figure 9. Il doit satisfaire à cette condition de produire en un temps aussi court que possible une détente bien connue  $\frac{v_2}{v_1}$  dans une masse de gaz toujours la même qu'on aura soigneusement débarrassée de poussières, comme il va être indiqué, par un nombre suffisant de détentes préalables.

Le gaz soumis à la détente occupe le récipient AB dont la partie A peut être facilement changée d'une expérience à l'autre. Le tube renversé P, dont le bord inférieur est soigneusement rodé, constitue le piston dont le déplacement produit la détente : quand le robinet  $T_1$  est ouvert,  $T_2$  étant fermé, le piston P est soulevé et la pression du gaz dans AB est sensiblement la pression extérieure. Mais si l'on vient à fermer  $T_1$  et à tirer la valve V qui met brusquement l'intérieur de P en communication avec le vase F, où une trompe à eau fait constamment le vide, P descend très rapidement et s'arrête quand son bord inférieur vient frapper contre le bouchon de caoutchouc D. On examine l'effet produit dans A

par cette brusque détente en dirigeant dans ce récipient le faisceau lumineux convergent produit par une lentille : les gouttes condensées se voient facilement sur le trajet des rayons lumineux.

On ramène P dans sa position primitive en ouvrant  $T_1$  et tout est prêt pour une nouvelle détente dont la grandeur  $\frac{v_2}{v_1}$  reste absolument la même à chaque ouverture de la valve V. On a réglé au préalable la grandeur de cette détente au moyen du réservoir R. Le robinet  $T_3$  permet l'introduction des gaz.

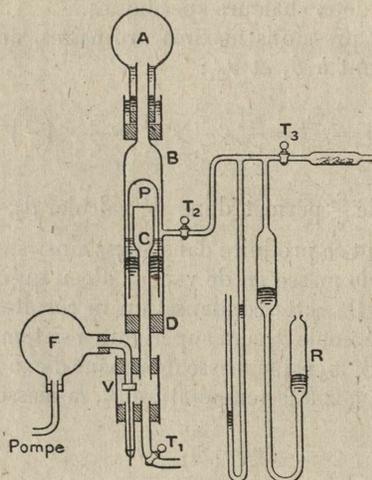


Fig. 9.

Quand le gaz vient d'être introduit dans A, B les premières détente, même faibles, produisent toujours une abondante condensation due à la présence des poussières. On laisse tomber les gouttes ainsi formées, qui entraînent leurs germes, et peu à peu, au bout d'un certain nombre de détente, les gouttes deviennent plus rares et plus grosses et tombent plus rapidement. Puis, quand les poussières sont complètement entraînées, aucune condensation ne se produit plus, à moins que la détente ne devienne supérieure pour l'air à :

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,25 \quad \text{d'où} \quad S = 4,2,$$

si  $\theta_1$  est la température ordinaire.

Dès qu'on dépasse cette limite, un petit nombre de gouttes apparaissent, et ce nombre reste à peu près constant jusqu'à ce que :

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,38 \quad \text{ou} \quad S = 8 ;$$

à ce moment, le nombre des gouttes augmente brusquement, et l'on voit se

former un brouillard très dense et très fin, qui diffracte directement le faisceau lumineux convergeant dans A, au moyen duquel on peut suivre sa chute. Les deux valeurs limites de  $\frac{v_2}{v_1}$  sont très nettement marquées.

7. Dirigeons maintenant au travers de A les rayons de Röntgen provenant d'un tube de Crookes et produisons la détente pendant leur passage ou quelques secondes après qu'ils ont cessé : au-dessous de la limite 1,25 aucune condensation ne se produit dans le gaz, mais, dès que la détente atteint cette limite, *au moment même où elle produisait tout à l'heure un petit nombre de gouttes*, elle produit maintenant un nuage d'autant plus abondant et plus fin que la radiation est plus intense ou qu'elle a cessé depuis un temps moins long.

Ainsi donc il existe normalement dans le gaz un petit nombre de centres qui peuvent provoquer la formation de gouttes dès que la détente devient supérieure à 1,25, et le passage des rayons de Röntgen crée des centres analogues, jouissant de la même propriété, en nombre beaucoup plus considérable.

Ces centres de condensation, germes des gouttes d'eau, sont-ils les ions mêmes dont nous parlions plus haut ?

Il y aura lieu de le penser si nous montrons que ces centres sont *électriquement chargés, qu'ils se meuvent dans un champ électrostatique*. Modifions dans ce but le récipient A (fig. 4) en y introduisant deux lames métalliques parallèles entre lesquelles nous pouvons établir un champ électrique X. Sous l'action de ce champ, les ions créés dans le gaz placé entre les lames vont se mouvoir vers elles avec les vitesses  $k_1X$  et  $k_2X$  (n° 3), et, pour une même intensité de la radiation, le nombre des ions présents dans le gaz par unité de volume doit être d'autant plus faible que X est plus grand. En effet, les ions produits dans un élément de volume pendant le temps  $dt$  se trouvent répartis, sous l'action du champ, dans une longueur  $k_1Xdt$  pour les ions positifs et  $k_2Xdt$  pour les ions négatifs.

Or, l'expérience montre que, si l'on produit une détente en présence du champ X pendant le passage de la radiation, le nombre des gouttes formées est aussi d'autant plus faible que le champ est plus intense, et par suite diminue en même temps que le nombre des ions.

Si, de plus, la détente est produite un instant après que la radiation a cessé, aucune condensation n'a plus lieu, contrairement à ce qui se passait en l'absence du champ. Les derniers ions produits par la radiation ont ici, grâce au champ, été recueillis par les lames avant la détente, et les centres de condensation disparaissent en même temps que les ions.

La présence des centres de condensation paraît donc bien étroitement liée à la présence de charges libérées dans le gaz : en même temps que celles-ci disparaissent par recombinaison ou par action d'un champ, disparaissent aussi les centres de condensation que la radiation avait créés.

De plus, les mêmes caractères se retrouvent exactement lorsque, au lieu d'employer les rayons de Röntgen, on rend le gaz conducteur par tout autre moyen : la production de charges libres dans le gaz par action des rayons des corps radio-actifs, par la décharge en aigrettes, par action de la lumière ultra-violette sur un métal chargé négativement (phénomène de Hertz), correspond toujours

à un accroissement extrêmement marqué de nombre des gouttes qui se forment au moment où la détente atteint la limite 1,25.

D'autre part, M. Wilson<sup>(1)</sup> a montré irréfutablement que l'air présente d'une manière normale une conductibilité très faible : l'air doit donc renfermer constamment un petit nombre d'ions, et nous avons vu (n° 6) qu'il renferme aussi en petit nombre des centres de condensation identiques à ceux que produisent les rayons de Röntgen. La faible ionisation permanente de l'air paraît être due à la présence, en quantité extraordinairement faible, d'une matière radio-active analogue à celle que dégage le thorium et dont l'étude est poursuivie en ce moment par divers physiciens.

*De la simultanéité d'existence des ions et des centres de condensation il est logique d'induire que les centres de condensation eux-mêmes portent les charges mobiles, qu'ils sont constitués par les ions.*

Il est d'ailleurs conforme aux prévisions théoriques que la présence d'une charge électrique, sur un centre de condensation, facilite grandement la formation de la goutte par abaissement de la pression de la vapeur en équilibre avec elle.

Les molécules d'un gaz sont, en effet, polarisables électriquement, d'autant plus que le pouvoir inducteur spécifique du gaz est plus élevé, et doivent par suite être attirées vers les régions de champ électrique intense. Les molécules de vapeur d'eau, dont le pouvoir inducteur est exceptionnellement grand, doivent plus que toutes les autres subir cette attraction de la part d'une petite goutte chargée.

Il en doit résulter un abaissement de la pression de vapeur en équilibre avec elle, une plus grande facilité de condensation. On conçoit d'ailleurs que la tension superficielle produise l'effet inverse, puisqu'elle tend à diminuer la surface de la goutte et par suite son volume. D'où l'accroissement de pression de vapeur signalé plus haut.

En fait, d'accord avec l'image précédente, où le centre chargé électriquement attire les molécules de vapeur d'eau, de pouvoir inducteur spécifique élevé, comme un corps électrisé attire les poussières voisines, un raisonnement basé sur les propriétés connues du potentiel thermodynamique<sup>(2)</sup> permet de conclure qu'une goutte d'eau de rayon  $r$ , de charge électrique  $e$ , a une pression  $\pi''$  moindre que la pression  $\pi'$  d'une goutte non chargée de même rayon, de la quantité :

$$\pi' - \pi'' = \frac{\rho}{\sigma - \rho} \frac{e^2}{8\pi r^4}.$$

Cette diminution qui rend la condensation plus facile, variant en sens inverse de  $r^4$ , aura, par rapport à l'accroissement que produit la tension superficielle, inversement proportionnel à  $r$ , une importance d'autant plus grande que  $r$  sera plus petit.

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, A., t. CXCIII, 1900, p. 289.

(2) J.-J. THOMSON, *Application of Dynamics to Physics and Chemistry*, 1888. — *Phil. Mag.*, t. XXXVI, 1893, p. 313.

L'hypothèse est donc cohérente d'admettre que les charges libérées dans le gaz par la radiation sont portées par un nombre fini d'ions, de centres chargés, les uns positivement, les autres négativement, en nombre égal à celui des gouttes supplémentaires qu'une détente convenable produit dans le gaz ionisé.

8. IMPORTANCE THÉORIQUE DES EXPÉRIENCES DE CONDENSATION. — Un caractère remarquable des expériences précédentes est la manière particulièrement nette dont elles justifient, pour la première fois, l'hypothèse atomique, en montrant la structure discontinue des charges électriques portées par la matière. Elles permettent de saisir individuellement chaque centre électrisé, germe d'une goutte d'eau, et par suite de compter le nombre de ces centres présents dans un volume déterminé du gaz.

Nous verrons (n° 12) comment le Professeur J.-J. Thomson a pu déduire de là une mesure en valeur absolue de la charge portée par un ion dans les gaz, atteignant ainsi l'unité naturelle de charge électrique, probablement indivisible, quantité minima que puisse transporter un centre électrisé.

9. DIFFÉRENCES ENTRE LES IONS DES DEUX SIGNES. — Nous avons vu plus haut (n° 3) que les ions des deux signes ont des mobilités  $k_1$  et  $k_2$  différentes dans l'air sec. A cette première dissymétrie, que nous verrons plus loin s'accroître d'une manière singulière, vient s'ajouter ici une seconde différence relative à la détente minima nécessaire pour former des gouttes sur les ions négatifs et sur les positifs.

Ce fait fut signalé pour la première fois par J.-J. Thomson à propos de ses recherches sur la charge d'un ion en valeur absolue<sup>(1)</sup>. Nous savons qu'au moment où la détente atteint 1,25 dans l'air ionisé saturé de vapeur d'eau ( $S = 4$  environ), une condensation abondante se produit. La détente augmentant, un accroissement brusque du nombre des gouttes a lieu dans l'air ionisé dès que la détente dépasse 1,31 ( $S = 6$  environ).

Ce fait fut attribué par J.-J. Thomson à une différence d'action des ions des deux signes, les négatifs provoquant la condensation plus facilement que les positifs. Pour les détentes comprises entre 1,25 et 1,31, les ions négatifs seuls servent de germes pour la condensation; au delà de 1,31, les ions des deux signes agissent également et se partagent la masse d'eau condensée, les gouttes devenant plus nombreuses et plus fines.

Ce résultat est de très grande importance au point de vue météorologique, puisqu'il permet d'expliquer l'électrisation négative du sol par la chute des gouttes de pluie chargées négativement qui se forment les premières par détente dans les couches supérieures de l'atmosphère constamment ionisées.

Pour montrer nettement cette dissymétrie en détendant un gaz qu'on sait ne contenir que des ions d'un seul signe M. C.-T.-R. Wilson<sup>(2)</sup> a remplacé le récipient A de la figure 9 par celui représenté figure 10. Il est partagé en son milieu par une cloison métallique étanche AB.

Les rayons de Röntgen passant à travers une mince fenêtre d'aluminium

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 528.

(2) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, A., t. CXVIII, 1900, p. 289.

ionisent le gaz de part et d'autre de AB dans une couche de très faible épaisseur, grâce à l'écran de plomb épais E.

Si la lame C est portée à un potentiel plus élevé que AB, les ions négatifs produits dans la partie gauche se déplaceront vers C, tandis que les ions posi-

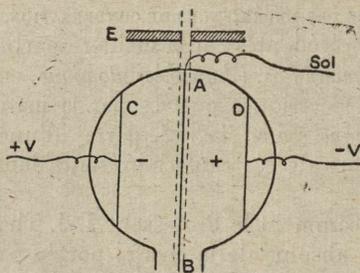


Fig. 10.

tifs, ayant une distance très faible à parcourir, seront recueillis presque immédiatement par AB. Le gaz à gauche de AB ne contiendra donc sensiblement que des ions négatifs.

Si, au contraire, D est maintenu à un potentiel plus faible que celui de AB, le gaz situé à droite de AB ne contiendra presque exclusivement que des ions positifs.

Si, dans ces conditions, on produit pendant le passage de la radiation une détente égale à 1,25, un brouillard se forme seulement du côté gauche, sur les ions négatifs, et il faut atteindre une détente égale à 1,31 pour que la condensation devienne abondante du côté positif.

10. LES IONS DES DEUX SIGNES PORTENT LA MÊME CHARGE. — Si l'écran E est symétriquement placé, les ionisations sont également intenses de part et d'autre de AB; C et D recueilleront dans le même temps des quantités d'électricité égales et de signes contraires, et comme les mobilités  $k_1$  et  $k_2$  sont très voisines dans l'air saturé de vapeur d'eau (n° 3), les quantités d'électricité portées par les ions présents dans le gaz seront les mêmes de part et d'autre de AB. Un renversement des deux champs permet d'ailleurs d'éliminer tout défaut de symétrie.

Or, l'expérience va nous montrer que ces charges égales en valeur absolue sont portées par des nombres égaux d'ions positifs et négatifs.

En effet, quand la détente devient suffisante pour que chacun des ions puisse former une goutte :

$$\left(\frac{v_2}{v_1} = 1,35 \text{ environ}\right),$$

une détente ultérieure ne produisant plus de condensation notable, la comparaison du nombre des ions se déduira de l'observation de la vitesse de chute pour les deux brouillards formés en même temps à droite et à gauche. Si les ions présents sont en nombres égaux, comme la quantité d'eau disponible est la même, les gouttes formées devront être égales et devront tomber avec la même vitesse. C'est précisément ce que donne l'expérience.

Donc, des charges positive et négative égales en valeur absolue sont portées par le même nombre d'ions. Chacun de ceux-ci doit porter la même charge  $e'$ .

11. PRODUCTION SIMULTANÉE DE NOMBRES ÉGAUX D'IONS DES DEUX SIGNES. — Des quantités égales d'électricité positive et négative étant libérées simultanément dans le gaz au moment de l'ionisation, il résulte de ce qui précède que la radiation doit produire toujours des nombres égaux d'ions des deux signes.

Nous verrons plus loin comment ce résultat a été confirmé et précisé par M. Townsend au moyen d'une méthode entièrement différente, qui lui a permis de montrer que la charge commune  $e'$  portée par tous les ions est toujours égale en valeur absolue à la charge  $e$  que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse.

12. CHARGE ABSOLUE D'UN ION. — Cette charge  $e'$  a été mesurée par J.-J. Thomson<sup>(1)</sup> en comptant les gouttes formées par condensation sur les ions qui transportent une quantité connue d'électricité.

Nous avons vu comment (n° 5) la détente  $\frac{v_2}{v_1}$  permet de calculer la masse  $m$  de l'eau condensée par unité de volume du gaz détendu. Si  $N$  est le nombre des ions négatifs présents dans l'unité du volume initial, et  $P$  le nombre des ions positifs, le nombre des gouttes qu'ils produisent dans l'unité du volume final est :

$$(N + P) \frac{v_1}{v_2},$$

et si  $\nu$  est le nombre des gouttes formées en l'absence de la radiation par la même détente, le nombre total est :

$$\nu + (N + P) \frac{v_1}{v_2}.$$

La vitesse de chute  $U$  des gouttes, observée en suivant le niveau supérieur du brouillard formé, est liée à leur rayon  $r$  par la relation :

$$U = \frac{2}{9} \frac{gr^2}{\mu},$$

$\mu$  étant le coefficient de viscosité de l'air, et  $g$  l'accélération de la pesanteur.

L'observation de  $U$  donne donc  $r$  et, par suite, le volume de chaque goutte. On a :

$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 \left[ \nu + (N + P) \frac{v_1}{v_2} \right].$$

En l'absence de la radiation, le rayon des gouttes  $r_0$  et leur vitesse de chute  $U_0$  sont plus grands et donnent  $\nu$  par :

$$m = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \nu,$$

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 528.

d'où  $N + P$ . La radiation doit être assez peu intense pour qu'une seule détente suffise à former des gouttes sur tous les ions présents.

Si  $e'$  est la charge commune aux ions des deux signes, la somme des charges en valeur absolue contenues dans l'unité du volume initial est :

$$(N + P) e'.$$

Le récipient A de l'appareil de détente (fig. 9) était modifié comme l'indique la figure 11. Entre la surface de l'eau DE et la lame mince d'aluminium AB

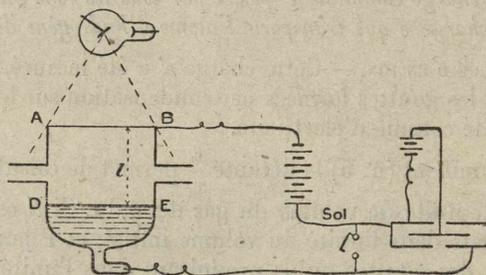


Fig 11.

traversée par les rayons, on établissait une différence de potentiel connue  $V$  produisant un champ  $\frac{V}{l}$  où les ions des deux signes se mouvaient avec les vitesses :

$$k_1 \frac{V}{l} \quad \text{et} \quad k_2 \frac{V}{l},$$

Si  $I$  est la quantité d'électricité recueillie par seconde par la surface DE égale à  $S$ , et mesurée par un électromètre de capacité connue, on a :

$$I = SNe'k_2 \frac{V}{l} + SPe'k_1 \frac{V}{l} = Se' \frac{V}{l} (Nk_2 + Pk_1).$$

Ou, comme on a sensiblement, dans l'air saturé de vapeur d'eau,  $k_1 = k_2 = k$ ,

$$I = \frac{SVk}{l} (N + P) e'.$$

d'où :

$$e' = \frac{Il}{kVS(N + P)};$$

$k$  est connu d'après les mesures de mobilité (chap iv),  $I$  est mesuré par l'électromètre et  $N + P$  par une expérience de condensation, la détente étant produite pendant le passage du courant  $I$  au travers du gaz.

On a trouvé ainsi des nombres très voisins pour l'air et l'hydrogène et oscillant autour de la valeur :

$$e' = 7 \times 10^{-10} \text{ unités électrostatiques.}$$

Nous verrons plus loin (n° 17) comment M. Townsend<sup>(1)</sup> a pu démontrer que cette charge  $e'$  est égale à celle que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, et comment il a pu confirmer, par l'étude de la diffusion des ions dans le gaz, les résultats que nous venons d'obtenir relativement à l'égalité des charges portées par les ions des deux signes.

### Application de la théorie cinétique.

Il est nécessaire maintenant de nous placer plus complètement au point de vue de la théorie cinétique pour préciser l'idée que nous avons pu jusqu'ici nous former des ions dans les gaz.

L'hypothèse des ions prend une force nouvelle et une grande netteté quand on l'associe à l'image précise du milieu gazeux que la théorie cinétique a permis de construire.

Je vais essayer d'en tirer tout d'abord une représentation simple des phénomènes de diffusion et de déplacement dans un champ électrique. On verra plus loin (chap. III) comment l'image cinétique m'a permis d'analyser de plus près le phénomène de la recombinaison des ions de signes contraires, et de prévoir des relations numériques que l'expérience est venue confirmer.

Cherchons donc à suivre, en adoptant les notions fondamentales de la théorie cinétique des gaz, les conséquences auxquelles conduit l'hypothèse de centres électrisés présents parmi les molécules.

13. ATTRACTION DES MOLÉCULES PAR LES CENTRES CHARGÉS. — Si  $M$  est le nombre des molécules du gaz par unité de volume,  $m$  la masse de l'une d'elles,  $u^2$  le carré moyen de leur vitesse d'agitation thermique, on sait que la pression  $\varpi$  du gaz est donnée par :

$$\varpi = \frac{1}{3} Mmu^2.$$

Les centres portant les charges libres dans les gaz exercent une action attractive énergétique sur les molécules voisines. Pour avoir une idée de son ordre de grandeur, calculons le moment électrostatique  $\mu$  de la molécule d'oxygène polarisée par un champ électrique  $X$ . Si  $K'$  est le pouvoir inducteur spécifique du gaz, le moment électrique de l'unité de volume est égal à la polarisation :

$$A = \frac{(K' - 1) X}{4\pi}.$$

Et si  $M$  est le nombre des molécules par unité de volume,

$$\mu = \frac{A}{M} = \frac{(K' - 1) X}{4\pi M}.$$

(1) TOWNSEND, *Philos. Trans.*, A., t. CXCIII, 1899, p. 129.

L'ion qui porte une charge  $e' = 7 \times 10^{-10}$  produit à la distance  $r$  un champ  $\frac{e'}{r^2}$ , et la force attractive qui en résulte sur la molécule est :

$$f = \mu \frac{dX}{dr} = \frac{(K' - 1)X}{4\pi M} \cdot \frac{dX}{dr} = \frac{K' - 1}{2\pi M} \frac{e'^2}{r^5} \quad (1).$$

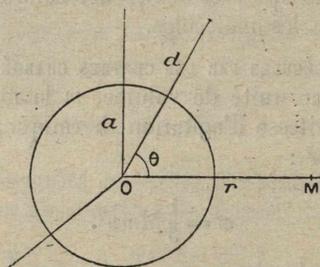
(1) Cette formule ne donne qu'une expression approchée de l'attraction d'une molécule par un centre chargé; on l'obtient en supposant uniforme le champ produit par ce centre dans le volume occupé par la molécule. J'ai pu obtenir, par l'emploi des fonctions de Laplace, la solution complète du problème, dans le cas où les molécules sont supposées sphériques, et montrer que la solution approchée en fournit bien le terme principal.

Soit  $K$  le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique supposé homogène qui constitue la molécule sphérique du rayon  $a$ , dont le centre  $O$  est situé à la distance  $r$  du point  $M$  portant la charge  $e'$ .

Le potentiel total  $V$ , dû au point  $M$  et à la sphère polarisée, satisfait à l'équation de Laplace  $\Delta V = 0$  à l'extérieur comme à l'intérieur de la sphère, puisque le diélectrique est homogène. On a d'ailleurs au point  $P$  (fig. ), dont la distance au point  $M$  est  $\rho$ ,

$$(1) \quad V = V' + \frac{e'}{\rho},$$

$V'$  étant le potentiel dû au diélectrique polarisé;  $V$  et  $\frac{e'}{\rho}$  satisfaisant à l'équation de Laplace,



il en est de même de leur différence  $V'$ . On aura donc :

$$(2) \quad V' = \sum_0^{\infty} \frac{Y_n d^n}{a^{n+1}} = V'_i$$

à l'intérieur de la sphère et :

$$(3) \quad V' = \sum_0^{\infty} \frac{Y_n a^n}{d^{n+1}} = V'_e$$

à l'extérieur,  $Y_n$  étant un harmonique zonal d'ordre  $n$ , puisque le champ est évidemment de révolution autour de  $OM$ .

Si l'on développe de la même manière la fonction  $\frac{1}{\rho}$ , on a, pour  $d < r$ ,

$$(4) \quad \frac{1}{\rho} = \sum (-1)^n \frac{P_n d^n}{r^{n+1}},$$

Cette force attractive varie donc en raison inverse de la cinquième puissance de la distance. Le travail qu'elle fournit quand la distance diminue depuis l'infini jusqu'à  $r$  est :

$$W = \int_r^\infty f dr = \frac{K' - 1}{8\pi M} \frac{e^2}{r^4}.$$

$P_n$  comme  $Y_n$  étant un harmonique zonal, fonction seulement de  $\cos \theta$ ; la fonction  $P_n(\cos \theta)$  est connue sous le nom de *polynôme de Legendre*. Pour  $\theta = 0$  on a :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r-d} = \sum (-1)^n \frac{d^n}{r^{n+1}},$$

donc :

$$(5) \quad P_n(1) = 1.$$

À la surface de la sphère, pour  $d = a$  le champ électrique dérivé du potentiel  $V$  présente une discontinuité. Sa composante normale à l'extérieur  $-\left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_e$  est différente de sa composante normale à l'intérieur  $-\left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_i$ . Le théorème de la conservation du flux d'induction donne la relation :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_e = K \left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_i \quad \text{pour} \quad d = a.$$

En remplaçant  $V$  par l'expression (1) il vient, pour  $d = a$ ,

$$\frac{\partial V'_e}{\partial d} + e' \frac{\partial 1}{\partial d} \frac{1}{\rho} = K \frac{\partial V'_i}{\partial d} + K e' \frac{\partial 1}{\partial d} \frac{1}{\rho}.$$

D'après (2), (3) et (4),

$$\sum_1^\infty \left(K + 1 + \frac{1}{n}\right) Y_n = (K-1) e' \sum_1^\infty (-1)^{n-1} \frac{P_n a^{n+1}}{r^{n+1}},$$

d'où :

$$Y_n = e' \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} (-1)^{n-1} \frac{P_n a^{n+1}}{r^{n+1}}$$

et :

$$V'_e = \sum \frac{Y_n a^n}{d^{n+1}} = e' \sum_1^\infty (-1)^{n-1} \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} \frac{a^{2n+1}}{r^{n+1}} \frac{P_n}{d^{n+1}}.$$

L'attraction de la sphère par le point  $M$  est égale à l'action de la sphère sur la charge de  $M$ , c'est-à-dire à :

$$F = e' \left(-\frac{\partial V'_e}{\partial d}\right)_r;$$

$-\left(\frac{\partial V'_e}{\partial d}\right)_r$ , champ produit au point  $M$  par la sphère polarisée, s'obtiendra en donnant à  $d$  la valeur  $r$  dans  $-\frac{\partial V'_e}{\partial d}$ .

Comparons cette quantité à l'énergie cinétique moyenne de la molécule  $\varpi = \frac{1}{2} mu^2$  :

$$\frac{W}{w} = \frac{K' - 1}{4\pi M mu^2} \frac{e^2}{r^4} = \frac{K' - 1}{12\pi\varpi} \frac{e^2}{r^4},$$

$\varpi$  étant la pression du gaz.

Or :

$$-\frac{\partial V'_e}{\partial d} = e' \sum (-1)^{n+1} \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} \frac{a^{2n+1} (n+1) P_n}{r^{n+1} d^{n+2}},$$

d'où :

$$(6) \quad F = e'^2 \sum \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} \frac{(n+1)a^{2n+1}}{r^{2n+3}},$$

puisque d'après (5) on a, pour le point M :

$$\cos \theta = 1, \quad P_n = 1.$$

L'expression de F donne, pour l'énergie potentielle relative de la sphère et de la charge  $e'$  :

$$W = \frac{e'^2}{2} \sum_1 \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} \frac{a^{2n+1}}{r^{2n+2}}$$

ou, si l'on fait intervenir le volume de la sphère :

$$(7) \quad v = \frac{4}{3} \pi a^3,$$

$$W = \frac{3v}{3\pi} \frac{K-1}{K+2} \frac{e'^2}{r^4} \left( 1 + \frac{K+2}{K+\frac{3}{2}} \frac{a^2}{r^2} + \frac{K+2}{K+\frac{4}{3}} \frac{a^4}{r^4} + \dots \right).$$

Le premier terme du développement donne bien la formule employée dans le texte.

Il suffit, en effet, pour la retrouver, d'établir la relation qui existe entre le pouvoir inducteur spécifique  $K'$  du gaz pris en masse et le pouvoir inducteur spécifique  $K$  de la substance qui constitue chaque molécule supposée sphérique.

Si on limite la formule (6) à son premier terme, on en déduit, pour le moment électrostatique  $\mu$  de la sphère de volume  $v$  polarisée par le champ  $X = \frac{e}{r^2}$ , l'expression :

$$\mu = \frac{3v}{3\pi} \frac{K-1}{K+2} X = \frac{K'-1}{4\pi M} X,$$

$$K' - 1 = 3Mv \frac{K-1}{K+2}.$$

D'où l'on déduit pour  $W$ , en limitant l'expression (7) à son premier terme :

$$W = \frac{3v}{3\pi} \frac{K-1}{K+2} \frac{e'^2}{r^4} = \frac{K'-1}{8\pi M} \frac{e'^2}{r^4}.$$

$K' - 1$  est proportionnel à  $\varpi$ , et l'on a pour l'oxygène ou pour l'air  $K' = 1,0006$  pour  $\varpi = 10^6$ ; d'où, puisque :

$$e' = 7 \times 10^{-10},$$

$$\frac{W}{w} = \frac{4}{5} \times \frac{10^{-29}}{r^4}.$$

Or, le diamètre d'une molécule est, d'après la théorie cinétique, de l'ordre  $\frac{1}{3} \times 10^{-7}$ , et si nous prenons ce nombre comme limite inférieure de la distance de la molécule au centre chargé, il vient :

$$\frac{W}{w} = 6 \text{ environ.}$$

L'attraction du centre pour les molécules est donc assez grande pour maintenir en contact avec lui les molécules immédiatement voisines, et d'autant plus énergiquement que le pouvoir inducteur spécifique de celles-ci est plus élevé. Nous verrons que, conformément à cette prévision, les résultats expérimentaux conduisent à penser que chaque centre chargé libre dans le gaz groupe autour de lui un certain nombre de molécules qu'il rend solidaires de son mouvement d'agitation thermique. Les agglomérations ainsi constituées, variables avec les conditions de température et de pression du gaz, variables avec le signe de la charge portée, puisque les mobilités  $k_1$  et  $k_2$  sont généralement différentes, et pouvant se réduire au seul centre initial, constitueront les *ions*.

14. Le nombre de ces *ions* par unité de volume (centimètre cube), déduit des expériences de condensation, est, dans les conditions expérimentales ordinaires, toujours inférieur à  $10^7$  pour les ionisations les plus intenses. Or la théorie cinétique des gaz conduit à admettre pour le nombre  $M$ , sous la pression normale, une valeur plus grande que  $10^{19}$ , de sorte que les molécules sont à la pression ordinaire au moins  $10^{12}$  fois plus nombreuses que les ions.

Ceux-ci participant au mouvement général d'agitation du gaz, leurs chocs contre les molécules auront pour effet de rendre leur énergie cinétique moyenne égale à celle des molécules du gaz. Si  $m_1$  est la masse de l'agglomération qui constitue l'ion positif,  $u_1^2$  le carré moyen de sa vitesse d'agitation,  $m_2$  et  $u_2$  les quantités correspondantes pour l'ion négatif, on aura :

$$m_1 u_1^2 = m_2 u_2^2 = m u^2.$$

Étant donnée l'extrême rareté relative des ions, leurs chocs contre les molécules seront infiniment plus nombreux que les chocs entre deux ions : nous aurons à parler de ces derniers à propos de la recombinaison; mais ce sont les chocs des ions contre les molécules qui déterminent les lois de leur déplacement dans le gaz en la présence ou en l'absence d'un champ.

15. CHEMIN MOYEN DES IONS. — Aucune force extérieure appréciable n'agit sur les ions en l'absence d'un champ électrique. En effet, l'action de la pesanteur est comparable à celle d'un champ infiniment faible.

Si  $m_1$  est la masse d'un ion positif,  $e'$  sa charge,  $X$  le champ électrique exerçant la même force que la pesanteur :

$$Xe' = m_1 g, \quad X = \frac{m_1}{e} g.$$

Nous aurons pour  $X$  une valeur trop grande si  $\frac{m_1}{e}$  est pris 1 000 fois plus grand que le rapport  $\frac{m}{e}$  pour l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse (n° 18).

D'où :

$$X < \frac{1}{3} \times 10^{-11} \times 981 = \frac{1}{3} \times 10^{-8} = 10^{-6} \text{ volts par centimètre.}$$

De plus, à la distance moyenne des molécules, égale environ à  $\frac{1}{3} \times 10^{-6}$  sous la pression normale, l'attraction électrostatique étudiée plus haut produit un effet négligeable, puisque, à cette distance,

$$\frac{W}{w} = \frac{4}{5} \times \frac{10^{-20}}{r^4} = 6 \times 10^{-4} \text{ environ.}$$

De sorte que les ions se meuvent sensiblement en ligne droite entre deux chocs contre les molécules et parcourent ainsi librement un chemin variable d'un intervalle à l'autre; mais on peut définir un chemin moyen  $\lambda$ , *moyenne arithmétique d'un grand nombre de libres parcours.*

Nous aurons besoin dans la suite de connaître la répartition des libres parcours autour de cette valeur moyenne : soit  $I$  un grand nombre d'ions qui, au même instant, viennent de subir un choc et commencent leur libre parcours. Cherchons le nombre  $y$  d'entre eux qui n'auront pas encore subi de choc après avoir parcouru librement l'espace  $x$ .

Le nombre des chocs qui se produiront entre les chemins  $x$  et  $x + dx$  est évidemment proportionnel à  $y$  et à  $dx$  :

$$dy = ky dx;$$

d'où, par intégration :

$$y = Ie^{-kx},$$

et le nombre des ions qui subissent un choc entre  $x$  et  $x + dx$  est :

$$dI = -dy = kIe^{-kx} dx.$$

D'après la définition du chemin moyen, on aura :

$$\lambda = \frac{1}{I} \int_0^1 x dI = k \int_0^1 x e^{-kx} dx = \frac{1}{k};$$

d'où :

$$y = Ie^{-\frac{x}{\lambda}}.$$

Donc  $\lambda$  étant le chemin moyen, le nombre des ions qui, après un choc, parcourent librement un chemin supérieur à  $x$  s'obtient en multipliant le nombre de ceux qui ont subi le choc par  $e^{-\frac{x}{\lambda}}$ .

16. DIFFUSION DES IONS. — Soit  $N$  le nombre des ions, négatifs par exemple, contenus dans le gaz par unité de volume. Si la répartition n'est pas uniforme,  $N$  sera variable d'un point à un autre, et l'agitation intérieure du gaz aura pour effet de produire une diffusion qui régularisera la répartition au bout d'un certain temps.

Considérons en  $O$  (fig. 12) un élément  $d\sigma$  du plan perpendiculaire à l'axe

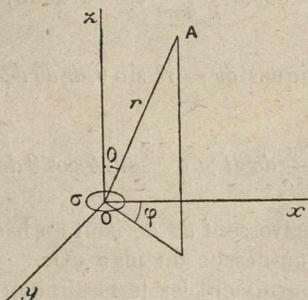


Fig. 12.

des  $z$ , supposé vertical : si les ions sont plus nombreux au-dessus qu'au-dessous du plan

$$\left(\frac{\partial N}{\partial z} > 0\right),$$

ceux qui traverseront le plan en descendant seront plus nombreux que ceux qui le traverseront en montant.

Cherchons combien d'ions auront été cédés, par unité de temps, à travers l'unité de surface de  $d\sigma$  par la partie supérieure à la partie inférieure du gaz.

Nous supposons ici, pour simplifier, que tous les ions possèdent une même vitesse égale à la moyenne quadratique des vitesses  $u$ . Les résultats que nous allons obtenir sont conformes, d'ailleurs, à ceux qu'une analyse plus complète fournit. De plus, comme le nombre des ions est *extrêmement* petit par rapport à celui des molécules du gaz, nous n'aurons pas à tenir compte d'un mouvement d'ensemble du gaz de bas en haut, pour compenser la chute de pression due au passage final d'un certain nombre d'ions de haut en bas.

Soit en  $A$  un élément de volume  $dv$  contenant  $N dv$  ions. chacun de ceux-ci parcourt dans le temps  $dt$  un chemin  $u dt$  et le nombre de ses chocs contre les molécules est  $\frac{u dt}{\lambda}$  si  $\lambda$  est le chemin moyen des ions considérés. Le nombre des ions qui, dans le temps  $dt$ , sont émis par  $dv$  après y avoir subi un choc est

$$N \frac{u}{\lambda} dv dt.$$

Or,  $d\sigma$  est vu de A sous l'angle solide  $\frac{d\sigma \cos \theta}{r^2}$ , de sorte que le nombre des ions précédents émis vers  $d\sigma$  est :

$$\frac{Nu}{\lambda} dv dt \times \frac{d\sigma \cos \theta}{4\pi r^2}.$$

Et le nombre de ceux qui traversent  $d\sigma$  après avoir parcouru librement la distance  $r$  est, d'après (15) :

$$dv = \frac{Nu \cos \theta}{\lambda 4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda}} dt dv d\sigma.$$

Si en coordonnées sphériques  $dv = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$ ,

$$dv = \frac{Nu}{4\pi\lambda} d\sigma dt \times e^{-\frac{r}{\lambda}} \sin \theta \cos \theta dr d\theta d\varphi.$$

Le nombre des ions qui traversent  $d\sigma$  de haut en bas se calculera en intégrant dans tout l'espace situé au-dessus du plan  $yOz$ .

Les valeurs de  $r$  qui fournissent les termes importants dans cette intégrale sont de l'ordre de  $\lambda$ , à cause du facteur exponentiel, et sont, par suite, assez petites pour qu'on puisse prendre pour  $N$  la valeur :

$$N = N_0 + x \frac{\partial N}{\partial x} + y \frac{\partial N}{\partial y} + z \frac{\partial N}{\partial z},$$

$N_0$  étant la valeur de  $N$  au point  $O$  et les dérivées partielles étant prises en ce point.

Les seuls termes différents de zéro dans l'intégrale sont, tous calculs faits :

$$\left( \frac{N_0 u}{4} + \frac{\lambda u}{6} \frac{\partial N}{\partial z} \right) dt d\sigma.$$

De même, les ions qui traversent  $d\sigma$  de bas en haut pendant le temps  $dt$  sont en nombre :

$$\left( \frac{N_0 u}{4} - \frac{\lambda u}{6} \frac{\partial N}{\partial z} \right) dt d\sigma.$$

On a, pour la différence par unité de surface et par unité de temps :

$$\frac{\lambda u}{3} \frac{\partial N}{\partial z}.$$

Ce nombre d'ions passant de la partie supérieure à la partie inférieure est le même que si tous les ions, abstraction faite du mouvement d'agitation

thermique, étaient animés d'une vitesse d'ensemble dont la composante  $v$  suivant OZ serait telle que :

$$Nv = \frac{\lambda u}{3} \frac{\partial N}{\partial z},$$

$$v = \frac{\lambda u}{3 N} \frac{\partial N}{\partial z}.$$

On retrouve ainsi l'équation ordinaire de la diffusion :

$$(4) \quad v = D \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z},$$

avec, pour le *coefficient de diffusion*  $D$ , l'expression simple :

$$D = \frac{\lambda u}{3}.$$

17. MESURE DES COEFFICIENTS DE DIFFUSION. — Si  $\lambda_1$  et  $u_1$  sont les valeurs de  $\lambda$  et  $u$  pour les ions positifs,  $\lambda_2$  et  $u_2$  les mêmes quantités pour les ions négatifs, les deux coefficients de diffusion  $D_1$  et  $D_2$  de ces ions seront, d'après la théorie précédente, exprimés par :

$$D_1 = \frac{\lambda_1 u_1}{3}, \quad D_2 = \frac{\lambda_2 u_2}{3}.$$

M. Townsend<sup>(1)</sup> par une méthode extrêmement ingénieuse a pu mesurer directement les coefficients  $D_1$  et  $D_2$ , en s'appuyant sur le principe suivant :

Si une surface conductrice est en contact avec le gaz ionisé, ceux des ions qui se trouvent dans son voisinage immédiat sont attirés par elle comme ils le seraient par leur image électrique dans la surface, et viennent lui céder leur charge : de sorte que le nombre des ions par unité de volume du gaz au contact immédiat de la surface est nul pour les ions des deux signes. Il en résultera une diffusion des ions de la masse du gaz vers le conducteur, et les nombres d'ions qui disparaîtront en un temps donné en lui cédant leurs charges dépendront directement des coefficients  $D_1$  et  $D_2$ .

Si donc un courant de gaz ionisé passe dans un tube métallique de diamètre assez petit pour que la perte d'ions due à la diffusion vers la paroi du tube soit grande par rapport à la perte par recombinaison, la mesure du rapport  $R$  des charges d'un signe donné, disponibles dans le gaz à l'entrée et à la sortie du tube, permettra de calculer le coefficient de diffusion pour les ions de ce signe.

En partant des équations de diffusion analogues à l'équation (4), et de la condition que  $N$  soit nul en tout point de la paroi du tube, M. Townsend a obtenu pour le rapport  $R$  une expression de la forme :

$$R = \alpha e^{-\beta \frac{dl}{v}} + \alpha' e^{-\beta' \frac{dl}{v}} + \dots,$$

(1) J.-S. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, t. CXIII, A, 1899, p. 129.

où  $l$  est la longueur du tube,  $V$  le volume de gaz qui le traverse par unité de temps, et  $D$  le coefficient de diffusion cherché, seul inconnu.

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\alpha'$ ,  $\beta'$ , ... sont des constantes numériques fournies par l'analyse; elles sont telles que les premiers termes sont seuls importants dans l'expression de  $R$ .

La disposition expérimentale est représentée figure 13.

Le gaz peut être envoyé alternativement dans deux larges tubes de laiton  $A_1$  et  $A_2$  qui portent deux fenêtres  $W_1$  et  $W_2$  fermées par des lames d'aluminium

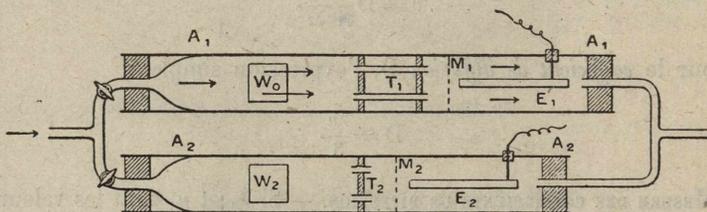


Fig. 13.

minces, à travers lesquelles on peut faire arriver les rayons de Röntgen, en évitant, pour rendre l'ionisation plus uniforme, la production de rayons secondaires au moyen d'une double paroi d'aluminium dans le tube de laiton en face des fenêtres.

Le gaz ionisé passe alors dans un faisceau  $T_1$  ou  $T_2$  de tubes de laiton de petit diamètre où se produit la perte par diffusion. Les tubes  $T_2$ , beaucoup plus courts que  $T_1$ , servent à éliminer l'influence des bouts qui sont toujours le siège de remous dans le gaz.

Le gaz arrive ensuite dans le champ créé entre une tige métallique isolée  $E_1$  ou  $E_2$  et le tube  $A_1$  ou  $A_2$ , ce champ étant limité par une toile métallique  $M_1$  ou  $M_2$ . Si le champ est suffisamment intense,  $E$  recueille tous les ions d'un signe déterminé qui traversent  $M$ , et si l'appareil est réglé de manière que  $W_1$  et  $W_2$  produisent des ionisations identiques, la comparaison des quantités d'électricité recueillies par  $E_1$  et  $E_2$  permet de calculer le coefficient de diffusion des ions du signe considéré. Un renversement du champ fait recueillir à  $E$  les ions de l'autre signe.

Les résultats, corrigés de la perte par recombinaison, très peu importante, sont les suivants dans les conditions normales :

| <i>Gaz secs.</i>         |         |         |                     |
|--------------------------|---------|---------|---------------------|
| GAZ.                     | $D_1$ . | $D_2$ . | $\frac{D_2}{D_1}$ . |
| Air . . . . .            | 0,028   | 0,043   | 1,54                |
| Oxygène . . . . .        | 0,025   | 0,039   | 1,58                |
| Hydrogène . . . . .      | 0,123   | 0,190   | 1,54                |
| Gaz carbonique . . . . . | 0,023   | 0,026   | 1,13                |

## Gaz saturé d'eau.

| GAZ.                      | $D_1$ . | $D_2$ . | $\frac{D_2}{D_1}$ . |
|---------------------------|---------|---------|---------------------|
| Air . . . . .             | 0,032   | 0,035   | 1,09                |
| Oxygène . . . . .         | 0,029   | 0,036   | 1,24                |
| Hydrogène . . . . .       | 0,128   | 0,142   | 1,11                |
| CO <sup>2</sup> . . . . . | 0,024   | 0,025   | 1,04                |

18. GROSSEUR DES IONS. — Diverses conséquences peuvent être immédiatement tirées de ces résultats : ils mettent d'abord en évidence la dissymétrie entre les ions des deux signes, confirmant ainsi les indications déjà fournies par les expériences de condensation (n° 9) et par les mesures de mobilités (n° 3).

Ils permettent aussi de se faire une idée plus précise de l'ordre de grosseur des agglomérations moléculaires qui, vraisemblablement, constituent les ions aux pressions ordinaires.

Si les ions avaient la grosseur de 1 molécule de gaz et n'exerçaient aucune attraction sur les molécules neutres, leur coefficient de diffusion devrait être égal à celui du gaz dans lui-même, déduit des expériences de viscosité. Ce coefficient est égal pour l'air à 0,150, donc notablement plus grand que  $D_1$  et  $D_2$ .

Les ions se diffusent donc dans le gaz moins facilement que les molécules neutres : on peut invoquer pour cela deux raisons.

Ou bien, en raison de l'attraction étudiée plus haut (n° 13), l'ion est constitué par une agglomération de molécules autour du centre électriquement chargé. Il en résulte une diminution du chemin moyen  $\lambda$  et de la vitesse  $u$ , et par suite du coefficient de diffusion proportionnel à leur produit.

Ou bien on peut admettre que les centres chargés résultant de la dissociation d'une molécule neutre au moment de l'ionisation se meuvent isolément, mais que leur chemin moyen est diminué grâce à l'attraction intense qu'ils exercent sur les molécules à très faible distance, l'attraction (n° 13) variant sensiblement en raison inverse de la cinquième puissance de la distance.

Cette dernière hypothèse ne paraît cependant pas suffisante pour expliquer l'ensemble des faits expérimentaux. Nous établirons dans le chapitre II que le centre négatif produit dans la dissociation de la molécule neutre est extrêmement petit par rapport au centre positif, et devrait avoir par suite une vitesse d'agitation  $u_2$  très grande par rapport à  $u_1$  et un chemin moyen également plus grand. Or, les coefficients  $D_1$  et  $D_2$ , quoique différents, ont un rapport qui reste voisin de l'unité.

De plus, l'influence de la vapeur d'eau est tout à fait remarquable et hors de proportion avec le nombre de molécules d'eau présentes. Elle s'explique très bien dans l'hypothèse des agglomérations moléculaires, puisque, en raison du pouvoir inducteur spécifique élevé de la vapeur d'eau, ses molécules doivent être attirées par le centre chargé beaucoup plus fortement que celles des autres gaz, et que, par suite, l'agglomération formée autour du centre doit être beaucoup plus riche en eau que le reste du gaz. Ces agglomérations, notablement plus grosses que les molécules, agiront comme centre de condensation lorsque la vapeur d'eau sera sursaturante.

Il est vraisemblable néanmoins que la formation d'un cortège autour du centre électrisé n'élimine pas complètement l'effet de l'attraction au moment du choc de l'ion contre les molécules : il doit seulement le diminuer beaucoup, puisque la distance au centre chargé devient beaucoup plus grande au moment du choc. Je vais essayer de déterminer l'ordre de grosseur des agglomérations, et en obtenir une limite supérieure, en négligeant l'effet de cette attraction et assimilant les collisions à des chocs élastiques. Dans cette hypothèse, si  $m_1$  est la masse de l'ion positif,  $m$  celle d'une molécule,  $\sigma$  la somme des rayons de l'ion et de la molécule, on a <sup>(1)</sup> :

$$(1) \quad \lambda_1 = \frac{1}{\pi \sigma^2 M \sqrt{\frac{m+m_1}{m}}},$$

$M$  étant comme précédemment le nombre des molécules par unité de volume. Si  $s$  est le diamètre d'une molécule, le chemin moyen de celle-ci est :

$$\lambda = \frac{1}{\pi s^2 M \sqrt{2}}.$$

D'où :

$$\frac{D_1}{D} = \frac{\lambda_1 u_1}{\lambda u} = \frac{s^2 u_1}{\sigma^2 u} \sqrt{\frac{2m}{m+m_1}}.$$

Soit  $x$  le nombre des molécules groupées pour former l'ion ; on aura :

$$m_1 = xm,$$

$$\frac{u_1^2}{u^2} = \frac{m}{m_1} = \frac{1}{x}.$$

D'où :

$$\frac{D_1}{D} = \frac{s^2}{\sigma^2} \sqrt{\frac{2}{x(x+1)}},$$

$\frac{D_1}{D}$  étant fourni par l'expérience et égal environ à  $1/4$ , nous aurons une limite supérieure de  $x$  en admettant  $s = \sigma$ , puisque  $s$ , dans l'hypothèse d'une agglomération, est évidemment inférieur à  $\sigma$ ,

$$\sqrt{\frac{2}{x(x+1)}} = \frac{1}{5}.$$

Cette équation admet une seule racine positive, voisine de 7.

*Donc, dans l'air, comme d'ailleurs dans les autres gaz, l'ion positif et l'ion négatif, plus petit que lui, sont constitués par des agglomérations renfermant certainement moins de 10 molécules unies par l'attraction du centre électrisé.*

(1) BOLTZMANN, *Théorie cinétique des gaz*, trad. Gallotti, Gauthier-Villars, 1901.

L'image qui en résulte pour l'ion est celle d'une seule couche de molécules neutres, groupées autour du centre. Elle est bien conforme au résultat indiqué par un calcul de l'attraction (n° 13), qui ne fournit un travail supérieur à l'énergie cinétique de la molécule que si la distance de celle-ci au centre électrisé n'atteint pas deux fois le diamètre d'une molécule.

On en déduit aussi :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda} = \frac{s^2}{\sigma^2} \sqrt{\frac{2m}{m+m_1}} < \frac{1}{2}.$$

Le chemin moyen d'un ion positif est donc égal au plus à la moitié du chemin moyen des molécules du gaz, c'est-à-dire, dans l'air à la pression atmosphérique, à  $\frac{1}{2} \times 10^{-5}$ .

Les considérations qui précèdent semblent bien concorder pour fournir, au moins provisoirement, une image plus précise de la structure des ions. Nous nous occuperons dans le chapitre suivant de la nature des centres autour desquels se forment les agglomérations.

19. CHARGE NÉGATIVE PRISE PAR LES CONDUCTEURS. — Enfin, l'inégalité des coefficients  $D_1$  et  $D_2$  permet d'expliquer pourquoi les conducteurs, primitivement neutres, s'électrisent négativement au contact de l'air ionisé par les rayons de Rontgen. Des quantités égales d'électricité positive et négative sont libérées dans le gaz par la radiation, mais les ions négatifs diffusant plus vite vers le conducteur viennent plus rapidement lui céder leur charge, et l'air environnant reste positivement chargé. Ce fait a été établi expérimentalement d'une manière très nette par J. ZELENY<sup>(1)</sup>.

C'est aussi grâce à la diffusion des ions vers les conducteurs que l'air ionisé ou électrisé abandonne ses charges libres quand on le fait passer à travers un nombre suffisant de toiles métalliques. Le nombre des toiles nécessaires pour recueillir tous les ions est d'autant moindre naturellement que le coefficient de diffusion de ceux-ci est plus élevé. Pour plusieurs raisons (accroissement de l'énergie cinétique moyenne et diminution de l'agglomération), ce coefficient de diffusion doit augmenter très vite quand la température s'élève, et ceci suffit à expliquer une curieuse expérience de M. Villard<sup>(2)</sup> dans laquelle le passage des gaz de la flamme à travers deux toiles métalliques suffit pour leur enlever toute conductibilité.

20. MOBILITÉS DES IONS. — En l'absence d'un champ électrique, le déplacement d'ensemble des ions est dû seulement à la diffusion.

Supposons maintenant un champ  $X$  établi dans le gaz : la force qu'il exerce sur l'ion chargé électriquement transformera la trajectoire rectiligne de son libre parcours en une parabole. Si celle-ci s'écarte peu d'une droite, la durée moyenne  $\frac{\lambda}{u}$  du libre parcours ne sera pas sensiblement changée : cette condition

(1) J. ZELENY, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 134.

(2) P. VILLARD, *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 125.

sera réalisée si le champ est assez faible pour ne fournir pendant le libre parcours qu'un travail petit par rapport à l'énergie cinétique de l'ion  $\frac{1}{2}mu^2$ .

Ce travail est maximum quand l'ion se déplace parallèlement au champ et a pour valeur  $Xe'\lambda$ ; son rapport à  $\frac{1}{2}mu^2$  est :

$$\rho = \frac{2Xe'\lambda}{mu^2} = 2X\lambda \frac{Me'}{Mmu^2} = \frac{2X\lambda Me'}{3\varpi},$$

M étant le nombre des molécules du gaz par unité de volume et  $\varpi$  sa pression. Or, nous allons montrer dans un instant que la charge  $e'$  des ions est égale à celle de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse  $e$ . Donc, pour  $\varpi = 10^6$ ,  $Me = 1,29 \times 10^{10}$  (n° 4) :

$$\rho = 0,86 \times 10^4 \times X\lambda.$$

$X\lambda$  est la chute de potentiel de l'ion entre deux chocs consécutifs. Dans l'air à la pression ordinaire, nous avons trouvé pour  $\lambda$  une valeur inférieure à  $\frac{1}{2}10^{-5}$  (n° 18), donc :

$$\rho = 0,043X.$$

$X$  pourra donc devenir égal à 20 unités C.G.S. ou 6000 V par centimètre sans que  $\rho$  cesse d'être inférieur à 1. Or, les champs ordinairement employés pour recueillir les ions ne dépassant guère 200 V par centimètre, on peut considérer que la durée du libre parcours n'est pas modifiée par l'action du champ.

Cherchons quel sera, par unité de temps, le déplacement d'un ion sous l'action du champ  $X$ . Le nombre des chocs pendant ce temps est  $\frac{u}{\lambda}$  et le nombre de ceux qui se produisent après un libre parcours de longueur comprise entre  $x$  et  $x + dx$  est :

$$\frac{u}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx.$$

Le libre parcours  $x$  dure un temps  $\frac{x}{u}$ , et pendant ce temps l'action du champ a pour résultat de faire tomber l'ion dans sa direction de la quantité :

$$\frac{1}{2} \gamma t^2 = \frac{1}{2} \gamma \frac{x^2}{u^2},$$

$\gamma$  étant l'accélération produite par la force  $Xe'$  qu'exerce le champ :

$$\gamma = \frac{Xe'}{m}.$$

Donc la chute totale de l'ion dans la direction du champ est par unité de temps :

$$v = \frac{Xe'}{2m\lambda u} \int_0^\infty x^2 e^{-\frac{x}{\lambda}} dx = \frac{Xe'\lambda}{mu}.$$

Cette quantité  $v$  est la vitesse d'ensemble avec laquelle les ions se déplacent dans le champ  $X$ . Elle est proportionnelle à  $X$  :

$$v = kX,$$

et donne pour la *mobilité*  $k$  l'expression :

$$k = \frac{\lambda e'}{mu}.$$

Dans leur déplacement sous l'action d'un champ, tout se passe donc comme si les ions prenaient une vitesse constante  $v$  : ce mouvement est analogue à celui que prendraient les ions dans un milieu visqueux créant une résistance proportionnelle à la vitesse. Nous avons exprimé d'une manière analogue l'effet produit par la diffusion.

21. VENT ÉLECTRIQUE. — Cette viscosité, due aux chocs des ions contre les molécules, aura pour effet de transmettre à la masse du gaz la force  $NXe'$  exercée par le champ sur les  $N$  ions d'un signe déterminé, contenus dans l'unité de volume. Si la présence dans le gaz d'un égal nombre d'ions de signe contraire ne produit pas une force équilibrant celle-ci, c'est-à-dire si le gaz est chargé, il se déplacera en masse sous l'action du champ.

J. Zeleny<sup>(1)</sup> a mis en évidence de semblables phénomènes de convection entièrement comparables au phénomène connu sous le nom de *vent électrique*. Si le déplacement en masse du gaz est empêché par les parois, il s'établira des différences de pression équilibrant les forces exercées par le champ. Nous verrons comment la mesure de ces différences de pression a fourni à M. Chattock<sup>(2)</sup> le moyen de déterminer les mobilités des ions produits par l'aigrette (chap. IV).

22. CHARGE DES IONS. — Des expressions obtenues pour le coefficient de diffusion et la mobilité des ions d'un signe donné :

$$D = \frac{\lambda u}{3}, \quad k = \frac{\lambda e'}{mu},$$

il résulte que le rapport  $\frac{k}{D}$  est le même pour tous les ions et pour tous les gaz à la même température. On a, en effet :

$$(5) \quad \frac{k}{D} = \frac{3e'}{mu^2} = \frac{Me'}{\pi},$$

(1) J. ZELENY, *Physical Review*, t. VIII, 1899, p. 161.

(2) CHATTOCK, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899, p. 401.

M étant le nombre des molécules d'un gaz sous la pression  $\varpi$ . A une même température, le rapport  $\frac{M}{\varpi}$  est le même pour tous les gaz, et nous avons vu (n° 12) que  $e'$  est le même pour tous les ions.

*Il y a donc proportionnalité, à une même température, entre les coefficients de diffusion et les mobilités.*

C'est ce que l'expérience confirme si l'on compare les coefficients de diffusion mesurés par M. Townsend aux mobilités mesurées directement (voir chap. v).

Une conséquence encore plus importante peut être déduite de la formule (5). Si  $e$  est la charge portée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, nous savons que, si  $\varpi = 10^6$ , à la température zéro :

$$Me = 1,29 \times 10^{10},$$

ce nombre étant fourni directement par l'expérience (n° 4), et à la température de 15° pour laquelle les  $k$  et les  $D$  ont été mesurés :

$$Me = 1,23 \times 10^{10}.$$

Or, la relation (5) peut s'écrire :

$$\frac{k}{D} = \frac{Me e'}{\varpi e} = 1,23 \times 10^4 \frac{e'}{e},$$

d'où :

$$\frac{e'}{e} = \frac{1}{1,23 \times 10^4} \frac{k}{D}.$$

On obtient ainsi, au moyen de nombres directement fournis par l'expérience, y compris  $k$  et  $D$ , le rapport de la charge d'un ion à celle d'un atome d'hydrogène dans l'électrolyse. On obtient, pour les ions positifs dans l'air :

$$\frac{e'}{e} = 1,04,$$

et, pour les ions négatifs :

$$\frac{e'}{e} = 1,05.$$

Étant donnée la précision des mesures de  $k$  et  $D$ , ces nombres peuvent être considérés comme égaux à l'unité. Ce résultat vérifie d'abord l'égalité de charges portées par les ions des deux signes, que nous avons déduite des expériences de condensation (n° 10). Il nous apprend de plus que *les ions des deux signes produits dans l'air par les rayons de Röntgen portent une charge égale en valeur absolue à celle de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse.*

Ce résultat, étendu par M. Townsend aux gaz autres que l'air et à tous les modes d'ionisation des gaz<sup>(1)</sup>, a une importance théorique essentielle.

(1) J.-S. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, t. CXCIV, A, p. 259, 1901.

23. CONSÉQUENCES. — Il rend plus improbable encore l'hypothèse de la dissociation électrolytique de la molécule dans l'ionisation : contrairement à ce qui se passe dans les électrolytes, on ne rencontre dans les gaz aucun ion divalent ou plurivalent. Nous verrons effectivement que la dissociation de la molécule en ions est différente dans le gaz de celle qui se produit dans les électrolytes.

De plus, si  $e' = e$ , la mesure de  $e'$ , faite par J.-J. Thomson, grâce aux expériences de condensation (n° 12), donne la valeur de  $e$  :

$$e = 7 \times 10^{-10} \text{ unités électrostatiques.}$$

$Me$  étant connu avec toute certitude (4) :

$$Me = 1,29 \times 10^{10}$$

dans les conditions normales, M. Townsend a pu en déduire :

$$M = \frac{1,29 \times 10^{10}}{7 \times 10^{-10}} = 2 \times 10^{19} \text{ environ.}$$

On obtient ainsi la valeur la plus probable du nombre des molécules contenues dans 1 cm<sup>3</sup> de gaz sous les conditions normales. Ce nombre est tout à fait d'accord avec ceux, probablement moins exacts, que la théorie cinétique avait déjà fournis.

24. ENONCÉ GÉNÉRAL. — Nous sommes en état d'énoncer maintenant, d'une manière plus précise, en quoi consiste l'ionisation d'un gaz sous l'action des rayons de Röntgen ou des autres causes que nous étudierons dans le chapitre suivant :

*L'ionisation consiste dans la production, à l'intérieur du gaz, de nombres égaux de centres chargés, les uns positivement, les autres négativement, possédant chacun une charge égale à celle que transporte un atome monovalent dans l'électrolyse. Ces centres s'entourent, par attraction électrostatique, d'un cortège de molécules électriquement neutres. Les agglomérations, ainsi constituées, que l'on nomme des ions, se meuvent en tous sens comme les molécules du gaz. Leur déplacement d'ensemble, en l'absence d'un champ électrique, n'est dû qu'à la diffusion. Si l'on crée un champ  $X$ , le déplacement d'ensemble s'effectue avec une vitesse  $k_1 X$  dans le sens des lignes de force pour les ions positifs et avec une vitesse  $k_2 X$  en sens inverse pour les ions négatifs.*

25. INFLUENCES COMPARÉES DE LA MOBILITÉ ET DE LA DIFFUSION. — Nous avons vu (n° 16) que la diffusion a pour résultat de faire passer pendant l'unité de temps, à travers l'unité de surface perpendiculaire à OZ, dans le sens des N décroissants, un nombre d'ions :

$$D \frac{\partial N}{\partial z}.$$

Le champ  $X$ , parallèle à OZ, donnant aux ions la vitesse d'ensemble  $kX$ , en fait passer dans le même temps un nombre :

$$kXN.$$



Le rapport de ces nombres est :

$$\frac{D}{kX} \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z}$$

Supposons que les ions soient présents seulement dans une portion du gaz et que leur densité passe de  $N$  à zéro dans une région épaisse de 1 mm seulement. La valeur moyenne de  $\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z}$  sera dans cette région égale à  $\frac{1}{0,1} = 10$ . Le champ  $X$  produisant un déplacement égal à celui qui produit ici la diffusion est donné par :

$$\frac{D}{kN} \times 10 = 1, \quad X = \frac{10D}{k} = \frac{1}{1500}$$

C'est un champ très faible. Pour des champs de l'ordre de 100 volts par centimètre ou  $1/3$  d'unité électrostatique, tels que ceux que j'ai employés dans la mesure des mobilités (chap. V), le déplacement dû à la mobilité est 500 fois celui dû à la diffusion. J'ai donc pu négliger ce dernier phénomène.



## CHAPITRE II.

## L'IONISATION PAR LES RAYONS CATHODIQUES.

26. L'ÉMISSION CATHODIQUE. — Avant de démontrer l'identité entre l'ionisation due aux rayons de Röntgen et celle que produisent les rayons cathodiques, je vais montrer d'abord comment s'est étendue et généralisée la notion d'émission cathodique.

En 1895, Perrin<sup>(1)</sup> démontra que les rayons cathodiques, découverts et étudiés par Hittorf (1869) et par Crookes, transportent avec eux des charges négatives, rendant ainsi extrêmement probable leur constitution par des centres matériels négativement chargés, se déplaçant avec une vitesse énorme. L'hypothèse de la constitution matérielle des rayons cathodiques avait été émise antérieurement par Crookes.

J.-J. Thomson<sup>(2)</sup> réussit le premier à mesurer la vitesse des rayons cathodiques ainsi que le rapport  $\frac{e}{m}$  de la charge qu'ils portent à la masse matérielle des centres dont je viens de parler. Il mesurait, dans ce but, les déviations produites sur les rayons cathodiques par un champ électrique et un champ magnétique.

Ses résultats furent entièrement confirmés par M. Kaufmann<sup>(3)</sup>, qui utilisa seulement la déviation dans un champ magnétique. Je vais indiquer rapidement cette dernière méthode.

Soit  $V$  la chute de potentiel connue sous laquelle se produit la décharge dans le tube de Crookes entre la cathode et le cylindre de Faraday qui reçoit les rayons. Ce cylindre est placé dans un champ magnétique uniforme  $H$  perpendiculaire au faisceau cathodique qu'il recourbe en un cercle dont le rayon  $r$  se déduit du déplacement du point où le faisceau cathodique frappe le fond du cylindre.

L'énergie cinétique acquise par les particules cathodiques est égale au travail  $Ve$  des forces électriques. Si  $v$  est la vitesse de ces particules, leur énergie cinétique est représentée par  $1/2 mv^2$ . On a donc :

$$\frac{1}{2} mv^2 = Ve.$$

Le centre cathodique de charge électrique  $e$  et de vitesse  $v$  est assimilable, d'après la théorie de Maxwell, à un élément de courant de moment  $e \times v$  et est soumis, dans un champ magnétique  $H$  perpendiculaire à la direction de sa vitesse, à une force perpendiculaire aux deux directions précédentes et égale,

(1) J. PERRIN, *Comptes rendus*, t. CXXI, 1895, p. 1130.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIV, 1897, p. 293.

(3) W. KAUFMANN, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 544.

d'après la formule de Laplace, à *Hev*. Cette force transforme la trajectoire rectiligne en une circonférence de rayon tel que la force centrifuge  $\frac{mv^2}{r}$  soit égale à la force précédente :

$$Hev = \frac{mv^2}{r}.$$

De ces deux équations on tire :

$$v = \frac{2V}{Hr},$$

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 r^2}.$$

La valeur de  $\frac{e}{m}$  s'est montrée constante et indépendante du gaz placé dans le tube de Crookes, aussi bien que de la nature de la cathode. La valeur la plus certaine paraît être celle qu'a obtenue M. S. Simon<sup>(1)</sup>, au moyen de la méthode de M. Kaufmann :

$$\begin{aligned} \frac{e}{m} &= 1,865 \times 10^7 \text{ unités C. G. S. électromagnétiques,} \\ &= 5,6 \times 10^{17} \text{ « électrostatiques.} \end{aligned}$$

Cette valeur est près de *deux mille fois* plus grande que celle  $2,9 \times 10^{14}$ , qui correspond à l'électrolyse de l'hydrogène (n° 4). Donc, ou bien, si le centre cathodique a la masse d'un atome d'hydrogène, il doit transporter ici une charge 2.000 fois plus grande que dans l'électrolyse, ou bien, si la charge est l'unité *e'* mesurée dans le chapitre précédent, sa masse est le deux-millième de celle d'un atome d'hydrogène. Cette dernière hypothèse se trouve confirmée par les faits.

V a varié, dans les expériences de M. Simon, de 6.000 à 12.000 volts; les valeurs correspondantes de *v* déduites de la relation :

$$v^2 = 2V \frac{e}{m}$$

sont comprises entre  $5 \times 10^9$  et  $7 \times 10^9$ , c'est-à-dire 50.000 km et 70.000 km par seconde. Dans les tubes de Crookes, la vitesse d'émission des rayons cathodiques peut dépasser 100.000 km par seconde, c'est-à-dire le tiers de la vitesse de la lumière.

Des mesures directes de vitesse par M. Wiechert<sup>(2)</sup> sont venues confirmer cette valeur formidable de *v*, et confirmer par là même la valeur du rapport  $\frac{e}{m}$ .

27. GÉNÉRALITÉ DE L'ÉMISSION CATHODIQUE. — On connaît d'autres circonstances dans lesquelles se produit une émission de charges négatives.

(1) S. SIMON, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 589.

(2) WIECHERT, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 739.

1° Dans le cas du *phénomène de Hertz* (n° 1), M. Lenard <sup>(1)</sup> a montré que la matière qui sert de support à ces charges est indépendante du métal qui l'émet et a pu, en employant une méthode analogue à celle de M. Kaufmann, trouver pour le rapport  $\frac{e}{m}$  la même valeur caractéristique de l'émission cathodique.

Cette mesure avait été faite antérieurement par J.-J. Thomson <sup>(2)</sup> au moyen d'une méthode extrêmement ingénieuse : une cloche, dans laquelle on a fait le vide de Crookes (fig. 14), est fermée à la partie inférieure par une lame de

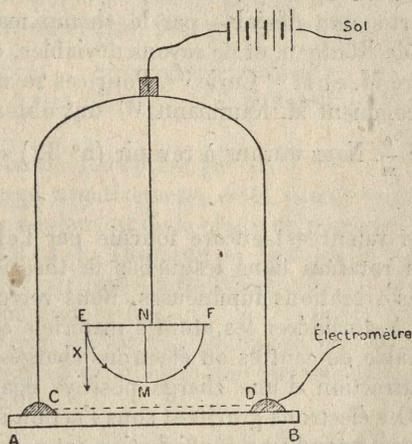


Fig. 14.

quartz AB transparente aux rayons ultra-violetes produits par un arc jaillissant entre deux tiges de zinc. Ces rayons traversent une toile métallique CD soigneusement isolée et reliée à un électromètre, puis viennent frapper une lame de zinc poli EF, chargée négativement au moyen d'une batterie d'accumulateurs qui crée un champ uniforme X entre EF et CD. Les charges négatives émises par EF viennent, en suivant les lignes de force du champ, décharger l'électricité positive portée par CD.

Mais la vitesse de décharge est considérablement diminuée si l'on vient à créer un champ magnétique H perpendiculaire au plan de la figure. Ce champ exerce, sur chaque particule négative de charge  $e$ , une force qui a pour effet d'incurver la trajectoire et de lui donner, dans le champ X, la forme d'une cycloïde EMF dont la hauteur MN a pour valeur :

$$\frac{2Xm}{H^2e}$$

La décharge de CD ne pourra continuer à se produire que si sa distance  $l$  à EF est inférieure à MN, c'est-à-dire si les particules négatives peuvent atteindre

(1) P. LENARD, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 279.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLVIII, 1899, p. 547.

CD. On rend donc MN égal à  $l$  en donnant à X une valeur telle que la décharge de CD cesse de se produire, et l'on en déduit une valeur de  $\frac{e}{m}$  voisine de celle obtenue pour les rayons cathodiques.

2° Elster et Geitel<sup>(1)</sup> ont montré qu'un filament de carbone incandescent émet des charges négatives dans l'hydrogène raréfié. La méthode précédente appliquée à ce cas a fourni au professeur J.-J. Thomson la même valeur de  $\frac{e}{m}$ .

3° Les sels d'uranium et de radium émettent des radiations complexes composées d'une partie non déviable par le champ magnétique, tout à fait analogue aux rayons de Röntgen, et de rayons déviables, chargés négativement, ainsi que l'ont montré M. et M<sup>me</sup> Curie<sup>(2)</sup>. Pour ces rayons déviables, M. Becquerel<sup>(3)</sup>, et plus récemment M. Kaufmann<sup>(4)</sup> ont obtenu encore des valeurs de même ordre pour  $\frac{e}{m}$ . Nous aurons à revenir (n° 32) sur ces expériences de M. Kaufmann.

4° Enfin, la même valeur est encore fournie par l'effet Zeeman pour les charges négatives en rotation dans lesquelles la théorie de Lorentz voit la source d'émission des vibrations lumineuses. Nous verrons plus loin (n° 30) que l'on est conduit à considérer les atomes matériels comme renfermant un nombre très considérable de centres ou électrons chargés négativement, maintenus réunis par l'attraction d'une charge positive égale en valeur absolue à leur charge totale. Ces électrons gravitent sous l'action attractive et leur rotation doit s'accompagner, quand une perturbation est produite dans le système, d'une émission d'ondes de période égale à la durée de révolution d'un électron sur son orbite. Ce sont les ondes lumineuses.

Un champ magnétique puissant déforme les orbites, comme il déforme les trajectoires des rayons cathodiques, et produit un changement de période (on reconnaît là le phénomène de Zeeman) dont la mesure permet de calculer  $\frac{e}{m}$ . Le sens de l'effet Zeeman est précisément tel que l'exige la production des ondes par des charges négatives, et sa grandeur fournit le même  $\frac{e}{m}$  que pour les rayons cathodiques.

28. VITESSES DES DIVERSES ÉMISSIONS CATHODIQUES. — La forme sous laquelle se font les diverses émissions de charges négatives paraît donc bien la même dans tous les cas cités et leur nature paraît bien identique à celle des rayons cathodiques. La charge transportée par la même quantité de matière reste toujours constante et deux mille fois plus grande environ que pour l'hydrogène dans l'électrolyse ; la vitesse seule varie dans des limites énormes.

Elle atteint sa valeur maxima pour les rayons déviables du radium : M. Curie

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXVI, 1885, p. 1 ; t. XXXVIII, 1899, p. 27.

(2) M. et M<sup>me</sup> CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 647.

(3) H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 809.

(4) W. KAUFMANN, *Nachrichten d. Gesel. d. Wissen. zu Göttingen*, 1901, Heft 2.

a montré leur extraordinaire pouvoir de pénétration et M. Kaufmann a obtenu pour eux des vitesses dépassant les  $9/10^{\circ}$  de celle de la lumière ( $2,83 \times 10^{10}$ ). Puis viennent les rayons cathodiques, dont la vitesse peut atteindre le  $1/3$  de la vitesse de la lumière ( $10^{10}$  ou  $100.000$  km par s); ils peuvent, ainsi lancés, traverser une fenêtre d'aluminium très mince et sortir du tube de Crookes en donnant, comme on sait, des rayons de Lenard.

Nous atteignons les vitesses minima dans le cas de l'émission négative de Hertz. M. Lenard<sup>(1)</sup> a montré qu'elle continue à se produire jusqu'à ce que le métal frappé ait pris un potentiel positif d'environ 2 V. La vitesse de l'émission au sortir du métal doit donc être, puisque 2 V suffisent pour l'arrêter :

$$v = \sqrt{2V \frac{e}{m}} = \sqrt{2 \times \frac{2}{300} \times 5,6 \times 10^{17}} = 0,87 \times 10^8;$$

c'est une vitesse voisine de 1.000 km par s.

Si le métal est chargé négativement, cette vitesse augmentera sous l'action du champ et dépendra seulement de la chute de potentiel subie si, comme dans les expériences de MM. J.-J. Thomson et Lenard, le vide est suffisant pour supprimer les chocs des particules négatives contre les molécules.

C'est aussi à une émission cathodique de très faible vitesse, analogue à celle du phénomène de Hertz, qu'est probablement due la radio-activité spéciale que les rayons cathodiques produisent sur certains sels, d'après la découverte récente de M. Mc Lennan<sup>(2)</sup>.

29. *L'émission cathodique et les gaz. — Son absorption fournit des ions négatifs.* — Quand l'émission cathodique pénètre dans un gaz de pression suffisante, elle y peut donner lieu à deux effets distincts, suivant la grandeur de sa vitesse; tous deux vont nous servir à mettre en évidence la connexion étroite qui relie les particules cathodiques aux ions négatifs étudiés dans le chapitre précédent.

L'expérience établit, en effet, les deux points suivants que nous examinerons successivement :

1° *Les particules cathodiques de faible vitesse arrivant dans un gaz s'y transforment en ions négatifs identiques à ceux que produisent les rayons de Rontgen.* — La particule cathodique doit donc être le centre chargé autour duquel se forme, par attraction des molécules neutres, l'agglomération qui constitue l'ion négatif ordinaire.

2° Dans l'action sur le gaz des rayons de Röntgen, des centres négatifs identiques aux particules cathodiques doivent être produits et s'entourer ensuite du cortège de molécules caractéristiques de l'ion négatif. Si un champ très intense existe dans le gaz, ces centres négatifs prennent immédiatement une vitesse trop grande pour que l'attraction des molécules puisse les arrêter et pour que l'ion négatif se constitue. *Ces centres négatifs se comportent dans un champ intense*

(1) P. LENARD, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 279.

(2) MC LENNAN, *Phil. Mag.* (6), t. III, 1902, p. 195.

comme de véritables rayons cathodiques de grande vitesse; comme eux, ils produisent l'ionisation du gaz au moment de leurs chocs contre les molécules. Des expériences très nettes de M. Townsend ont mis ce fait en évidence.

L'identité entre la particule cathodique et le centre chargé des ions négatifs va se trouver ainsi établie de deux manières entièrement distinctes.

Examinons d'abord la transformation des rayons cathodiques de faible vitesse en ions négatifs.

Des rayons cathodiques de très faible vitesse sont produits dans le cas du phénomène de Hertz lorsque la lumière ultra-violette ordinaire frappe une surface métallique non chargée (n° 28) ou portant une charge négative assez faible pour que le champ ne communique pas à l'émission négative une vitesse notablement plus grande que sa vitesse initiale ( $10^8$ ).

Si un gaz est en contact avec la surface métallique, l'expérience montre qu'il renferme *seulement* des charges négatives portées par des ions dont l'identité avec ceux étudiés au chapitre précédent se trouve établie par tout un ensemble de faits :

1° M. Wilson<sup>(1)</sup> a montré que la condensation de la vapeur d'eau sursaturée se produit ici encore pour la détente minima 1,25;

2° M. Townsend<sup>(2)</sup> a employé pour la mesure du coefficient de diffusion de ces charges négatives la méthode décrite au n° 17 et a obtenu sensiblement le même nombre que pour les ions négatifs produits par les rayons de Röntgen;

3° La même mobilité dans un champ électrique a été obtenue par M. Rutherford<sup>(3)</sup> (voir chap. IV);

4° Enfin, M. J.-J. Thomson<sup>(4)</sup>, par une expérience identique à celle du n° 12, a trouvé sur les centres négatifs actuels la même charge  $e' = 7 \times 10^{-10}$ .

Nous devons en conclure que la *particule cathodique* est identique au centre chargé des ions négatifs, et qu'elle porte une charge égale à celle que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse (n° 22).

Quand, dans le gaz, cette particule se meut avec une vitesse suffisamment faible, l'attraction qu'elle subit de la part des molécules suffit à l'arrêter, et autour d'elle se constitue l'ion négatif ordinaire.

30. CORPUSCULES. — La connaissance de la charge d'une particule cathodique et celle du rapport  $\frac{e}{m}$  (n° 26) permettent de conclure que sa masse est environ la deux-millième partie de celle d'un atome d'hydrogène.

Ce résultat est d'importance capitale au point de vue de nos idées sur la constitution de la matière; il nous met en présence d'un élément primordial, indépendant de la matière dont il est issu, possédant une charge négative

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1900, p. 289.

(2) TOWNSEND, *Phil. Trans.*, A, t. CVC, 1901.

(3) RUTHERFORD, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, p. 410.

(4) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5° série, t. XLVIII, 1899, p. 547.

invariable, l'unité naturelle dont j'ai parlé plus haut, et de masse mécanique deux mille fois plus faible que la plus petite de celles qu'on croyait insécables par les forces physiques.

Nous conserverons pour ces particules cathodiques le nom de *corpuscules* proposé par le professeur J.-J. Thomson. Celui d'*électron* également usité est souvent employé dans un sens un peu différent.

Les atomes matériels doivent être considérés comme renfermant un nombre considérable de corpuscules maintenus en configuration dynamique stable par l'attraction d'une charge positive égale en valeur absolue à leur charge négative totale si l'atome est électriquement neutre, les corpuscules gravitant avec une rapidité extrême dans le système ainsi constitué.

Nous avons vu (n° 27) que la grandeur de l'effet Zeeman conduit à attribuer l'émission des ondes lumineuses à des corpuscules : la complexité des spectres d'émission, d'autant plus grande que le poids atomique est plus élevé, est bien d'accord avec l'hypothèse précédente de l'existence dans l'atome d'un grand nombre de corpuscules, nombre vraisemblablement proportionnel à la masse atomique.

Pour montrer combien l'hypothèse qui précède est cohérente et s'adapte exactement aux faits, je vais examiner d'un peu plus près le cas d'un corpuscule gravitant sous l'attraction d'une charge positive égale à la sienne : c'est le cas d'un corpuscule situé aux confins du monde planétaire qui constitue l'atome.

Supposons l'orbite circulaire de rayon  $r$  égal au rayon de l'atome et désignons par  $v$  la vitesse du corpuscule. L'égalité de la force centrifuge et de la force d'attraction fournit l'équation :

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2},$$

d'où :

$$v^2 = \frac{e}{m} \times \frac{e}{r} = 5,6 \times 10^{17} \times \frac{7 \times 10^{-10}}{r} = \frac{4 \times 10^8}{r}.$$

La période d'une révolution est :

$$T = \frac{2\pi r}{v}.$$

Le corpuscule chargé gravitant et passant alternativement d'une extrémité à l'autre de son orbite constitue un système analogue à un excitateur hertzien : il doit émettre des ondes électromagnétiques qu'il est naturel d'identifier avec les ondes lumineuses. Leur longueur d'onde sera :

$$\lambda = VT = \frac{2\pi rV}{v},$$

si  $V$  est la vitesse de la lumière.

Cherchons  $v$  et  $\lambda$  dans le cas du sodium. Il nous faut pour cela une valeur approximative du rayon  $r$  de l'atome.

Or, nous avons obtenu la valeur  $2 \times 10^{19}$  pour le nombre de molécules con-

tenu dans 1 cm<sup>3</sup> d'hydrogène sous les conditions normales (n° 23); le nombre des atomes est  $4 \times 10^{19}$ , et la masse de l'un d'eux est :

$$\frac{1}{4} \times 10^{-23},$$

le centimètre cube d'hydrogène ayant une masse d'environ 1 v.  
L'atome de sodium aura pour masse :

$$\frac{23}{4} \times 10^{-23},$$

et si nous admettons que dans le sodium solide, de densité voisine de l'unité, les atomes se trouvent en contact mutuel, le volume du cube circonscrit à l'atome est précisément :

$$\frac{23}{4} \times 10^{-23},$$

et le rayon  $r$  de l'atome est tel que :

$$8r^3 = \frac{23}{4} \times 10^{-23}, \quad r^3 = 8 \times 10^{-24};$$

d'où :

$$r = 2 \times 10^{-8}.$$

Puis :

$$v^2 = \frac{4 \times 10^8}{r} = \frac{4 \times 10^8}{2 \times 10^{-8}} = 2 \times 10^{16},$$

$$v = 1,4 \times 10^8.$$

Or, ce nombre coïncide avec la vitesse d'émission ( $10^8$ ) des corpuscules dans le phénomène de Hertz d'après les résultats trouvés par M. Lenard dans l'action de la lumière ultra-violette sur le sodium métallique (n° 28), et il est tout à fait cohérent de trouver pour cette émission une vitesse de même ordre que celle des corpuscules gravitant dans l'atome.

De cette valeur de  $v$  on déduit, pour  $\lambda$  :

$$\lambda = \frac{2\pi \times 2 \times 10^{-8} \times 3 \times 10^{10}}{1,4 \times 10^8} = 3 \times 10^{-5},$$

alors que la longueur d'onde de la raie D est voisine de  $5 \times 10^{-5}$ . Il y a là une seconde concordance extrêmement remarquable.

Le système dynamique stable qui constitue l'atome doit, pour durer, ne donner lieu à aucune perte d'énergie par émission d'ondes, sauf dans le cas d'une perturbation due à une cause extérieure (agitation thermique). Le cas simple envisagé ici d'un seul corpuscule gravitant autour d'un centre positif ne satisfait pas à cette condition.

31. SILLAGE DU CORPUSCULE. — Les équations du champ électromagnétique de Maxwell impliquent comme conséquence nécessaire qu'un corps électrisé portant une charge  $e$  et se déplaçant avec une vitesse  $v$  crée un champ magnétique identique à distance à celui que produit, d'après la loi de Laplace, un élément de courant parallèle à  $v$  et de moment  $ev$ . Il en résulte aussi qu'un champ magnétique exerce sur le corps chargé en mouvement la même force que sur l'élément de courant équivalent. Cette dernière conséquence s'est trouvée vérifiée par l'incurvation des rayons cathodiques dans un champ magnétique.

D'autre part, la production d'un champ magnétique par les corpuscules cathodiques en mouvement vient d'être directement vérifiée par M. Josef von Geitler<sup>(1)</sup>.

Enfin, l'émission d'ondes hertziennes (les ondes lumineuses) par un corpuscule en rotation autour d'un centre implique aussi la production d'un champ magnétique dans le déplacement du centre électrisé.

Lorsque la vitesse du corpuscule est constante en grandeur et en direction, le champ électromagnétique dû à son mouvement lui reste invariablement lié, constituant un sillage qui le suit dans sa marche à travers l'éther : de l'énergie n'est émise sous forme d'ondes se propageant à partir du corpuscule avec la vitesse de la lumière qu'au moment où celui-ci subit des changements de vitesse, en grandeur ou en direction, l'énergie émise par unité de temps étant proportionnelle au carré de l'accélération.

L'étude théorique du sillage d'une sphère électrisée fut abordée pour la première fois par J.-J. Thomson<sup>(2)</sup> en 1881, puis complétée par Heaviside et Searle<sup>(3)</sup>. Les résultats principaux sont les suivants :

La distribution de la charge électrique à la surface de la sphère supposée conductrice n'est pas modifiée par le déplacement.

Les lignes de force du champ magnétique sont, comme pour l'élément de courant équivalent, des cercles ayant leurs centres sur la trajectoire rectiligne du centre et leur plan perpendiculaire à cette trajectoire ; le plan équatorial est un plan de symétrie pour ce champ magnétique.

A mesure que la vitesse de translation croît et s'approche de la vitesse de la lumière, le sillage tend de plus en plus à se localiser dans le voisinage du plan équatorial, la zone de perturbation électromagnétique qui le constitue se rapprochant du plan équatorial pour former une couche mince d'épaisseur comparable au diamètre de la sphère.

32. L'INERTIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE. — La création du sillage nécessite la dépense d'une quantité d'énergie, différence entre l'énergie totale du champ électromagnétique accompagnant la sphère chargée en mouvement, et l'énergie purement électrostatique du même corps en repos par rapport à l'éther. Ce supplé-

(1) J. v. GEITLER, *Ann. der Phys.*, t. V, 1901, p. 924 ; t. VII, 1902, p. 935.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.* (5), t. XI, 1881, p. 229.

(3) SEARLE, *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 329.

ment d'énergie se calcule complètement dans le cas d'une sphère chargée, et l'on obtient :

$$W = \frac{e^2}{2a} \left[ \frac{1}{\rho} \log \frac{1+\rho}{1-\rho} - 2 \right],$$

$\rho$  étant le rapport  $\frac{v}{V}$  de la vitesse du corps à celle de la lumière et  $a$  le rayon de la sphère.

$W$  devient infini pour  $\rho$  égal à 1, c'est-à-dire qu'une énergie infinie est nécessaire pour communiquer à un corps chargé une vitesse égale à celle de la lumière. Si l'on développe  $W$  suivant les puissances croissantes de  $\rho$ , on obtient :

$$W = \frac{e^2}{a} \left[ \frac{\rho^2}{3} + \frac{\rho^4}{5} + \frac{\rho^6}{7} + \dots \right].$$

Le seul terme important, quand  $\rho$  est très petit, est :

$$\frac{e^2}{3a} \rho^2 = \frac{e^2}{3aV^2} v^2.$$

C'est une expression de même forme que l'énergie cinétique ordinaire de la Mécanique, avec un coefficient d'inertie :

$$m = \frac{2e^2}{3aV^2}.$$

Le corpuscule cathodique chargé doit posséder une semblable inertie électromagnétique. Une question importante se pose immédiatement : *L'énergie cinétique nécessaire pour mettre le corpuscule en mouvement est-elle employée tout entière à créer le sillage électromagnétique? Son inertie, sa masse est-elle entièrement d'origine électromagnétique?*

L'expérience paraît bien répondre affirmativement.

M. Kaufmann<sup>(1)</sup> a, en effet, appliqué aux rayons déviables du radium la méthode de J.-J. Thomson pour la mesure du rapport  $\frac{e}{m}$  et de  $v$ , en faisant passer les rayons simultanément dans un champ électrique et un champ magnétique d'intensités connues et de même direction perpendiculaire à celle des rayons. Les deux champs dévient les particules cathodiques constituant les rayons dans deux plans perpendiculaires et la mesure de ces déviations permet le calcul de  $\frac{e}{m}$  et de  $v$ . Les résultats obtenus sont les suivants : la première ligne

(1) W. KAUFMANN, *Nachrichten d. K. Gesell. d. Wiss. zu Göttingen*, Heft 2, 1901.

indique les nombres obtenus par M. S. Simon pour les rayons cathodiques :

| $v$                  | $\frac{e}{m}$         |
|----------------------|-----------------------|
| $0,7 \times 10^{10}$ | $5,6 \times 10^{17}$  |
| 2,36                 | 3,93                  |
| 2,48                 | 3,51                  |
| 2,59                 | 2,94                  |
| 2,72                 | 2,31                  |
| $2,83 \times 10^9$   | $1,89 \times 10^{17}$ |

A mesure que la vitesse augmente (elle atteint ici les  $\frac{95}{100}$  de celle de la lumière), le rapport  $\frac{e}{m}$  diminue, d'accord avec l'accroissement de masse que donne la théorie électromagnétique, quand on ne peut plus limiter au premier terme le développement en série de  $W$  en fonction de  $\rho^2$ .

M. M. Abraham<sup>(1)</sup> a comparé la variation expérimentale du rapport  $\frac{e}{m}$  à celle que fournit l'hypothèse où toute l'inertie du corpuscule serait d'origine électromagnétique.

Ici les lois ordinaires de la Mécanique rationnelle, exactes seulement en première approximation, ne sont plus applicables. La masse définie par l'équation fondamentale de la Dynamique :

$$f = my$$

cesse d'être une constante et devient une fonction de la vitesse, différente suivant que l'accélération est tangentielle ou normale. Un corpuscule aura donc une masse longitudinale et une masse transversale par rapport à la direction de son mouvement : la dernière intervient seule dans les expériences de M. Kaufmann, puisque les deux forces électrostatique et électromagnétique sont perpendiculaires à la direction de mouvement du corpuscule. L'expression théorique trouvée par M. Abraham pour cette masse transversale est

$$m = \frac{e^2}{2av^2} \left[ \frac{1+\rho^2}{2\rho} \log \frac{1+\rho}{1-\rho} - 1 \right] = \frac{e^2}{av^2} \left( \frac{2}{3} + \frac{4}{3.5} \rho^2 + \frac{6}{5.7} \rho^4 + \dots \right)$$

dans le cas d'un corps chargé sphérique.

Cette masse électromagnétique, constante aussi longtemps que  $\rho$  reste petit, augmente avec  $\rho$  et devient infinie pour  $\rho = 1$ .

Or, la variation fournie par cette formule concorde, à l'ordre de précision des expériences, avec celle obtenue par M. Kaufmann. D'où ce résultat d'importance capitale que toute l'inertie d'un corpuscule doit être d'origine électromagnétique.

L'énergie cinétique est localisée dans le sillage qui suit le corpuscule en

(1) M. ABRAHAM, *Nachrichten d. K. Gesell. d. Wiss. zu Göttingen*, Heft 1, 1902.

mouvement; la majeure partie de cette énergie se trouve dans les portions du sillage les plus voisines du centre chargé, celles où l'intensité du champ magnétique est la plus grande, à une distance de même ordre que le rayon de la sphère à laquelle le corpuscule peut être assimilé.

De quel ordre peut être le rayon de celle-ci? Pour les faibles vitesses, on a simplement :

$$m = \frac{2e^2}{3aV^2}, \quad a = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mV^2}.$$

Or, dans ces conditions, on a sensiblement :

$$\frac{e}{m} = 5,6 \times 10^{17}, \quad e = 7 \times 10^{-10}, \quad a = 3 \times 10^{-13}.$$

C'est un rayon extrêmement petit par rapport à celui ( $2 \times 10^{-8}$ ) que nous avons trouvé pour l'atome ordinaire.

De sorte que dans l'atome, supposé constitué par une agglomération de corpuscules, ceux-ci seront placés à des distances énormes par rapport à leurs dimensions.

Il en résultera que, si l'atome est animé d'un mouvement de translation, les sillages des divers corpuscules qui le constituent n'interféreront pas d'une manière notable, et la force vive d'origine électromagnétique de l'atome sera proportionnelle au nombre des corpuscules.

*Si l'on admet que pour l'atome, comme pour le corpuscule, la force vive électromagnétique représente l'énergie cinétique tout entière, la masse de l'atome sera proportionnelle au nombre des corpuscules qu'il renferme.*

Nous n'avons jusqu'ici aucune idée précise sur la structure des charges positives qui maintiennent unis les nombreux corpuscules en mouvement dans l'atome. Mais, comme ces charges positives égalent en valeur absolue les charges des corpuscules, l'inertie supplémentaire qu'elles peuvent introduire reste proportionnelle au nombre de ceux-ci.

Il en sera de même de la force de gravitation, si l'on admet, avec M. Lorentz, que celle-ci résulte d'une légère différence entre l'attraction des charges électriques de signes contraires et la répulsion des charges de même signe.

*L'hypothèse où toute l'inertie de la matière serait d'origine électromagnétique fournit donc une explication immédiate de la proportionnalité entre la masse mécanique ordinaire, ou coefficient d'inertie, et la masse astronomique, ou coefficient d'attraction newtonienne. Ces deux coefficients sont ici proportionnels au nombre des corpuscules contenus dans l'atome.*

33. PRODUCTION DES RAYONS DE RÖNTGEN. — Nous avons vu qu'un corpuscule lancé entraîne avec lui son sillage et se meut avec une vitesse uniforme (principe de l'inertie) en l'absence d'un champ, aucune perte d'énergie cinétique n'ayant lieu par rayonnement tant que la vitesse n'est pas modifiée. Si le corpuscule décrit une orbite, sa vitesse changeant de direction constamment, des ondes périodiques se trouvent émises qui constitueront les ondes lumineuses.

Si, d'autre part, le corpuscule lancé avec une vitesse voisine de celle de la

lumière se trouve arrêté brusquement par un choc, ou subit simplement un changement brusque de vitesse en passant, par exemple, au voisinage immédiat d'un autre corpuscule, ce changement s'accompagne de la production d'une onde isolée, sorte de pulsation, se propageant avec la vitesse de la lumière et ayant une épaisseur de même ordre que celle de la couche de perturbation électromagnétique qui constitue le sillage du corpuscule.

Le professeur J.-J. Thomson<sup>(1)</sup> y voit une constitution possible des rayons de Röntgen produits quand les rayons cathodiques frappent l'anticathode dans un tube de Crookes. L'extrême minceur des couches de perturbation ainsi créées rendrait compte de la propagation parfaitement rectiligne des rayons de Röntgen, malgré leur caractère non périodique.

34. DISSOCIATION CORPUSCULAIRE ET DISSOCIATION ÉLECTROLYTIQUE. — Sous l'action d'une perturbation électromagnétique violente (ionisation par les rayons de Röntgen) ou du choc d'un corpuscule en mouvement très rapide (ionisation par les rayons déviables des corps radio-actifs, ou par les rayons de Lenard), un atome engagé ou non dans une molécule peut perdre un corpuscule.

Dans le premier mode d'ionisation par les rayons de Röntgen, au moment du passage d'une pulsation, chaque corpuscule est soumis à une force instantanée parallèle à la composante électrique de la radiation, et ceux qui se trouvent à ce moment assez éloignés du centre de l'atome auquel ils appartiennent, et placés dans une direction convenable, peuvent s'en trouver définitivement séparés.

Nous étudierons plus loin le second mode d'ionisation par les rayons cathodiques : *la percussion produite par le choc d'un corpuscule cathodique lancé contre un atome, ou l'action de son sillage, identique aux rayons de Röntgen, peut détacher un corpuscule et donner deux centres chargés*, le centre positif étant constitué par le reste de l'atome ou de la molécule après qu'un corpuscule a été détaché.

La séparation d'un second corpuscule, quel que soit le mode d'ionisation, est beaucoup moins probable que celle du premier, à cause de l'attraction due à la présence d'une charge positive. Comme l'expérience le montre, le nombre de ces centres, portant une charge double, doit être négligeable par rapport à celui des centres ordinaires.

La constitution du centre positif par le reste de l'atome ou de la molécule, après séparation d'un corpuscule, se trouve justifiée par des mesures de M. Wien<sup>(2)</sup> sur les *Kanalstrahlen* ou rayons de Goldstein, positivement chargés, qui se meuvent vers la cathode dans les tubes de Crookes. Il a trouvé pour eux un  $\frac{e}{m}$  de même ordre que dans l'électrolyse et variable avec la nature de l'anode, alors que les corpuscules cathodiques donnent, comme nous l'avons vu, un  $\frac{e}{m}$  constant et beaucoup plus élevé.

Je donnerai, dans la suite, à la dissociation particulière de la molécule dont il s'agit ici le nom de *dissociation corpusculaire*, pour la distinguer de la disso-

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLV, 1898, p. 172.

(2) W. WIEN, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 445. — *Ann. d. Phys.*, t. V, 1901, p. 421.

*ciation électrolytique de la molécule en atomes ou radicaux chargés.* Je reviendrai plus loin sur cette différence à propos de la décharge disruptive, mais je veux noter, dès maintenant, ses caractères essentiels.

La *dissociation corpusculaire* est, ailleurs que dans les conducteurs métalliques, un phénomène violent, instable, disparaissant très vite par recombinaison des charges libérées. Il nécessite une quantité d'énergie relativement très grande, égale, comme nous le verrons, à environ  $10^{-10}$  ergs pour chaque corpuscule, et peut se produire sur tous les atomes, quels que soient leur nature et leur état de combinaison ou d'agglomération, physique ou chimique.

M. Curie <sup>(1)</sup> a montré, en effet, récemment, que les liquides isolants s'ionisent, comme les gaz, sous l'action des rayons de Röntgen ou des rayons cathodiques : les mobilités des ions produits y sont seulement beaucoup plus faibles et suffisent à rendre compte, dans tous les détails, des différences d'aspect du phénomène. Dans les solides isolants, la dissociation corpusculaire doit encore avoir lieu, comme en témoigne l'absorption des rayons de diverses natures qui peuvent la produire, absorption qui varie d'une manière continue de gaz aux liquides et de ceux-ci aux solides ; mais la production d'ions ne se manifeste par aucun phénomène de décharge électrique dans les solides isolants, à cause de l'absence de mobilité.

L'état de combinaison chimique des atomes est également indifférent au point de vue de la dissociation corpusculaire : de fait est mis en évidence d'abord par des expériences de J.-J. Thomson <sup>(2)</sup> sur l'ionisation comparée des différents gaz soumis à l'action d'une même radiation : un mélange d'hydrogène et de chlore, par exemple, fournit le même nombre d'ions que le gaz chlorhydrique qui peut résulter de leur combinaison.

M. Benoist <sup>(3)</sup> a montré, d'autre part, que l'absorption des rayons de Röntgen dépend seulement du nombre et de la nature des atomes rencontrés, quel que soit leur état de combinaison.

Enfin, j'ai eu occasion d'observer un phénomène connexe au cours d'un travail sur les rayons secondaires des rayons de Röntgen (voir note n° 94).

La *dissociation électrolytique*, au contraire, se produit spontanément quand la molécule se trouve entourée d'un milieu tel que l'eau, dont le pouvoir inducteur spécifique très élevé diminue proportionnellement l'attraction qui s'exerce entre des charges électriques opposées.

Certaines molécules, en proportion variable avec la concentration, se trouvent dissociées en deux ions chargés : un atome métallique, chargé positivement parce qu'il a perdu un nombre de corpuscules égal à sa valence (sa masse n'est donc plus identique à celle de l'atome électriquement neutre existant, par exemple, dans la vapeur de zinc, de cadmium ou de mercure), et un radical acide, électro-négatif, qui contient en excès les corpuscules perdus par l'atome de métal, l'ion positif électrolytique d'un métal monovalent étant d'ailleurs

<sup>(1)</sup> P. CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXXIV, p. 420, 17 février 1902.

<sup>(2)</sup> J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899.

<sup>(3)</sup> L. BENOIST, *Comptes rendus*, t. CXXXII, 1901.

identique à l'ion positif produit par la dissociation corpusculaire dans la vapeur monoatomique du même métal.

Ce mode de dissociation implique une dépense d'énergie notablement moindre que la dissociation corpusculaire dans les gaz. D'abord, les atomes métalliques sont ceux qui, le plus facilement, se séparent d'un ou de plusieurs corpuscules : ce fait est invoqué par la récente théorie cinétique <sup>(1)</sup> de la conductibilité électrique et thermique des métaux à l'intérieur desquels elle admet une dissociation corpusculaire spontanée des atomes ; de plus, la vapeur de mercure se laisse ioniser très facilement par les rayons de Röntgen. En second lieu, l'union des corpuscules perdus par le métal avec le reste du sel diminue beaucoup l'énergie nécessaire pour la séparation, et cette énergie potentielle de deux charges situées à distance suffisante se trouve divisée encore par 80, pouvoir inducteur spécifique de l'eau qui sépare les ions.

En fait, si l'énergie nécessaire pour séparer deux ions dans les électrolytes était de même ordre que celle ( $10^{-10}$ ) nécessaire pour séparer un corpuscule isolé dans un gaz, l'énergie totale nécessaire pour dissocier une valence-gramme serait, d'après la masse calculée plus haut, pour l'atome d'hydrogène (n° 30) :

$$4 \times 10^{23} \times 10^{-10} = 4 \times 10^{13} \text{ ergs,}$$

ce qui correspond à un travail considérable par rapport à l'énergie mise en jeu dans le phénomène thermique qui accompagne la dilution d'une solution primitivement concentrée.

La différence est donc essentielle entre la dissociation corpusculaire produite dans les gaz par une cause extérieure et la dissociation électrolytique produite spontanément dans les dissolutions salines ou dans les sels fondus.

*Cette distinction entre les deux modes de dissociation électrolytique et corpusculaire n'est autre, au fond, que l'ancienne distinction entre les conductibilités électrolytique et métallique. Un gaz ionisé prend temporairement une conductibilité métallique en ce sens que la dissociation électrique de la molécule y consiste dans la séparation d'un corpuscule, centre de l'ion négatif. Cette dissociation corpusculaire se produit spontanément au sein des métaux conducteurs, comme la dissociation électrolytique se produit spontanément au sein des dissolutions ou des sels fondus.*

35. L'IONISATION PAR LES RAYONS CATHODIQUES. — Le second mode signalé plus haut d'ionisation des gaz ou des liquides isolants traversés par des projectiles cathodiques de vitesse suffisante donne naissance à des ions *identiques à ceux des rayons de Röntgen.*

1° M. Wilson a retrouvé, pour l'air ionisé par les sels d'uranium, la même détente minima, 1,25, nécessaire pour produire la condensation de vapeur sursaturée.

2° M. Townsend a retrouvé les mêmes coefficients de diffusion pour les ions des deux signes produits par le radium.

---

<sup>(1)</sup> J.-J. THOMSON, Rapports du Congrès de 1900. — DRUDE, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 566 ; t. III, 1900, p. 369. — RIECKE, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 835.

3° M. Rutherford a retrouvé la même mobilité pour les ions produits par l'uranium.

4° Dans le cas des rayons de Lenard, M. Mac Lennan<sup>(1)</sup> a comparé les nombres d'ions produits par un même faisceau de rayons dans différents gaz à diverses pressions (*coefficients d'ionisation* de Perrin) et a trouvé les mêmes rapports que dans le cas des rayons de Röntgen.

Le passage de rayons cathodiques, de corpuscules lancés avec une grande vitesse, doit donc dissocier les molécules de la même manière que les dissocient les rayons de Röntgen, grâce à la percussion que produit le corpuscule au moment de son passage.

Si un champ électrique suffisamment intense n'est pas présent dans le gaz pour fournir après le choc une force vive nouvelle au projectile cathodique, celui-ci se trouve peu à peu ralenti, puis arrêté pour former un ion négatif, comme les corpuscules qu'il a détachés pendant son déplacement; l'émission cathodique est alors absorbée et fournit une partie des ions négatifs présents dans le gaz.

36. IONS NÉGATIFS ET CORPUSCULES. — Si, au contraire, un champ intense existe, les corpuscules provenant de la dissociation des molécules du gaz prennent immédiatement une vitesse trop grande pour pouvoir former des ions négatifs par agglomération avec les molécules et peuvent ioniser le gaz eux-mêmes à la manière des rayons cathodiques en dissociant de nouvelles molécules (n° 29).

M. Townsend<sup>(2)</sup> a vérifié expérimentalement cette conséquence de la théorie qui considère la dissociation corpusculaire comme le fait primordial dans l'ionisation. L'importance de ce travail m'oblige à l'exposer avec quelque détail.

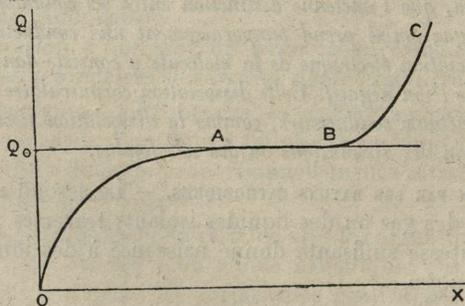


Fig. 15.

Nous avons vu (n° 2) que la quantité d'électricité recueillie dans un gaz soumis à l'action de rayons de Röntgen d'intensité constante tend, lorsque le

(1) MAC LENNAN, *Phil. Trans.*, vol. CXCIV, A, 1901, p. 49.

(2) J.-S. TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 6° série, vol. I, 1901, p. 198.

champ X augmente, vers une limite que nous avons appelée *quantité libérée*. Cette limite mesure la charge portée par les ions d'un même signe que crée la radiation dans le gaz traversé. La quantité recueillie reste donc sensiblement constante et égale à la quantité libérée lorsque le champ X varie dans de larges limites : c'est la région AB de la courbe (fig. 15).

Mais quand X commence à devenir de l'ordre du champ qui produit la décharge disruptive, quoique encore inférieur, la quantité recueillie augmente extrêmement vite, comme l'indique la région BC de la courbe. Le phénomène est net, surtout aux pressions voisines de 1 mm de mercure.

Il est d'abord facile de montrer que cet accroissement se produit surtout quand les *charges négatives* libérées par la radiation se meuvent dans un champ suffisamment intense; il suffit, pour cela, d'établir une dissymétrie entre les deux électrodes qui servent à créer le champ. Si ces électrodes sont un fil métallique O et un tube concentrique T (fig. 16), le champ, pour une différence de potentiel convenable, est très intense seulement au voisinage de O.

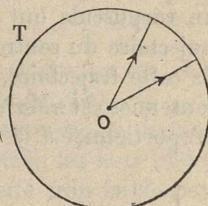


Fig. 16.

Si le gaz intérieur au tube est soumis à une radiation qui l'ionise à peu près uniformément, et si la différence de potentiel est assez faible entre O et T, la valeur absolue de la quantité recueillie par O *ne dépend pas du sens du champ* et représente sensiblement la quantité libérée dans le gaz par la radiation elle-même.

Si la différence de potentiel devient suffisante, un changement considérable se produit quand on renverse le sens du champ; O étant positif, toutes les charges négatives libérées dans le gaz doivent, pour être recueillies par O, traverser la région de champ intense qui l'avoisine immédiatement et produisent, par leurs chocs contre les molécules, un accroissement considérable de la quantité recueillie; au contraire, l'accroissement est très faible quand O est négatif; les seules charges négatives qui traversent maintenant la région de champ intense sont celles que la radiation y produit directement. Toutes les charges positives passent dans cette région pour être recueillies par O, mais ne peuvent créer aussi facilement que les corpuscules la dissociation corpusculaire, car la masse des ions positifs est beaucoup plus grande et leur vitesse, par suite, beaucoup plus faible.

En cherchant à préciser davantage les conditions de ce phénomène, M. Townsend est arrivé à des conséquences expérimentales fort intéressantes et complètement d'accord avec ce que nous savons déjà sur l'extrême petitesse des corpuscules.

Étant donné la force intense qui agit sur eux, les corpuscules présents vont se déplacer sensiblement en sens inverse des lignes de force du champ pendant la durée de leur libre parcours entre deux chocs contre les molécules. Pour que celles-ci se trouvent dissociées après le choc, il faut que la vitesse du corpuscule soit considérable par rapport à la vitesse d'agitation des molécules à la température ordinaire. Nous avons vu, en effet, qu'une différence de potentiel de 2 volts communique au corpuscule une vitesse voisine de  $10^8$

insuffisante pour provoquer la dissociation corpusculaire (n° 29), et cependant 2000 fois plus grande que la vitesse moyenne des molécules d'oxygène.

Il en résulte que les molécules du gaz peuvent être considérées comme immobiles par rapport aux corpuscules et que le libre parcours de ceux-ci est donné par :

$$\lambda = \frac{1}{\pi M \sigma^2},$$

relation obtenue en faisant, dans la formule (1) du n° 18,  $m_1$  très petit par rapport à  $m$ .  $\sigma$  est ici la somme des rayons d'une molécule et d'un corpuscule. On peut la justifier de la manière suivante : les molécules que peut choquer un corpuscule ont leurs centres situés dans un cylindre ayant pour axe la trajectoire du centre du corpuscule et pour rayon  $\sigma$ . Pour l'unité de longueur de cette trajectoire, le volume du cylindre est  $\pi \sigma^2$  et le nombre de molécules contenues est  $\pi M \sigma^2$ , d'où, pour le chemin moyen, la valeur indiquée, ou,  $M$  étant proportionnel à la pression  $\varpi$  du gaz :

$$\lambda = \frac{1}{\beta \varpi},$$

$\beta$  étant une constante et  $\beta \varpi$  le nombre des chocs par centimètre de chemin du corpuscule.

Si le champ est extrêmement intense, tout choc sera suivi d'une dissociation de la molécule frappée et de la production d'un nouveau corpuscule.  $\beta \varpi$  est donc le nombre maximum de corpuscules nouveaux que l'un d'eux peut produire pendant un déplacement de l'unité de longueur.

Si le champ est plus faible, un nombre  $\alpha \varpi$  moindre que  $\beta \varpi$  sera seulement produit,  $\alpha$  étant fonction de l'énergie acquise par chaque corpuscule dans son libre parcours entre deux chocs successifs.

Si  $X$  est le champ, cette énergie est :

$$eX\lambda = \frac{eX}{\beta \varpi}.$$

Nous aurons donc :

$$\alpha = f\left(\frac{X}{\varpi}\right)$$

$\alpha$  devant tendre, lorsque  $X$  augmente, vers un maximum égal à  $\beta$ , qu'il atteigne lorsque tous les chocs sont suivis d'une dissociation.

Or,  $\alpha$  peut être mesuré expérimentalement : il suffit pour cela de créer le champ  $X$  entre deux lames métalliques parallèles AB et CD, cette dernière étant une lame d'aluminium mince traversée normalement par des rayons de Röntgen. Ceux-ci, joints aux rayons secondaires qu'ils produisent sur CD et AB, ionisent le gaz situé entre les lames : la pression de ce gaz étant faible (voisine de 1 mm de mercure), l'absorption des rayons est peu intense, et l'ionisation peut être considérée comme uniforme.

De plus, la distance des lames est choisie assez faible pour que l'on puisse établir un champ beaucoup plus intense que celui nécessaire pour provoquer la décharge disruptive sous la même pression : on sait en effet que cette décharge

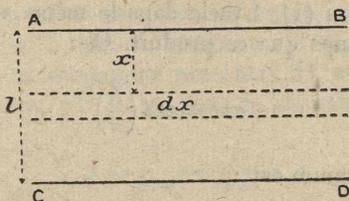


Fig. 17.

est rendue beaucoup plus difficile quand la distance des électrodes est inférieure à l'espace obscur qui sépare la cathode de la gaine (n° 38).

Si  $n_0$  est le nombre des ions que produit la radiation par unité de distance des lames et par unité de temps, et si  $l$  est la distance totale, les ions libérés par la radiation sont en nombre  $n_0 l$ . Un champ d'intensité trop faible pour provoquer l'ionisation par les chocs les recueillera seuls, et l'intensité du courant à travers le gaz sera :

$$I_0 = n_0 l e.$$

Supposons maintenant le champ  $X$  très intense et soit  $N$  le nombre de corpuscules qui traversent par unité de temps une tranche située à la distance  $x$  de la lame AB. Dans une tranche d'épaisseur  $dx$ , le nombre de corpuscules qu'ils produiront par chocs sera  $\alpha \varpi N dx$  et, en y joignant le nombre  $n_0 dx$  produit directement par la radiation, il vient :

$$dN = (n_0 + \alpha \varpi N) dx.$$

D'où pour le nombre de corpuscules qui arrivent à CD pour  $x = l$  :

$$N = \frac{n_0}{\alpha \varpi} (e^{\alpha \varpi l} - 1).$$

Si  $I$  est le courant qui en résulte au travers du gaz :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{\alpha \varpi l} (e^{\alpha \varpi l} - 1).$$

La mesure du rapport des courants peut donc fournir la valeur  $\alpha \varpi$ .

Si l'on porte en abscisse  $\frac{X}{\varpi}$  et en ordonnées les valeurs de  $\alpha$ , les points correspondants à diverses valeurs de  $l$  viennent bien se placer sur une même courbe (fig. 18), vérifiant ainsi la relation prévue :

$$\alpha = f\left(\frac{X}{\varpi}\right).$$

Si,  $X$  restant constant ainsi que  $I_0$ , on fait varier  $\varpi$ , le courant  $I$  doit passer par un maximum, car, si  $\varpi$  est grand, le chemin moyen est petit et l'énergie acquise entre deux chocs trop faible pour que de nouveaux ions puissent être créés; et, si  $\varpi$  est très petit, les chocs sont peu nombreux dans la distance  $l$ .

Or, d'après la relation (1),  $I$  varie dans le même sens que  $\alpha\varpi$  et doit être maximum en même temps que ce produit. Or :

$$\alpha\varpi = \varpi f\left(\frac{X}{\varpi}\right)$$

et la condition de maximum est :

$$\frac{d(\alpha\varpi)}{d\varpi} = f\left(\frac{X}{\varpi}\right) - \frac{X}{\varpi} f'\left(\frac{X}{\varpi}\right) = 0.$$

La valeur de  $\frac{X}{\varpi}$  fournie par cette équation est l'abscisse du point de contact de la tangente OA menée par l'origine à la courbe (fig. 18).

La construction fournit pour  $\frac{X}{\varpi}$  la valeur 380 volts par centimètre pour une

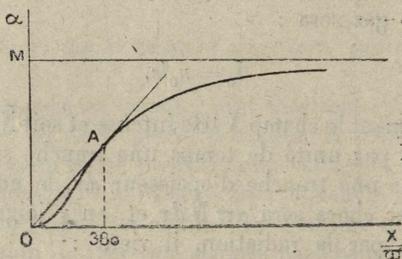


Fig. 18.

pression de 1 mm de mercure, d'après les résultats expérimentaux de M. Townsend.

Il en résulte donc que, *pour une ionisation initiale donnée, la valeur de la pression qui fournit le courant maximum est indépendante de la distance des lames et proportionnelle au champ*. Elle est pour l'air de 1 mm de mercure dans un champ de 380 volts par centimètre.

Or, M. Stoletow, dans l'étude du phénomène de Hertz, était parvenu antérieurement, et *par voie purement expérimentale, à des résultats identiques*<sup>(1)</sup>. La lumière ultra-violette traversait une lame de quartz portant sur la face de sortie un quadrillage argenté constituant une lame analogue à CD (fig. 14). La lame de zinc EF, chargée négativement, émettait sous l'action de la lumière ultra-violette des corpuscules capables, dans un champ suffisamment intense, d'acquérir la vitesse nécessaire pour ioniser le gaz. Le champ restant constant

<sup>(1)</sup> STOLETOW, *Comptes rendus*, t. CVI, 1888, p. 1149-1539; t. CVII, 1888, p. 91; t. CVIII, 1889, p. 1241.

ainsi que la radiation, le courant obtenu au travers du gaz *passait par un maximum pour une valeur convenable de la pression, proportionnelle au champ et égale à 1 mm de mercure pour un champ de 372 V par centimètre.*

La coïncidence est complète avec le résultat fourni par les rayons de Röntgen.

La courbe (fig. 18) montre encore que la valeur maximum de  $\alpha$ , c'est-à-dire  $\beta$ , est égale environ à 21 si l'unité de pression est le millimètre de mercure. Donc, à cette pression, un corpuscule rencontre 21 molécules par centimètre de sa trajectoire. On aura, par suite, pour le chemin moyen,

$$\lambda = \frac{1}{21\sigma} = \frac{1}{\pi M \sigma^2}.$$

Or, le chemin moyen des molécules du gaz est connu d'après les expériences de viscosité et égal à

$$\lambda_0 = \frac{1}{7,3\sigma} = \frac{1}{\pi M s^2 \sqrt{2}},$$

$s$  étant le diamètre d'une molécule du gaz. Par division, on tire :

$$\frac{s^2}{\sigma^2} = \frac{21\sqrt{2}}{7,3} = 4 \text{ environ,}$$

$$\frac{s}{\sigma} = 2.$$

Le diamètre d'une molécule est donc double de la somme  $\sigma$  de son rayon et de celui d'un corpuscule ; c'est-à-dire que ce dernier rayon est négligeable par rapport à celui de la molécule. Ce résultat confirme ce que nous savions sur la masse très faible de chaque corpuscule.

Les expériences de M. Townsend conduisent à la conclusion suivante :

*Dans un champ très intense, le nombre d'ions produits par un corpuscule d'origine quelconque (émission cathodique ou ionisation préalable du gaz) est égal au nombre de ses chocs contre les molécules, que l'on peut calculer en admettant pour le corpuscule des dimensions négligeables par rapport à celles de la molécule.*

La concordance entre les résultats relatifs à l'ionisation par les rayons de Röntgen dans les champs très intenses et les résultats antérieurs de M. Stoleto montre que les charges négatives libérées dans le gaz par les rayons de Röntgen se comportent exactement comme l'émission cathodique issue du zinc frappé par la lumière ultra-violette.

Nous trouvons ici le phénomène inverse de celui dans lequel l'émission cathodique arrêtée par le gaz (n° 29) nous fournissait des ions négatifs identiques à ceux des rayons de Röntgen. Nous sommes donc autorisés à dire que *les ions négatifs admettent un corpuscule cathodique comme centre de l'agglomération moléculaire qui les constitue.*

37. ÉNERGIE NÉCESSAIRE POUR L'IONISATION. — Enfin, les expériences précédentes permettent de se faire une idée de l'énergie nécessaire pour séparer un corpuscule d'une molécule de gaz. L'énergie fournie par le champ X au corpuscule en

mouvement dans sa direction est  $Xe$  par unité de longueur, et si  $\alpha\omega$  dissociations se produisent le long de ce chemin, chacune d'elles nécessite *au maximum* :

$$W = \frac{Xe}{\alpha\omega},$$

car une partie de l'énergie doit se dissiper dans les chocs non suivis de dissociation.

Or, la plus petite valeur de  $\frac{X}{\alpha\omega}$  est fournie précisément par la tangente OA issue de l'origine à la courbe (fig. 18). Elle correspond à :

$$\frac{X}{\alpha\omega} = 60 \text{ volts environ,}$$

d'où :

$$W = 10^{-10} \text{ ergs.}$$

Donc, un corpuscule doit subir une chute de potentiel égale au plus à 60 V pour acquérir l'énergie nécessaire à la production d'ions nouveaux au moment de son choc contre une molécule. Un nombre concordant est donné par M. J. Stark<sup>(1)</sup>, qui trouve pour cette chute de potentiel une valeur variant de 20 à 50 V.

Enfin, MM. Rutherford et McClung<sup>(2)</sup> ont, par une méthode entièrement différente basée sur l'absorption des rayons de Röntgen, obtenu une limite supérieure égale à 175 V.

Nous avons donc pu admettre (n° 29) que les corpuscules émis par le métal dans le phénomène de Herz avec une vitesse correspondant à une chute de potentiel de 2 V ne créent pas de nouveaux centres en arrivant dans le gaz et constituent *eux-mêmes* des ions négatifs identiques à ceux des rayons de Röntgen. Ils ne pourront produire de nouveaux corpuscules que si, comme dans les expériences de Stoletow et de Lenard, la pression du gaz est faible et le champ très intense.

Un fait intéressant est que l'énergie nécessaire pour la dissociation corpusculaire d'une molécule paraît indépendante, dans un grand nombre de cas, de la nature du gaz dont la molécule est dissociée. J'ai eu occasion (voir note n° 94) de vérifier ce fait sur les rayons secondaires des rayons de Röntgen.

38. THÉORIE DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE. — Les expériences que je viens d'exposer me conduisent à dire quelques mots de la décharge disruptive, car les phénomènes qu'elles mettent en lumière paraissent de nature à jouer un rôle important dans l'explication des aspects complexes et variés sous lesquels se présente le passage de l'électricité à travers les gaz.

(1) J. STARK, *Ann. der Phys.*, t. IV, 1901, p. 411 ; t. VII, 1902, p. 421.

(2) RUTHERFORD et McCLUNG, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXVII, 1900, p. 245 ; *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, 1901, p. 25.

Les faits connus semblent bien indiquer qu'une condition nécessaire pour la production de la décharge disruptive est la présence préalable d'un certain nombre d'ions dans la masse du gaz, ceux-ci pouvant être les ions dont des travaux récents ont prouvé la production permanente en petit nombre dans l'air sous l'action d'une radio-activité spéciale<sup>(1)</sup>, ou les ions qui subsistent après le passage d'une décharge antérieure. Un tube à gaz raréfié, avec ou sans électrodes, s'illumine en effet plus difficilement pour une première décharge que pour celle qui la suit à très court intervalle, et que facilitent les ions laissés par la première. L'étincelle dans l'air sous la pression normale donne lieu à une remarque analogue : *la première étincelle est plus irrégulière que celles qui la suivent*. Enfin, le passage de rayons de Röntgen qui ionisent le gaz entre les électrodes régularise nettement le potentiel explosif<sup>(2)</sup>.

Le rôle de ces ions se comprend immédiatement si l'on admet que *la décharge disruptive se produit lorsque le champ devient suffisamment intense pour communiquer aux centres chargés une vitesse leur permettant de créer de nouveaux ions au moment de leurs chocs contre les molécules du gaz ou contre les électrodes*.

Cette compréhension du rôle des ions présents au préalable dans le gaz semble avoir fait faire un pas décisif à la théorie de la décharge disruptive, bien que divers points restent à éclaircir.

Les expériences de M. Townsend ont mis en évidence l'ionisation par les ions négatifs ou leurs centres chargés : *mais il est nécessaire, pour l'explication de la décharge disruptive, que les ions positifs prennent, dans un champ plus intense, la même propriété*.

En effet, si le champ est en tous ses points d'intensité telle que les ions négatifs seuls produisent l'ionisation, comme c'était le cas dans les expériences de M. Townsend, les nouveaux centres négatifs qu'ils créent les suivent dans leur mouvement sous l'influence du champ, et tous ces centres, tant anciens que nouveaux, se meuvent vers l'anode avec la même vitesse ; après leur arrivée, la décharge cessera si de nouveaux centres négatifs ne viennent pas derrière eux maintenir le phénomène.

La décharge disruptive doit donc faire intervenir une source nouvelle d'ionisation, et l'étude du phénomène de l'aigrette va nous montrer qu'on peut trouver cette source d'ionisation dans le choc des ions positifs contre les molécules du gaz pour l'aigrette positive, ou contre la cathode pour l'aigrette négative.

Dans ce dernier cas, la cathode devient, sous l'action du choc des ions positifs qui lui viennent du gaz (afflux cathodique), la source d'une émission continue de charges négatives constituant les rayons cathodiques.

La différence d'aspect des deux aigrettes va se trouver expliquée par les conditions différentes dans lesquelles les ions positifs y créent l'ionisation par leurs chocs, soit contre les molécules de la masse du gaz, soit contre la cathode.

Essayons de poursuivre les conséquences de cette hypothèse.

(1) ELSTER et GEITEL, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 425. — C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, A. t. CXCIII, 1900.

(2) S. GUGGENHEIMER, *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, t. II, 1901, p. 311.

39. AIGRETTES. RAYONS CATHODIQUES. — Nous avons vu plus haut qu'une chute de potentiel certainement inférieure à 60 V est nécessaire pour fournir au corpusculé négatif une énergie telle qu'il crée de nouveaux ions en venant frapper une molécule neutre.

Les centres positifs, pour produire le même effet, nécessitent une chute de potentiel plus élevée, que l'étude de l'aigrette va nous permettre d'évaluer.

L'aigrette se produit, par exemple, quand l'une des électrodes est une pointe, le champ n'étant très intense qu'au voisinage immédiat de son extrémité. Dans cette région seulement, les ions positifs pourront dissocier le gaz.

Supposons d'abord la pointe positive : les ions négatifs, toujours présents en petit nombre dans le gaz, sont attirés vers elle et produisent l'ionisation des molécules quand ils arrivent dans son voisinage.

Les ions positifs qui en résultent sont repoussés dans la masse du gaz, et ceux seulement qui sont produits dans la région de champ très intense dont j'ai parlé plus haut peuvent créer des ions dans leurs chocs contre les molécules.

L'aigrette ainsi amorcée, cette région est le siège d'une ionisation à la fois par les centres négatifs qu'elle envoie vers la pointe et les centres positifs qu'elle envoie dans la masse du gaz. Le gaz environnant, hors de cette région, renfermera seulement des ions positifs.

Si l'on rend la pointe de plus en plus fine, on diminue la différence de potentiel nécessaires pour produire l'aigrette : on obtient en effet plus facilement, au voisinage de la pointe, le champ intense qui détermine l'ionisation par les ions positifs.

Cette différence de potentiel ne peut cependant pas descendre au-dessous de celle qui fournit à l'ion positif l'énergie nécessaire pour produire *une fois* la dissociation d'une molécule neutre.

L'expérience montre en effet que, quelle que soit la pression et quelle que soit la pointe, la différence de potentiel qui produit l'aigrette positive ne peut pas descendre au-dessous de 400 à 500 V, selon la nature du gaz.

Si la pointe, au contraire, est chargée négativement, les ions positifs qu'elle attire viennent frapper sa surface en lui cédant leur charge et arrivent ainsi dans la couche de passage du gaz au métal. Les molécules situées dans cette couche doivent, à cause de la proximité d'une paroi conductrice (qui diminue l'énergie nécessaire pour dissocier la molécule), se laisser dissocier plus facilement que celles de la masse du gaz. On sait de plus que les molécules du métal lui-même perdent leurs corpuscules plus facilement que les autres. Pour ces raisons, les chocs des ions positifs contre la cathode doivent produire la dissociation corpusculaire plus facilement que leurs chocs contre les molécules de la masse du gaz.

On constate en effet qu'une différence de potentiel inférieure à 300 volts, variable avec la nature de la pointe et du gaz, peut être suffisante pour maintenir l'aigrette négative<sup>(1)</sup>. C'est d'ailleurs un fait bien connu que l'aigrette négative se produit toujours plus facilement que l'aigrette positive.

Dans l'aigrette négative, la surface du métal émet par conséquent des charges

(1) J. STARK, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 432.

négatives constituant les rayons cathodiques; si la pression est suffisante, le gaz les absorbe rapidement sous forme d'ions négatifs, après avoir été ionisé par eux. Les centres positifs produits dans cette ionisation se dirigent vers la pointe, pour continuer à y créer des rayons cathodiques et maintenir la décharge, tandis que les centres négatifs sont repoussés dans la masse du gaz et y constituent les ions négatifs, seuls présents dans le gaz à distance de la pointe.

Dans les deux aigrettes, la masse du gaz, à l'exception d'une petite région voisine de la pointe, ne contient que des ions d'un seul signe, repoussés par elle. L'identité de ces ions avec ceux que produisent les rayons de Röntgen se trouve établie, comme dans les divers cas étudiés déjà, par toute une série de faits expérimentaux.

1° M. Chattock a pu mesurer la mobilité des ions produits par l'aigrette (voir chap. IV) et a retrouvé les valeurs ordinaires, bien que sa méthode soit entièrement distincte de toutes celles employées dans les autres cas d'ionisation.

2° M. Wilson a retrouvé la limite 1,25 pour la détente *minima* nécessaire à la condensation de la vapeur d'eau au voisinage d'une pointe chargée négativement.

3° M. Townsend a obtenu, pour les coefficients de diffusion des ions produits par l'aigrette, des nombres de même ordre que dans les autres cas.

Toutefois, les concordances fournies par ces trois méthodes d'identification, bien que suffisantes, se sont montrées ici moins bonnes qu'à l'ordinaire.

Les divergences paraissent être dues à des actions chimiques exercées sur le gaz, telles que la production d'ozone ou d'eau oxygénée. L'aigrette donne lieu dans l'oxygène à une production abondante d'ozone.

De plus, M. E. Wiedemann<sup>(1)</sup> a constaté que la décharge disruptive peut s'accompagner, dans les gaz composés, d'une faible dissociation électrolytique.

*Il est naturel de rattacher à cette faible dissociation électrolytique ou à l'élévation de température la production dans le gaz d'espèces chimiques nouvelles, d'ozone par exemple, par groupement nouveau des atomes ou radicaux chargés que ce mode de dissociation fait intervenir. La dissociation corpusculaire produisant des centres chargés différents des atomes parait incapable de produire des effets de ce genre.*

Il me semble que cette conception se trouve confirmée par différents faits : par exemple, le professeur J.-J. Thomson a constaté que le passage de rayons de Röntgen au travers d'un mélange d'hydrogène et de chlore ne modifie pas leur vitesse de combinaison. La dissociation corpusculaire créée dans le gaz par les rayons de Röntgen ne semble agir en rien sur le phénomène chimique.

On sait, au contraire, que la lumière ultra-violette modifie énormément la vitesse de combinaison de l'hydrogène et du chlore; en même temps, les centres chargés qu'elle produit dans le gaz paraissent différents des ions ordinaires, et doivent provenir d'une dissociation électrolytique de la molécule.

En effet, M. Lenard<sup>(2)</sup> a observé, dans l'action sur l'air humide de ses rayons

(1) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 767.

(2) Ph. LENARD, *Ann. der Phys.*, t. III, 1900, p. 298.

ultra-violet de courte longueur d'onde, la production de centres positifs se mouvant dans un champ avec une lenteur extrême, et paraissant formés par une très grosse agglomération.

D'autre part, M. Wilson avait obtenu, par action de lumière ultra-violette intense, une condensation sous forme de brouillard *dans l'air même non saturé de vapeur d'eau*. Les centres de condensation correspondants se comportent bien comme ceux de M. Lenard et ne manifestent pas de déplacement sensible dans un champ électrique. M. Wilson les attribue à la production d'eau oxygénée qui, très avide d'eau, facilite beaucoup la condensation sur les petites gouttes qui la contiennent en dissolution.

Il semble donc que, les rayons de Röntgen et les rayons cathodiques produisant surtout dans les gaz la dissociation corpusculaire, la lumière ultra-violette y produise plus facilement la dissociation électrolytique, avec formation de molécules chimiques nouvelles. Pour employer une image grossière, il semble que la lumière ultra-violette, de longueur d'onde relativement grande, ait plus de prise sur la molécule et les atomes qui la constituent, tandis que les pulsations très minces de Röntgen ou la percussion des rayons cathodiques agissent individuellement sur les corpuscules.

La décharge disruptive et généralement *toute cause d'ionisation intense* produirait aussi en faible proportion la dissociation électrolytique. On a observé, en effet, la production d'ozone en petite quantité, au voisinage des corps fortement radio-actifs (chlorure de radium), dans les gaz de la flamme, à proximité de fragments de phosphore ou dans l'air traversé par des rayons de Lenard<sup>(1)</sup>.

40. DÉCHARGE DANS LES TUBES. — Si du cas de l'aigrette nous passons au cas où les électrodes ont de grandes dimensions par rapport à leur distance, et surtout sont renfermées dans des tubes à gaz raréfié, la décharge changera de caractère, mais ici encore on l'obtiendra, dès *qu'en un point le champ deviendra suffisant pour permettre aux centres positifs de créer de nouveaux ions*.

Comme cette dissociation par les ions positifs est particulièrement facile à la surface de la cathode (l'anode n'intervient pas de la même manière parce qu'aucun ion positif ne se dirige vers elle), la cathode émettra des rayons cathodiques sous le choc des centres positifs préexistants dans le gaz, si le champ au voisinage immédiat de la cathode devient suffisamment intense.

Sous l'action de ce champ, les rayons cathodiques prendront une grande vitesse et ioniseront le gaz dans la région voisine de la cathode C (fig. 19). Cette région, par suite de l'ionisation intense dont elle est le siège, deviendra lumineuse, constituant la gaine G qui entoure la cathode.

Les centres positifs créés dans G par cette ionisation vont à leur tour se mouvoir vers C, constituant l'afflux positif étudié par M. Villard, et les points où ils frappent la cathode sont le siège de l'émission des rayons cathodiques.

Si des ouvertures sont ménagées dans la cathode, l'afflux positif les traverse et s'échappe en arrière de C, fournissant ainsi les rayons de Goldstein ou *Kanalstrahlen*.

(1) P. VILLARD, *Écl. élect.*, t. XXII, p. 155.

On retrouve ainsi, dans l'action des centres positifs sur la cathode et des corpuscules dans la gaine, la double source d'ionisation nécessaire au maintien de la décharge disruptive.

L'expérience montre, conformément à cette théorie, que la chute de potentiel entre la gaine et la cathode est précisément égale ou supérieure au voltage minimum

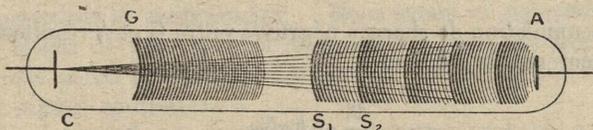


Fig. 19.

*nécessaire pour produire l'aigrette négative, c'est-à-dire pour lancer les centres positifs contre la cathode avec une vitesse telle qu'ils provoquent l'émission de rayons cathodiques.* Cette chute de potentiel est variable avec la nature du gaz et celle du métal dont la cathode est faite ; il est impossible d'obtenir la décharge disruptive avec un voltage inférieur à celui-là.

41. STRATES. — Les corpuscules cathodiques, agents de dissociation beaucoup plus efficaces que les ions positifs, doivent jouer un rôle essentiel dans la formation de la colonne positive entre A et G, et dans la production des strates qu'on y observe.

Le professeur J.-J. Thomson<sup>(1)</sup>, s'appuyant sur ce fait expérimental que des variations de l'intensité du champ accompagnent dans la colonne positive les variations de la luminosité, propose de ces strates une explication fondée sur le principe suivant :

Le courant électrique  $I$  qui traverse le tube de A en G a la même valeur à travers toutes les sections du tube quand le régime permanent de la décharge est établi. Si  $S$  est la section,  $X$  le champ moyen dans toute son étendue,  $N$  et  $P$  les nombres d'ions négatifs et positifs présents dans cette région par unité de volume, on a, si  $k_1$  et  $k_2$  sont les mobilités :

$$I = Se(k_2N + k_1P)X.$$

$I$  étant constant d'un bout à l'autre du tube, le champ  $X$  est d'autant moins intense que  $N$  et  $P$  sont plus grands. Le champ doit être faible dans les régions fortement ionisées.

Les rayons cathodiques émis par C produisent dans la gaine G une ionisation intense ; les centres positifs attirés par la cathode viennent, en la frappant, maintenir la production de rayons cathodiques, et les centres négatifs sont repoussés de la gaine vers A.

D'après ce qui précède, la gaine étant le siège d'une ionisation intense, le champ doit y prendre une valeur très faible, insuffisante pour permettre aux centres négatifs qui y sont créés d'ioniser le gaz pendant leur parcours. A la gaine doit donc succéder une région plus obscure, l'espace de Faraday,

<sup>(1)</sup> J.-J. THOMSON *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. L, 1900, p. 282.

dans laquelle le gaz ne subira pas d'ionisation nouvelle, la luminosité paraissant être due aux chocs violents des centres électrisés contre les molécules auxquelles ils font subir une dissociation.

Si aucune source d'ionisation nouvelle n'existait entre la gaine et l'anode, le courant dans cette région *serait transporté seulement par les ions négatifs issus de la gaine.*

De cette accumulation de charges négatives entre G et A résultera, par application du théorème de Poisson :

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi Ne,$$

un accroissement progressif du champ de G vers A.

Si cet accroissement devient suffisant dans une région  $S_1$ , les corpuscules vont prendre une vitesse assez grande entre deux chocs consécutifs pour ioniser de nouveau les molécules, d'où luminosité dans la strate  $S_1$  et accroissement de conductibilité, puis diminution du champ d'après le mécanisme exposé plus haut, et obscurité entre  $S_1$  et  $S_2$ . Si ceci se répète un certain nombre de fois avant que l'anode soit atteinte, nous obtiendrons un nombre égal de strates.

Ces indications rapides suffiront peut-être pour montrer combien l'hypothèse de l'ionisation par le choc des centres chargés contre les molécules jette de lumière sur les phénomènes de décharge disruptive. Le temps n'a pas encore permis de la suivre dans toutes ses conséquences, mais elle paraît bien devoir rester à la base d'une théorie complète.

La nécessité, pour maintenir la décharge, d'un afflux positif provenant de la gaine explique aussi pourquoi la décharge est rendue beaucoup plus difficile lorsque la distance entre les électrodes devient plus petite que l'espace obscur, entre C et G, dont la dimension augmente à mesure que la pression s'abaisse. On a vu comment ce fait a permis à M. Townsend d'opérer dans des champs beaucoup plus intenses que ceux suffisant d'ordinaire pour provoquer la décharge disruptive.

42. COHÉSION DIÉLECTRIQUE. — Si le gaz est placé dans un champ uniforme  $X$ , la décharge disruptive aura lieu dans sa masse lorsque les ions positifs toujours présents acquerront le long d'un chemin moyen  $\lambda$  une énergie suffisante pour ioniser le gaz. Cette énergie est proportionnelle à  $X\lambda$ , et l'on doit avoir, si  $X$  est le champ minimum produisant la décharge, mesurant ce que M. Bouty<sup>(1)</sup> appelle la *cohésion diélectrique* du gaz, l'*electrical strength* de Maxwell :

$$X\lambda = \text{const.};$$

$\lambda$  inversement proportionnel à la pression  $\varpi$ ,  $X$  sera proportionnel à  $\varpi$ , au moins en première approximation, car une perturbation doit être apportée par la couche du gaz voisine des parois du vase qui le renferme et dont les molécules s'ionisent plus facilement que celles de la masse.

L'expérience paraît bien s'accorder avec cette interprétation.

(1) E. BOUTY, *Journ. de Phys.*, janvier 1900.

## CHAPITRE III.

## LA RECOMBINAISON DES IONS,

43. LE COEFFICIENT DE RECOMBINAISON. — Nous avons vu comment la propriété acquise par le gaz de provoquer la décharge des corps électrisés, grâce à la présence d'ions parmi ses molécules, disparaît peu à peu par recombinaison des ions de signes contraires.

Une loi simple se présente immédiatement comme probable pour ce phénomène, par analogie avec la loi d'action de masse de Guldberg et Waage : si, dans un milieu liquide ou gazeux, deux espèces chimiques A et B réagissent l'une sur l'autre *molécule à molécule*, la vitesse de réaction est proportionnelle au produit des concentrations  $C_A$  et  $C_B$  (masses de A et B présentes par unité de volume).

De même, pour nos ions, que nous savons porter, quel que soit leur signe, la même charge électrique en valeur absolue, la recombinaison ne fera intervenir qu'une molécule de chaque espèce, un ion positif pour un ion négatif, et la vitesse de recombinaison devra être proportionnelle au produit des concentrations, ou des quantités d'électricité  $p$  et  $n$  portées par les ions positifs et négatifs dans l'unité de volume du gaz.

Si la variation de ces *densités électriques*  $p$  et  $n$  n'est due qu'à la recombinaison, celle-ci fera disparaître par unité de temps des quantités égales d'électricité positive et négative, et l'on aura :

$$(1) \quad \frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn.$$

Nous appellerons  $\alpha$  le *coefficient de recombinaison*.

Cette loi fut admise dès leur premier Mémoire par J.-J. Thomson et Rutherford, puis vérifiée expérimentalement par Rutherford, mais seulement dans le cas où, le gaz n'étant soumis à aucun champ électrique après l'ionisation, *chaque élément de volume a une charge totale nulle, c'est-à-dire contient des nombres égaux d'ions des deux signes, des quantités égales d'électricités positive et négative*  $p = n$ . Dans ce cas :

$$(2) \quad \frac{dn}{dt} = -\alpha n^2.$$

Rutherford employa deux méthodes différentes qui furent reprises depuis dans le but d'obtenir la valeur absolue de  $\alpha$ , l'une par Townsend à propos de ses expériences de diffusion, et l'autre tout récemment par M. Mc Clung.

44. PREMIÈRE MÉTHODE DE RUTHERFORD <sup>(1)</sup>. — Le gaz ionisé par les rayons de Röntgen circule ensuite avec une vitesse connue dans un tube métallique et,

(1) E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIV, 1897, p. 429.

après avoir parcouru un chemin variable, pénètre dans le champ créé entre le tube et une électrode centrale isolée qui recueille les charges d'un signe restées libres dans le gaz.

Si le tube est assez large pour que la perte d'ions due à la diffusion vers les parois soit petite par rapport à la perte par recombinaison, la comparaison des quantités recueillies après différents parcours du gaz permettra de calculer le coefficient  $\alpha$ .

Cette méthode, employée d'abord par M. Rutherford pour vérifier la loi représentée par l'équation (2), n° 43, a été appliquée de la manière suivante par M. Townsend <sup>(1)</sup> à la détermination de  $\alpha$  en valeur absolue.

Dans l'appareil de la figure 13, les tubes métalliques étroits  $T_1$  et  $T_2$  sont enlevés, de sorte que le gaz ionisé en  $W_1$  traverse une région de champ nul sans diffusion notable vers les parois, avant d'atteindre la toile métallique  $M$ , limitant le champ créé entre le tube  $A_1$  et l'électrode  $E_1$ . Cette électrode recueille, si son potentiel est assez différent de celui de  $A_1$ , la presque totalité des charges d'un signe libres dans le gaz au moment où il traverse  $M_1$ . La déviation de l'électromètre relié à  $E_1$  donne la quantité  $I_1$  recueillie par  $E_1$  pendant l'unité de temps.

Si  $n_1$  représente la densité des charges libres dans le gaz qui traverse  $M_1$ , et  $V$  le volume qui passe par unité de temps, on a :

$$n_1 V = I_1.$$

Dans le tube  $A_2$ , le chemin parcouru entre  $W_2$  et la toile métallique  $M_2$  est beaucoup plus petit, et si l'ionisation initiale est la même,  $E_2$  recueille  $I_2 = n_2 V$  supérieur à  $I_1$ . Si  $T$  est le temps connu mis par le gaz pour parcourir la différence des chemins, la recombinaison totale pendant le temps  $T$  fait disparaître  $n_2 - n_1$  par unité de volume.

Or :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

$$\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt, \quad \frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} = \alpha T,$$

d'où  $\alpha$ .

M. Townsend a obtenu ainsi, dans les gaz secs sous la pression atmosphérique, les valeurs indiquées par le Tableau suivant en unités électrostatiques C. G. S. :

| GAZ.                | $\alpha$ . |
|---------------------|------------|
| Air.....            | 3380       |
| Gaz carbonique..... | 3520       |
| Hydrogène.....      | 3020       |

45. SECONDE MÉTHODE DE RUTHERFORD. — Des rayons de Röntgen, d'intensité aussi constante que possible, ionisent le gaz placé entre deux lames métalliques

(1) J.-S. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899, p. 129.

parallèles. Soit  $q$  la quantité d'électricité d'un signe qu'ils libèrent dans le gaz par unité de volume et par unité de temps.

Si aucun champ n'existe entre les lames, un régime permanent s'établira dans lequel la perte par recombinaison compensera exactement la production  $q$ . Si  $n_0$  est la densité des charges dans le gaz, on aura :

$$q = an_0^2,$$

$\alpha$  se déduira de la mesure de  $q$  et de  $n_0$ .

Pour mesurer  $q$ , établissons pendant le passage de la radiation un champ suffisant pour recueillir sensiblement la totalité des ions libérés.

L'intensité du courant qui traverse le gaz est alors, si  $V$  est le volume de celui-ci et si l'on suppose l'ionisation uniforme,

$$I = qV.$$

Pour déterminer  $n_0$ , il suffit de laisser le régime permanent s'établir, de supprimer la radiation et d'établir immédiatement un champ assez intense pour recueillir la presque totalité des ions présents. Si  $Q$  est la quantité d'électricité fournie par le gaz :

$$Q = n_0V.$$

M. Mc Clung<sup>(1)</sup> a pu tenir compte des variations dans l'intensité d'ionisation dues à la variation de distance au tube producteur de rayons de Röntgen. Ses résultats relatifs à la valeur absolue de  $\alpha$  concordent avec ceux de M. Townsend. Il a pu opérer dans l'air sous des pressions variant de 0,125 à 3 atmosphères, et conclut, dans ces limites, à l'invariabilité du coefficient  $\alpha$ . Je discuterai plus loin ce résultat (n° 64).

Pour vérifier la loi de recombinaison, il suffit de modifier la mesure de  $n_0$ , en créant le champ un temps  $t$  seulement après la suppression de la radiation. Le choc d'un pendule contre un premier levier supprime la radiation en coupant le courant dans le primaire de la bobine, puis son choc contre un second levier placé à distance variable du premier établit le champ qui permet de recueillir les ions présents dans le gaz après un temps  $t$ . Si  $n$  est alors la densité des charges portées par les ions, on doit avoir :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t.$$

La variation expérimentale de  $n$  avec  $t$  est bien conforme à celle qu'indique cette formule.

*Les méthodes précédentes ne vérifient la loi de recombinaison que dans le cas spécial où  $p = n$ .* De plus, elles sont soumises aux difficultés suivantes:

L'intensité des rayons de Röntgen qu'émet un tube de Crookes varie notablement à très courts intervalles, d'autant plus que le tube est plus *dur*. Il

<sup>(1)</sup> Mc CLUNG, *Phil. Mag.*, t. V mars 1902, p. 283.

est nécessaire de croiser les mesures, et les chiffres obtenus sont des moyennes entre des résultats assez divergents.

Il est impossible, d'autre part, de connaître d'une manière exacte la répartition de l'ionisation et de l'effet produit par les rayons secondaires émis sous l'action des rayons de Röntgen par les lames métalliques ou par le gaz lui-même. Cette difficulté est plus importante pour la seconde méthode que pour la première.

La diffusion vers les lames doit, dans cette seconde méthode, jouer un rôle dont il est également difficile de tenir compte.

### Signification théorique de la loi de recombinaison.

Avant d'exposer la méthode expérimentale qui m'a permis de vérifier en même temps la loi de recombinaison sous sa forme la plus générale, et la loi de mobilité pour les ions des deux signes, dans des conditions qui suppriment complètement les difficultés signalées plus haut, je vais analyser d'une manière plus précise la signification de la loi de recombinaison. Cette analyse nous conduira à une confirmation nouvelle de la théorie des ions, confirmation que la méthode expérimentale employée fournit directement.

46. NOMBRE DES COLLISIONS. — Je vais définir tout d'abord ce que j'appellerai *nombre des collisions entre des ions de signes contraires*, dues à l'attraction de leurs charges opposées.

Nous avons déjà vu que, dans les conditions expérimentales ordinaires, le nombre des ions présents par centimètre cube ne dépasse jamais  $10^6$  à  $10^7$ , de sorte que la distance moyenne de deux ions de signes contraires est de l'ordre de  $10^{-2}$  centimètres : distance énorme aux pressions ordinaires par rapport à la distance moyenne des molécules et au libre parcours d'un ion ( $\lambda = \frac{1}{2} \times 10^{-5}$  environ) (n° 18). A cette distance moyenne,  $10^{-2}$  cm, le champ  $\frac{e}{r^2}$  produit par un ion est extrêmement faible (n° 12) :

$$\frac{e}{r^2} = \frac{7 \times 10^{-10}}{10^{-4}} = 7 \times 10^{-6} \text{ unités C. G. S.,}$$

de sorte que l'action de deux ions voisins ne pourra modifier appréciablement leur trajectoire relative que s'ils sont à distance beaucoup plus petite que leur distance moyenne. Si maintenant deux ions de signes contraires se trouvent à distance assez faible pour que leur attraction tende à les recombiner, la probabilité est *extrêmement petite* pour qu'un troisième ion de signe quelconque se trouve aussi placé à petite distance : de même, en théorie cinétique des gaz, on néglige à bon droit les collisions auxquelles participent à la fois plus de deux molécules.

Si, par exemple, nous décrivons autour de chaque ion négatif une surface fermée S dont la plus grande dimension soit au plus de l'ordre du dixième de la distance moyenne des ions, un calcul simple de probabilité montre qu'on est en droit de négliger les cas où trois ions à la fois se trouveraient placés à l'intérieur d'une semblable surface.

Ceci posé, je vais montrer comment le nombre des ions positifs qui, dans le temps  $dt$ , pénètrent à l'intérieur de toutes ces surfaces, grâce à l'attraction des ions négatifs intérieurs, est indépendant des surfaces  $S$  et du champ électrique existant dans le gaz sous l'action des conducteurs voisins. Ce nombre définira les collisions produites pendant le temps  $dt$  entre des ions de signes contraires.

La plus grande dimension de ces surfaces  $S$ , petite par rapport à la distance moyenne des ions, reste très grande par rapport au chemin moyen d'un ion, de sorte que deux ions de signes contraires en présence, l'un négatif au centre, l'autre positif au voisinage immédiat de la surface  $S$ , se meuvent sous l'influence de leur attraction mutuelle en suivant la même loi de mobilité, et avec les mêmes coefficients  $k_1$  et  $k_2$  que sous l'action du champ extérieur  $X$ , dû aux charges présentes sur les conducteurs voisins et aux autres ions de la masse du gaz.

Soient, dans une petite région du volume occupé par le gaz ionisé,  $N$  et  $P$  les nombres d'ions négatifs et positifs par unité de volume. Dans l'élément de volume  $dv$ , le nombre des ions négatifs, et par suite des surfaces  $S$ , est  $N dv$ .

Supposons chacune de ces surfaces  $S$  invariablement liée à l'ion négatif qu'elle renferme et cherchons dans combien d'entre elles, pendant le temps  $dt$ , un ion positif pénétrera en traversant un élément déterminé  $dS$ .

Ce nombre dépend seulement de la vitesse relative de l'ion négatif central et d'un ion positif supposé placé au voisinage immédiat de  $dS$ . En dehors de leur attraction mutuelle, ces deux ions sont soumis à l'action du champ extérieur dû aux charges présentes sur les conducteurs voisins et aux autres ions de la masse du gaz. Désignons par  $X_2$  la valeur de ce champ au point où se trouve un ion négatif, par  $X_1$  sa valeur au point voisin de l'élément  $dS$  correspondant où se trouve l'ion positif, et par  $r$  la distance des deux ions. La vitesse de l'ion négatif est égale à la somme géométrique :

$$V_2 = -k_2 \left( \overline{X_2} + \frac{\bar{e}}{r^2} \right),$$

et celle de l'ion positif :

$$V_1 = k_1 \left( \overline{X_1} + \frac{\bar{e}}{r^2} \right).$$

D'où, pour la vitesse relative :

$$V = V_1 - V_2 = k_2 \overline{X_2} + k_1 \overline{X_1} + (k_1 + k_2) \frac{\bar{e}}{r^2}.$$

Les ions positifs qui, pendant le temps  $dt$ , passeront à travers l'élément  $dS$ , sont contenus dans un cylindre ayant pour base  $dS$  et ayant ses génératrices de longueur  $V dt$  parallèles à  $V$ . Si  $V_n$  est la projection de  $V$  sur la normale à  $dS$ , le volume de ce cylindre est :

$$V_n dS dt;$$

c'est le flux à travers  $dS$  du vecteur  $V$ .

Pour toutes les surfaces en nombre  $N dv$ , le volume total des cylindres analogues est :

$$\sum V_n dS dt,$$

et le nombre cherché est celui des ions positifs contenus dans ce volume :

$$P \sum V_n dS dt.$$

En intégrant sur toute l'étendue de la surface fermée  $S$ , nous aurons le nombre des ions positifs qui, dans le temps  $dt$ , pénétrèrent dans l'ensemble des surfaces  $S$ . On obtient ainsi :

$$Pdt \sum \int_S V_n dS = Pdt \sum \left[ k_2 \int (X_2)_n dS + k_1 \int (X_1)_n dS + (k_1 + k_2) \int \left( \frac{e}{r^2} \right)_n dS \right].$$

Pour chaque surface, la première intégrale du second membre est nulle, puisque  $X_2$  est une constante; la deuxième l'est également d'après le théorème de Gauss, puisque le champ  $X_1$  n'est créé par aucune charge intérieure à  $S$ ; enfin la dernière, d'après le même théorème, a la valeur constante  $4\pi e$ .

L'expression devient :

$$Pdt \sum 4\pi(k_1 + k_2)e = 4\pi(k_1 + k_2)NPe dt dv,$$

le nombre des termes égaux sous le signe  $\sum$  étant  $N dv$ . D'où pour le résultat final, par unité de volume :

$$4\pi(k_1 + k_2)NPe dt.$$

Ce nombre est indépendant des surfaces  $S$  et du champ extérieur  $X$ . Il représente ce que nous appellerons le nombre des collisions entre des ions de signes contraires par unité de volume et pendant le temps  $dt$ .

Si aucune attraction n'existait entre les ions, le nombre des collisions serait considérablement moindre. Pour avoir une idée de la valeur qu'il atteindrait, admettons (n° 18) pour les ions de chaque signe un rayon triple de celui des molécules du gaz, ce qui, dans le cas de l'air, conduit, pour la somme des rayons de deux ions de signes contraires, à la valeur  $S = 10^{-7}$  environ. Si la masse de chaque ion est de l'ordre de dix fois celle d'une molécule, la vitesse moyenne d'agitation d'un ion est environ le tiers de celle d'une molécule, c'est-à-dire  $u = 1,5 \times 10^4$  pour l'oxygène à la température ordinaire. Le volume dans lequel se trouvent les ions positifs qu'un ion négatif peut rencontrer pendant l'unité de temps est celui d'un cylindre circulaire de rayon  $S$  et de longueur égale à la vitesse relative moyenne  $u\sqrt{2}$  des ions de signes contraires. Le volume total pour les  $N$  ions négatifs est :

$$\pi S^2 u \sqrt{2} N,$$

et pour les ions positifs rencontrés pendant le temps  $dt$  :

$$\pi S^2 u \sqrt{2} NP dt.$$

Les deux coefficients,  $4\pi(k_1 + k_2)e$  et  $\pi S^2 u \sqrt{2}$ , ont, en tenant compte des chiffres adoptés, les valeurs respectives :

$$0,75 \times 10^{-5} \quad \text{et} \quad 0,75 \times 10^{-9}.$$

Les collisions dues à l'attraction mutuelle se trouvent donc ici 10.000 fois plus nombreuses que celles qui se produiraient en l'absence d'attraction. On peut affirmer que la recombinaison est due à l'attraction des ions de signes contraires.

47. COEFFICIENT DE RECOMBINAISON. — Si chaque collision était suivie d'une recombinaison, comme les ions positifs entrant en collision portent la charge  $e$ , la quantité d'électricité recombinaisonnée par unité de volume serait :

$$4\pi(k_1 + k_2)PNe^2 dt = 4\pi(k_1 + k_2)pn dt;$$

$p$  et  $n$  étant, comme précédemment, les densités des deux électricités, elles sont liées à  $P$  et  $N$  par les relations :

$$p = Pe, \quad n = Ne,$$

et l'on aurait pour la loi de recombinaison :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(k_1 + k_2)pn.$$

Mais la recombinaison ne se produira pas d'une manière nécessaire : au moment où les ions seront assez voisins pour n'avoir plus entre eux de molécules du gaz, leur énergie cinétique relative initiale, augmentée de celle qui provient de leur attraction mutuelle, pourra être assez grande pour que les deux ions se séparent de nouveau après avoir gravité l'un autour de l'autre. Une fraction  $\varepsilon$  seulement, *toujours inférieure à l'unité*, du nombre des collisions, se trouvera suivie de recombinaison, de sorte que l'on aura :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(k_1 + k_2)\varepsilon pn.$$

Nous retrouvons ainsi la loi primitivement admise pour la recombinaison avec la relation :

$$\alpha = 4\pi(k_1 + k_2)\varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}.$$

Or, la méthode expérimentale que je vais exposer permet de mesurer directement ce rapport  $\frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$ , dans des conditions extrêmement variées. Si la loi de



plus loin quelle est l'influence de cette modification), j'ai pu calculer  $Q$  et montrer que cette quantité ne dépend pas, pour une même valeur de  $Q_0$ , de la répartition des ions dans l'intervalle des lames.

49. CALCUL DE  $Q$ . — Soient  $d$  la distance des lames,  $p_0 = n_0$  les densités égales d'électricité positive et négative libérées brusquement par la radiation dans la couche de gaz située à la distance  $z$  de la lame AB. Si la source de la radiation est à distance suffisante de CD par rapport au diamètre de AB,  $p_0$  ne dépendra que de  $z$ , d'une manière variable avec la répartition de l'ionisation et l'importance relative des rayons primaires et secondaires. On aura :

$$Q_0 = \int_0^d p_0 dz.$$

L'instant du passage de la radiation étant choisi comme origine des temps, les densités  $p$  et  $n$  à l'instant  $t$  seront des fonctions de  $z$  et de  $t$ , prenant pour  $t = 0$  les valeurs égales  $p_0$  et  $n_0$ . La discontinuité introduite par les lames AB et CD peut être représentée en supposant la fonction  $p_0 = n_0$  nulle pour les valeurs de  $z$  comprises entre  $-\infty$  et 0 et entre  $d$  et  $+\infty$ , de sorte que la fonction :

$$q = \int_{-\infty}^z p_0 dz$$

se trouve définie pour toutes les valeurs de  $z$ . On peut supposer que le champ  $H$  s'étend depuis  $-\infty$  jusqu'à  $+\infty$ .

Au bout d'un temps :

$$t > \frac{d}{(k_1 + k_2)H},$$

les deux couches d'épaisseur constante  $d$ ,  $A_1B_1C_1D_1$  et  $A_2B_2C_2D_2$  (fig. 20) où seront contenues les charges positives et négatives, ayant filtré entièrement l'une au travers de l'autre, aucune recombinaison ne pourra plus avoir lieu, et la quantité cherchée  $Q$  sera la quantité contenue dans chacune de ces couches par unité de surface des lames.

Il est facile de former les équations aux dérivées partielles auxquelles satisfont les fonctions  $p$  et  $n$ . Considérons à l'instant  $t$  une tranche  $MNM'N'$  d'épaisseur  $dz$ . La densité des ions positifs sur  $MN$  est  $p$  et, sur  $M'N'$ ,  $p + \frac{\partial p}{\partial z} dz$ . Tous les ions positifs se mouvant vers AB avec la vitesse  $k_1H$ , la quantité d'électricité de ce signe qui, pendant le temps  $dt$ , pénètre dans la tranche, à travers l'unité de surface de  $MN$ , est :

$$k_1Hp dt,$$

et la quantité qui en sort, par unité de surface de  $M'N'$ , est :

$$k_1 \left( Hp + \frac{\partial Hp}{\partial z} dz \right) dt.$$

L'accroissement de la quantité contenue dans la tranche résultant de ce mouvement est donc :

$$-k_1 \frac{\partial H p}{\partial z} dz dt,$$

et celui qui résulte de la recombinaison est :

$$- \alpha p n dz dt.$$

L'accroissement total dans la tranche est aussi  $\frac{\partial p}{\partial t} dz dt$ ; donc, H étant supposé uniforme :

$$(1) \quad \frac{\partial p}{\partial t} + k_1 H \frac{\partial p}{\partial z} = - \alpha p n.$$

On obtiendra de même pour les ions négatifs, mobiles en sens inverse :

$$(2) \quad \frac{\partial n}{\partial t} - k_2 H \frac{\partial n}{\partial z} = - \alpha p n.$$

Pour intégrer ces équations, changeons de variables en posant :

$$x = z - k_1 H t, \quad y = z + k_2 H t.$$

Il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + k_1 H \frac{\partial p}{\partial z} &= (k_1 + k_2) H \frac{\partial p}{\partial y} = - \alpha p n. \\ \frac{\partial n}{\partial t} - k_2 H \frac{\partial n}{\partial z} &= - (k_1 + k_2) H \frac{\partial n}{\partial x} = - \alpha p n. \end{aligned}$$

Posant :

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}, \quad \sigma = \frac{H}{4\pi},$$

$\sigma$  représentant par suite la densité électrique nécessaire sur les lames AB et CD pour créer le champ H, il vient :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = - \frac{\varepsilon}{\sigma} p n, \quad \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\sigma} p n.$$

Si l'on pose :

$$p = - \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\partial \log \varphi}{\partial x}, \quad n = \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\partial \log \varphi}{\partial y},$$

la fonction  $\varphi$  satisfait à l'équation :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} = 0,$$

dont l'intégrale générale est :

$$\varphi = F_1(x) + F_2(y),$$

$F_1$  et  $F_2$  étant deux fonctions arbitraires. On en déduit :

$$p = -\frac{\sigma F'_1(x)}{\varepsilon[F_1(x) + F_2(y)]}, \quad n = \frac{\sigma F'_2(y)}{\varepsilon[F_1(x) + F_2(y)]}.$$

Pour  $t = 0$ ,  $x$  et  $y$  deviennent égaux à  $z$ ,  $p$  et  $n$  se réduisent à  $p_0 = n_0 = \frac{dq}{dz}$ ; donc :

$$\frac{dq}{dz} = -\frac{\sigma F'_1(z)}{\varepsilon[F_1(z) + F_2(z)]} = +\frac{\sigma F'_2(z)}{\varepsilon[F_1(z) + F_2(z)]}.$$

D'où, par soustraction des deux dernières fractions :

$$F'_1(z) + F'_2(z) = 0, \quad F_1 + F_2 = C,$$

puis :

$$F'_2(z) = \frac{\varepsilon}{\sigma} C \frac{dq}{dz}, \quad F_2 = \frac{\varepsilon C}{\sigma} q,$$

et :

$$F_1 = C \left(1 - \frac{\varepsilon}{\sigma} q\right);$$

d'où, en portant dans l'expression de  $n$  :

$$n = \frac{q'(y)}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma} [q(y) - q(x)]}$$

Or  $q'(y) = p_0(y)$  n'est différent de zéro, d'après la définition de  $p_0$ , que pour :

$$0 < y < d,$$

et, si l'on suppose la filtration terminée, c'est-à-dire :

$$(k_1 + k_2)Ht > d,$$

on a, pour les valeurs de  $p$  comprises entre 0 et  $d$  :

$$x = y - (k_1 + k_2)Ht < 0.$$

Donc  $q(x)$  est nul lorsque  $q'(y)$  n'est pas nul. On aura donc, dans ces conditions :

$$n = \frac{q'(y)}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma} q(y)},$$

et, pour la quantité totale  $Q$  présente dans la couche qui contient les ions négatifs après filtration complète :

$$Q = \int_0^a n dy = \int_0^{Q_0} \frac{dq}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma} q} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \text{Log} \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right)$$

ou :

$$(3) \quad \frac{\varepsilon Q}{\sigma} = \text{Log} \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right).$$

Cette relation très simple entre la quantité recueillie  $Q$  et le champ  $H = 4\pi\sigma$  montre que  $Q$  est indépendante de la manière dont la quantité libérée  $Q_0$  est distribuée dans l'intervalle des lames et se prête à une vérification expérimentale immédiate qui fournit la valeur du rapport :

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)},$$

dont j'ai indiqué plus haut la signification théorique.

Le résultat précédent se vérifie immédiatement dans le cas où l'ionisation initiale est uniforme et localisée dans une couche parallèle aux lames et d'épaisseur  $\alpha$ , de sorte que :

$$\alpha p_0 = Q_0.$$

Pendant la filtration, la densité  $p$  reste uniforme dans la région commune aux deux couches occupées par les ions positifs et les ions négatifs, et satisfait à la relation :

$$\frac{dp}{dt} = -\alpha p^2,$$

$$p = \frac{p_0}{1 + p_0 \alpha t}.$$

Pendant le temps  $dt$ , l'épaisseur de cette région commune diminue de  $(k_1 + k_2) H dt$ , et la quantité d'électricité de chaque signe qui en est extraite est donc :

$$dq = (k_1 + k_2) H \frac{p_0 dt}{1 + p_0 \alpha t} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{p_0 \alpha dt}{1 + p_0 \alpha t}.$$

La filtration étant terminée au bout du temps :

$$T = \frac{a}{(k_1 + k_2) H} = \frac{a \varepsilon}{\alpha \sigma},$$

on aura :

$$Q = \int_0^T \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{p_0 \alpha dt}{1 + p_0 \alpha t} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \text{Log} \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right).$$

Nous retrouvons ainsi, dans un cas particulier, la relation générale démontrée plus haut. Il est facile ici de concevoir pourquoi l'épaisseur  $a$  ne figure

pas dans l'expression de  $Q$  : pour une même valeur  $Q_0$  la densité des ions est d'autant plus grande que  $a$  est plus petit; il en est de même de la perte par recombinaison en un temps donné, mais la durée de la filtration et, par suite, de la recombinaison est en même temps plus faible, de sorte qu'au total la perte par recombinaison, et, par suite, la quantité recueillie  $Q$ , est indépendante de  $a$ , et, d'une manière plus générale, de la répartition de  $Q_0$  dans l'intervalle des lames.

On élimine ainsi une incertitude extrêmement gênante dans les mesures relatives à l'ionisation : j'ai pu effectivement passer d'une ionisation sensiblement uniforme dans le cas où la lame AB est d'aluminium (rayons secondaires faibles et peu absorbables) et la distance  $d$  petite (1 cm) au cas d'une ionisation très hétérogène, lorsque la lame AB est de plomb et l'ionisation presque entièrement localisée au voisinage immédiat de cette lame, grâce aux rayons secondaires intenses qu'elle émet, la distance  $d$  étant grande (4 cm), sans que la valeur obtenue pour  $\varepsilon$  subisse de variation sensible.

50. MODIFICATION DU CHAMP PAR LES IONS. — Si l'on établit entre deux lames parallèles AB et CD une différence de potentiel  $V$  pour recueillir les charges libérées dans l'intervalle des lames par une cause d'ionisation quelconque, le champ, uniforme en l'absence des ions, se trouve modifié par l'accumulation des charges d'un même signe au voisinage de celle des lames vers laquelle elles se déplacent.

Ce phénomène a été étudié expérimentalement par C.-D. Child et par J. Zeleny dans le cas où des rayons de Röntgen d'intensité constante agissent entre les lames. Un régime permanent s'établit dans lequel le champ, grâce à l'accumulation des charges, est plus intense au voisinage immédiat des lames qu'au milieu de l'intervalle. En raison de la différence des mobilités, plus grande pour les ions négatifs que pour les positifs, ces derniers s'accumulent en plus grand nombre que les premiers. De sorte que le champ est plus intense au voisinage de la cathode (lame chargée négativement) vers laquelle se dirigent les ions positifs qu'au voisinage de l'anode. La courbe de répartition du potentiel (fig. 21) déterminée expérimentalement par la méthode du jet de mercure, par exemple, s'écarte d'autant plus d'une ligne droite (champ uniforme) que l'ionisation est plus intense et la différence de potentiel plus faible.

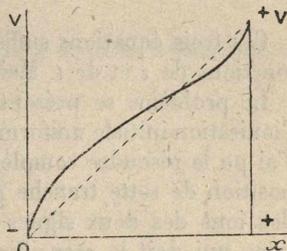


Fig. 21.

M. Rutherford a fait une étude analogue dans le cas d'ionisation due aux sels d'uranium.

L'étude théorique de ce phénomène a été donnée par le professeur J.-J. Thomson<sup>(1)</sup> d'une manière complète dans le cas du régime permanent qui

(1) M. Jeans a montré comment les équations du professeur Thomson permettent d'aborder le problème des décharges stratifiées : J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, vol. XLVII, 1899, p. 253 ; JEANS, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, vol. XLIX, 1900, p. 245.

s'établit quand une cause d'ionisation constante agit uniformément dans l'intervalle des lames. L'accroissement notable du champ au voisinage de la cathode y est rapprochée du fait observé dans le cas des tubes à vide où la chute de potentiel est localisée presque entièrement au voisinage immédiat de la cathode à cause de la mobilité considérable des ions négatifs qui, dans ce cas, sont constitués par les corpuscules eux-mêmes.

Des modifications analogues du champ se produisent dans le cas du régime variable. Si nous supposons comme précédemment que l'ionisation est produite seulement pendant un temps très court, et que la radiation a cessé de passer quand les ions se déplacent, les équations (1) et (2) (n° 49) sont remplacées par :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + k_1 \frac{\partial(pH)}{\partial z} = -\alpha p n,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - k_2 \frac{\partial(nH)}{\partial z} = -\alpha p n;$$

avec l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 4\pi(p - n).$$

Si l'on y joint les conditions suivantes : 1° pour  $t = 0$ ,  $p$  et  $n$  se réduisent à  $p_0 = n_0$  fonction connue de  $z$ ; 2° si  $V$  est la différence de potentiel établie entre AB et CD, on doit avoir à chaque instant :

$$\int_0^d H dz = V.$$

Ces trois équations suffisent pour déterminer entièrement  $p$ ,  $n$  et  $H$  comme fonctions de  $z$  et de  $t$ . Mais la solution paraît inextricable dans le cas général.

Le problème se présente sous une forme plus simple quand on suppose l'ionisation initiale uniforme dans une tranche d'épaisseur  $a$  parallèle aux lames. J'ai pu le résoudre complètement dans le cas particulier où l'épaisseur  $a$  et la position de cette tranche par rapport aux lames sont telles que la séparation des ions des deux signes soit complète avant qu'aucun d'eux ait atteint la lame qui doit le recueillir. C'est le cas expérimental où le gaz serait ionisé par une lame mince de rayons se propageant parallèlement à AB et CD. Dans ce cas j'ai obtenu, si  $d$  représente la distance des lames, en posant  $\frac{d-a}{d} = \lambda$ ,

$$1 - \frac{\lambda Q}{\sigma} = \left[ 1 - (\lambda - \varepsilon) \frac{Q_0}{\sigma} \right]^{\frac{\lambda}{\lambda - \varepsilon}}.$$

Il m'a cependant été plus commode, autant pour l'étude actuelle que pour la mesure ultérieure des mobilités, d'ioniser le gaz au moyen de rayons perpendiculaires aux lames qui le limitent. L'ionisation s'étend à toute la masse du

gaz, et, si on la suppose uniforme, il est possible d'obtenir une limite supérieure de l'erreur introduite par la modification du champ.

Soit  $p_0 = \frac{Q_0}{d}$  la densité initiale uniforme de la quantité libérée. Au bout d'un temps  $t$ , après le passage de la radiation, les ions positifs qui cheminent vers AB sont compris entre AB et  $C_1D_1$  (fig. 20), les ions négatifs entre  $A_2B_2$  et CD. Dans la région commune de  $A_2B_2C_1D_1$  le champ ne cessera jamais d'être uniforme; en effet, on a, dans cette région à l'origine du temps,  $p = n = p_0$ . Les équations différentielles s'y réduisent à :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn, \quad \frac{\partial H}{\partial z} = 0,$$

Le champ y prendra donc une valeur uniforme  $H_1$ , fonction du temps, et l'on aura :

$$p = n = \frac{p_0}{1 + p_0 \alpha t}.$$

Mais il n'en sera plus de même à l'extérieur de cette région commune : entre elle et chacune des lames AB et CD ne se trouvent que des ions d'un seul signe, et le champ par suite *augmentera constamment* depuis la valeur  $H_1$  à mesure qu'on approchera de l'une des deux lames.

Pendant le temps  $dt$ , le plan  $C_1D_1$  à droite duquel se trouvent les ions positifs se déplacera vers AB de  $k_1 H_1 dt$ , et le plan  $A_2B_2$ , à gauche duquel se trouvent les ions négatifs, se déplacera vers CD de  $k_2 H_1 dt$ , de sorte que l'épaisseur de la région commune aux ions des deux signes diminuera de :

$$dx = (k_1 + k_2) H_1 dt,$$

et la quantité d'électricité extraite pendant le temps  $dt$  de cette même région sera :

$$dq = (k_1 + k_2) p H_1 dt = p dx.$$

La quantité totale recueillie par AB sera :

$$q = \int_0^d p dx = \int_0^d \frac{p_0 dx}{1 + p_0 \alpha x},$$

la filtration étant complète quand :

$$x = \int_0^t (k_1 + k_2) H_1 dt$$

est égal à  $d$ .

$q$  pourra se calculer si nous connaissons  $H_1$  en fonction de  $x$  ou de  $t$ . Or, nous augmenterons l'influence de la modification du champ si nous prenons pour  $H_1$  une valeur trop petite; il en sera ainsi si nous admettons pour la densité électrique absolue à l'extérieur de la région commune la valeur  $p_0$ ,

plus grande que la valeur réelle. Moyennant cette hypothèse, on aura, dans l'intervalle  $A_2B_2AB$  :

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 4\pi\rho_0,$$

$$H = H_1 + 4\pi\rho_0z,$$

$z$  étant la distance comptée à partir de  $A_2B_2$ . On aura, dans l'intervalle  $CDC_1D_1$  la même expression,  $z$  étant compté à partir de  $C_1D_1$ . La largeur de  $A_2B_2AB$  est :

$$k_1 \int H_1 dt = \frac{k_1 x}{k_1 + k_2},$$

et celle de  $C_1D_1CD$  est  $\frac{k_2 x}{k_1 + k_2}$ . La différence de potentiel entre  $AB$  et  $CD$  étant  $V$ , on aura, par intégration du champ dans tout l'intervalle des lames :

$$V = 4\pi\sigma d = H_1 d + \frac{2\pi\rho_0(k_1^2 + k_2^2)}{(k_1 + k_2)^2} x^2,$$

équation permettant de calculer  $H_1$ . Au lieu de donner le calcul complet, qui conduit d'ailleurs au même résultat, je vais supposer, ce qui est toujours sensiblement réalisé :  $k_1 = k_2 = k$ , et ne conserver de plus que les termes du premier ordre en  $\frac{Q_0}{\sigma}$  quantité toujours petite. La dernière relation devient :

$$V = H_1 d + \pi\rho_0 x^2;$$

de plus :

$$H_1 = \frac{1}{2k} \frac{dx}{dt},$$

don :

$$\frac{d}{2k} \frac{dx}{d} = V - \pi\rho_0 x^2,$$

$$dt = \frac{d}{2k} \frac{dx}{V - \pi\rho_0 x^2} = \frac{d}{8\pi k \sigma} \left( 1 + \frac{Q_0 x^2}{4\sigma d^2} \right) dx,$$

$$t = \frac{d}{8\pi k \sigma} \left( x + \frac{Q_0 x^3}{12\sigma d^2} \right) = t_0 + \frac{Q_0 x^3}{96\pi k \sigma^2 d},$$

$t_0$  étant la valeur que prendrait  $t$  pour la même valeur de  $x$  si le champ restait uniforme.

La diminution de la quantité recueillie provenant de la modification du champ est donc :

$$Q - q = \int_0^d \frac{\rho_0 dx}{1 + \rho_0 \alpha t_0} - \int_0^d \frac{\rho_0 dx}{1 + \rho_0 \alpha t} = \frac{\varepsilon Q_0^3}{48\sigma^2},$$

à l'ordre d'approximation indiqué. Or, au même ordre d'approximation

$$Q = \frac{\sigma}{\varepsilon} \log \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right) = Q_0 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma}$$

Donc :

$$q = Q_0 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma} - \frac{\varepsilon Q_0^3}{48\sigma^2} = Q_0 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma} \left( 1 + \frac{Q_0}{24\sigma} \right).$$

*L'erreur relative sur  $\varepsilon$  résultant de la modification du champ aura donc pour terme principal, et en même temps pour limite supérieure :*

$$\frac{1}{24} \frac{Q_0}{\sigma}$$

*dans le cas d'une ionisation uniforme entre AB et CD. L'erreur restera donc inférieure au centième tant que  $Q_0$  ne dépassera pas  $\frac{\sigma}{4}$ .*

J'ai cherché à réaliser toujours cette condition dans mes expériences. Le calcul montre aussi que l'influence de la modification du champ devient plus importante quand l'ionisation cesse d'être uniforme; cette prévision théorique est également confirmée par l'expérience. Nous verrons en effet que, pour des valeurs suffisamment faibles de  $\frac{Q_0}{\sigma}$ , la valeur déduite pour  $\varepsilon$  de la formule (3) est bien constante et indépendante de la répartition de l'ionisation, mais que si  $\frac{Q_0}{\sigma}$  augmente notablement, la valeur calculée pour  $\varepsilon$  sans tenir compte de la modification du champ augmente plus vite dans le cas de l'ionisation non uniforme que dans le cas contraire.

51. PREMIÈRE VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE. — La méthode de mesure qui m'a servi pour l'étude des rayons secondaires pendant mon séjour au Cavendish Laboratory (décrite dans la note n° 91), m'a fourni dès cette époque une première confirmation de la formule (3).

La bobine qui actionnait le tube de Crookes était commandée par un interrupteur à mercure indépendant, fournissant seulement trois ou quatre interruptions par seconde, de sorte que les ions libérés par les rayons de Röntgen provenant d'une décharge avaient le temps d'être recueillis complètement, même dans les champs faibles, avant la production de la décharge suivante. Sans chercher à ce moment à en déduire la valeur de  $\varepsilon$ , j'ai étudié dans un grand nombre d'expériences la variation de  $Q$  avec la différence de potentiel  $V$  entre les deux lames;  $\sigma$  étant proportionnel à  $V$ , la relation (3) prend la forme :

$$Q = \beta V \log \left( 1 + \frac{Q_0}{\beta V} \right).$$

La figure 17 donne la courbe théorique représentée par cette équation :  $Q$ , nul en même temps que  $V$ , tend vers  $Q_0$  à mesure que  $V$  augmente et n'atteint cette valeur que pour  $V$  infini. Si dans l'une des séries de nombres four-

nies par l'expérience, deux couples de valeurs de  $Q$  et de  $V$  servent à calculer  $Q_0$  et  $\beta$ , la concordance est tout à fait satisfaisante pour les autres couples entre la valeur expérimentale et celle déduite de la formule.

Voici l'une des séries expérimentales :

$$Q_0 = 52,5.$$

| V.<br>volts. | Q        |          |
|--------------|----------|----------|
|              | observé. | calculé. |
| 2.....       | 10,0     | 10,3     |
| 4.....       | 16,0     | 15,9     |
| 10.....      | 25,3     | "        |
| 20.....      | 33,0     | 33,0     |
| 40.....      | 40,3     | 40,0     |
| 60.....      | 43,3     | "        |
| 100.....     | 45,9     | 46,4     |
| 140.....     | 47,8     | 48,0     |
| 180.....     | 48,8     | 48,9     |

52. DÉTERMINATION DE  $\varepsilon$ . — La méthode la plus importante au point de vue théorique est celle qui consiste à utiliser la formule (3) pour le calcul de  $\varepsilon$ .

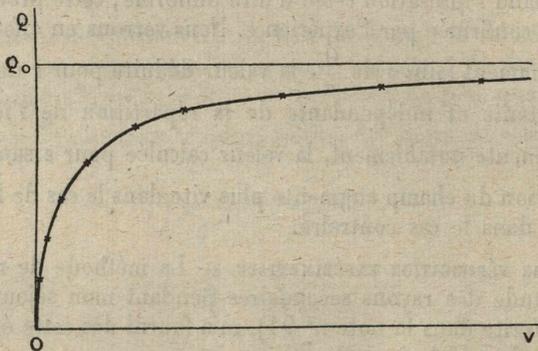


Fig. 22.

Bien que  $Q$  puisse s'en rapprocher beaucoup, la quantité libérée  $Q_0$  n'est pas directement accessible à l'expérience, un champ infini étant nécessaire pour la recueillir. Il suffit, pour l'éliminer, de mesurer les quantités  $Q$  et  $Q'$  recueillies dans deux champs différents, correspondant aux densités superficielles  $\sigma$  et  $\sigma' > \sigma$ . On aura :

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right), \\ \frac{\varepsilon Q'}{\sigma'} = L \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma'} \right). \end{cases}$$

Or l'expérience fournit directement les valeurs relatives des quantités  $Q$ ,  $Q'$ ,  $\sigma$  et  $\sigma'$ .  $Q$  et  $Q'$  sont proportionnels aux quantités d'électricité recueillies

par AB après une décharge dans le tube de Crookes,  $\sigma$  et  $\sigma'$  sont proportionnels aux quantités d'électricité induites sur la lame AB au moment de la création des champs correspondants. Ces quantités peuvent être mesurées successivement sur le même électromètre, et comme leurs rapports seuls interviennent dans la mesure de  $\varepsilon$ , aucune mesure absolue n'est nécessaire.

Posons :

$$x = \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}, \quad y = \frac{Q}{Q_0},$$

$\varepsilon$  se déduira de la résolution des équations :

$$(5) \quad \begin{cases} y = \frac{1}{x} L(1+x), \\ y \frac{Q'}{Q} = \frac{\sigma'}{x\sigma} L\left(1 + \frac{x\sigma}{\sigma'}\right), \end{cases}$$

où ne figurent que les rapports  $\frac{Q'}{Q}$  et  $\frac{\sigma'}{\sigma}$ . Puis  $x$  et  $y$  étant connus, on aura  $\varepsilon$  par :

$$(6) \quad \varepsilon = xy \frac{\sigma}{Q'}.$$

53. PROCÉDÉ DE CALCUL. — J'ai toujours effectué la résolution du système (5) par le procédé graphique suivant :

Construisons une courbe en portant en abscisses  $\log x$  et en ordonnées  $\log y$ ,  $y$  étant déterminé par :

$$y = \frac{1}{x} L(1+x).$$

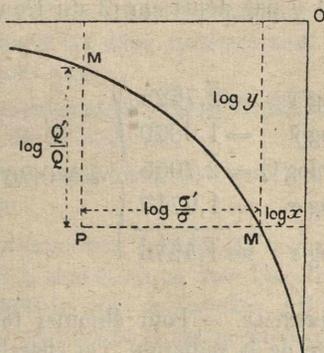


Fig. 23.

Les points correspondants à  $x$  et  $\frac{x\sigma}{\sigma'}$  ont des abscisses dont la différence est une quantité connue :

$$\log x - \log \frac{x\sigma}{\sigma'} = \log \frac{\sigma'}{\sigma}.$$

Les ordonnées correspondantes sont  $\log y$  et  $\log y \frac{Q'}{Q}$ , et diffèrent aussi d'une quantité connue :

$$\log y \frac{Q'}{Q} - \log y = \log \frac{Q'}{Q}.$$

Il suffit donc, pour déterminer  $x$  et  $y$ , de chercher sur la courbe (fig. 23) deux points  $M$  et  $M'$  dont les abscisses et les ordonnées diffèrent respectivement des quantités connues  $\log \frac{\sigma'}{\sigma}$  et  $\log \frac{Q'}{Q}$ . On les trouve immédiatement en déplaçant par translation au-dessus de la courbe un papier transparent sur lequel sont marqués deux points  $M$  et  $M'$  satisfaisant à la condition indiquée. Une seule position de ce papier est possible pour laquelle les deux points  $M$  et  $M'$  se trouvent simultanément superposés à deux points de la courbe. L'abscisse et l'ordonnée de  $M$  sont  $\log x$  et  $\log y$ , et l'on a, d'après (6) :

$$\log \varepsilon = \log x + \log y + \text{colog} \frac{Q}{\sigma}.$$

*Exemple de calcul.* — L'expérience a fourni dans une détermination relative à l'air sec sous la pression atmosphérique :

$$Q = 19,70, \quad \sigma = 93,7, \quad \frac{Q'}{Q} = 1,0195, \quad \frac{\sigma'}{\sigma} = 3,$$

$$\log \frac{Q'}{Q} = 0,00839, \quad \log \frac{\sigma'}{\sigma} = 0,4771;$$

la détermination de  $x$  et  $y$  par déplacement du transparent fournit, d'après ces données :

$$\left. \begin{array}{l} \log x = \bar{2},7625 \\ \log y = \bar{1},9879 \\ \text{colog } Q = \bar{2},7055 \\ \log \sigma = \underline{1,9717} \\ \log \varepsilon = \bar{1},4276 \end{array} \right\} \varepsilon = 0,267$$

54. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE. — Pour éliminer toute incertitude due aux variations dans l'intensité de la radiation, j'ai cherché à déterminer  $Q$  et  $Q'$  en n'utilisant que les rayons provenant d'une seule et même décharge de la bobine dans le tube de Crookes. J'y suis parvenu en augmentant beaucoup la sensibilité des mesures électrométriques, et en mesurant simultanément les quantités  $Q$  et  $Q'$  recueillies par deux lames  $AB$  et  $A'B'$  (fig. 24) appartenant à deux appareils identiques  $ABCD$  et  $A'B'C'D'$ , disposés de manière que chaque émission de rayons par le tube de Crookes y produise toujours des ionisations égales.

Il est facile de montrer sur les équations (4) qui servent au calcul de  $\varepsilon$  que l'erreur relative sur  $\varepsilon$  est sensiblement l'erreur relative sur  $Q' - Q$ ; j'ai donc préféré *déterminer directement* cette différence, et l'un des deux termes,  $Q$ , au lieu de mesurer séparément  $Q$  et  $Q'$ .

Mais nous avons vu que, pour rendre négligeable l'erreur provenant de la modification du champ, il est nécessaire de rendre  $\frac{Q_0}{\sigma}$  égal au plus à  $\frac{4}{1}$ ; le développement de  $Q$  suivant les puissances de  $\frac{Q_0}{\sigma}$  est :

$$Q = \frac{\sigma}{\varepsilon} \log \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right) = Q_0 \left[ 1 - \frac{\varepsilon Q_0}{2\sigma} + \dots \right];$$

il en résulte que la différence  $Q_0 - Q$ , et *a fortiori*  $Q' - Q$ , est une fraction de  $Q_0$  égale au plus à  $\frac{\varepsilon Q_0}{2\sigma}$ , c'est-à-dire au dixième environ,  $\varepsilon$  étant toujours inférieur à l'unité.

En raison de cette petitesse de  $Q' - Q$  j'ai dû employer des sensibilités différentes dans les mesures de  $Q$  et de  $Q' - Q$ , en utilisant le même électromètre mais en diminuant la capacité des conducteurs qui lui sont reliés, quand après avoir mesuré  $Q$  je devais mesurer  $Q' - Q$ .

Ce résultat est obtenu en reliant les lames AB et A'B' à deux condensateurs à capacité variable LM, L'M'.

Chacun de ces condensateurs est constitué par un système de lames parallèles L, soigneusement isolé, dans lequel peut venir s'emboîter sans le toucher un système semblable M relié à l'enceinte métallique générale S et mobile perpendiculairement au plan de la figure sur deux glissières GG. Quand les deux systèmes de lames sont emboîtés l'un dans l'autre (je dirai alors que le condensateur est *fermé*), la capacité de L est très grande; elle devient au contraire beaucoup plus petite quand les deux systèmes sont éloignés l'un de l'autre, le condensateur étant alors *ouvert*.

Un système de traction convenable permet d'effectuer de l'extérieur de l'enceinte S le déplacement de M et de M'.

Les leviers I, manœuvrés également de l'extérieur, permettent de réaliser les connexions suivantes :

1° Les deux condensateurs étant fermés, les leviers qui réunissent L et L' à l'enceinte sont relevés. L communique avec l'électromètre, L' est isolé. On fait passer la décharge dans le tube de Crookes. AB recueille Q (si sa surface est prise pour unité) et cette quantité est mesurée par l'indication de l'électromètre. En même temps la quantité de signe contraire Q' a été recueillie par A'B' et reste sur L'.

2° L' est mis en communication avec l'électromètre. Le système LEL' porte  $Q' - Q$ : les condensateurs sont ouverts pour augmenter le potentiel du système, et par suite la sensibilité. La nouvelle indication de l'électromètre donne  $Q' - Q$  si le rapport des sensibilités dans les mesures de  $Q$  et de  $Q' - Q$  a été mesuré une fois pour toutes au préalable.

L'usage de grandes capacités initiales, les condensateurs étant fermés au moment du passage de la radiation, a encore d'autres avantages : d'abord l'arrivée des charges  $Q$  ou  $Q'$  sur les lames qui les recueillent ne modifie pas sensiblement le potentiel de celles-ci et par suite le champ moyen dans lequel se produit le déplacement des ions. De plus, le potentiel du système  $L'$  étant très peu différent de celui de l'enceinte lorsqu'il a recueilli la quantité  $Q'$  (différence inférieure au dixième de volt dans mes expériences), les pertes

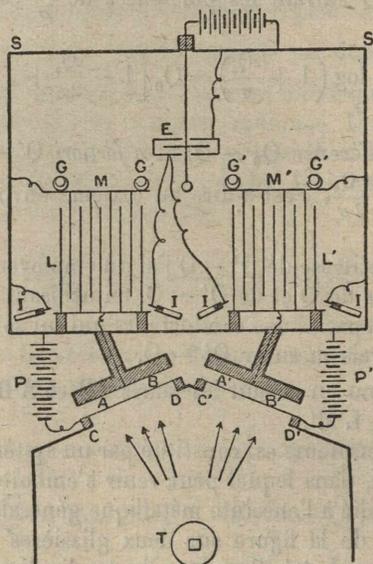


Fig. 24.

par défaut d'isolement sont extrêmement faibles pendant le temps qui s'écoule entre le passage de la radiation et la mise en communication de  $L'$  avec l'électromètre. On verra d'ailleurs comment j'ai rendu ce temps aussi court que possible, en utilisant les elongations de l'électromètre au lieu des déviations permanentes pour prendre les lectures.

3° Pour mesurer  $\sigma$  on revient à la première position,  $L$  étant fermé et communiquant seul avec l'électromètre; on supprime le champ en  $ABCD$  en reliant directement  $CD$  à l'enceinte  $S$ . La quantité  $\sigma$  induite par le champ sur la lame  $AB$  se répartit dans le système  $L$  et l'indication de l'électromètre lui est proportionnelle.

$\sigma'$  se mesure de la même manière.

55. PRODUCTION DES RAYONS DE RÖNTGEN. — Bien que j'aie cherché à n'employer autant que possible pour chaque mesure de  $\varepsilon$  qu'une seule décharge dans le tube de Crookes, j'ai dû, pour faire varier dans des limites très étendues l'intensité de l'ionisation, opérer dans certains cas avec des valeurs de  $Q_0$  trop faibles pour que les mesures puissent être faites avec quelque précision en n'utilisant qu'une seule décharge : il a fallu en faire passer plusieurs assez

espacées pour que les ions produits par l'une d'elles puissent être complètement recueillis avant le passage de la suivante.

Il est nécessaire que les ionisations créées par les différentes décharges soient aussi identiques que possible. On verra d'autre part, à propos de la mesure des mobilités, que, là encore, une constance relative de la radiation émise par le tube de Crookes était nécessaire, au moins dans une partie des mesures.

Cette condition est plus facile à réaliser avec un tube *doux*, émettant des rayons peu pénétrants, qu'avec un tube *dur*. Le moyen le plus certain pour y parvenir m'a paru être la *suppression complète de l'étincelle* dans l'interrupteur qui coupe le courant primaire de la bobine. La production d'un arc au moment de l'interruption, rend extrêmement variable les conditions dans lesquelles se produit le phénomène d'induction sur le circuit secondaire, en même temps qu'elle diminue beaucoup l'intensité des rayons produits. J'ai dû éliminer les interrupteurs à mercure dans lesquels l'arc se produit toujours, et qui, s'ils peuvent donner une intensité moyenne de radiation à peu près constante quand les décharges sont très rapprochées, donnent des variations très considérables d'une décharge à l'autre.

J'ai obtenu le résultat cherché en produisant aussi brusquement que possible la rupture entre deux pièces de platine, avec une capacité considérable en dérivation. La bobine, du type Carpentier grand modèle, étant alimentée par un courant primaire maximum de 15 A, il a fallu employer une capacité d'environ 5 microfarads, constituée par des condensateurs industriels au papier paraffiné que M. Boucherot a bien voulu mettre à ma disposition.

Pour obtenir une séparation très rapide des surfaces en contact, je me suis arrêté, après plusieurs essais, à l'interrupteur suivant (fig. 25). Un levier de

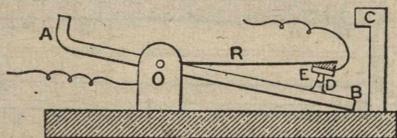


Fig. 25.

laiton très rigide, recourbé en A, est mobile autour de l'axe O, et porte en D une pièce de platine soudée. Une seconde pièce de platine E est maintenue en contact avec D par le ressort R, isolé de E par de l'ébonite.

Si un coup est frappé en A avec un maillet, le système acquiert une grande vitesse et, au moment où B vient frapper contre le butoir C, le ressort R fléchit en vertu de la vitesse acquise par E, vitesse avec laquelle se fait la séparation des pièces de platine en contact, avec les intensités employées dans le primaire et réglables à volonté pour varier l'intensité des radiations émises, aucune étincelle n'est visible au moment de l'interruption.

La variation d'intensité entre deux décharges est ainsi beaucoup atténuée, mais n'est cependant pas supprimée complètement : les variations qui subsistent doivent provenir du tube de Crookes lui-même dont l'électrisation des

parois, en particulier, doit se modifier d'une décharge à la suivante ; ces variations sont, comme je l'ai dit, d'autant plus importantes que le tube est plus dur.

La bobine ainsi que le tube de Crookes étaient contenus dans une caisse entièrement fermée, doublée d'une feuille épaisse de plomb, et mise en communication avec l'enceinte métallique S et les canalisations de gaz environnantes. Deux ouvertures circulaires à la partie supérieure laissaient passer les rayons de Röntgen destinés à produire l'ionisation dans les deux appareils ABCD et A'B'C'D', disposés normalement aux rayons provenant du tube de Crookes. Celui-ci était fixé dans un support rigide muni d'une vis permettant de régler la position du tube de manière à produire des ionisations identiques dans les deux appareils.

56. LES APPAREILS D'IONISATION. — Ceux-ci ont été construits assez robustes pour pouvoir supporter, tout en restant étanches, des pressions variant de 0 atm à 4 atm. Ils sont complètement identiques, et l'un d'eux est représenté par la figure 26.

Il est constitué par une boîte cylindrique de laiton LL (fig. 26) de 20 cm

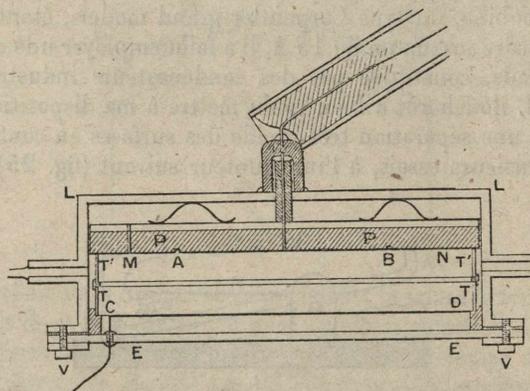


Fig. 26.

de diamètre extérieur, de 6 cm de hauteur et de parois épaisses de 3 mm. Deux tubulures soudées à des tubes de plomb permettent la circulation des gaz. La boîte est fermée par une lame d'aluminium E épaisse de 3 mm avec interposition d'une bague de caoutchouc formant joint. Quatorze vis V permettent d'exercer un excellent serrage par l'intermédiaire d'une contre-bague de laiton. Ce mode de fermeture est très suffisamment étanche, surtout si l'on a soin de recouvrir les joints d'un peu de vernis gomme-laque appliqué sur le métal tiède et bien dégraissé. Il a l'avantage de permettre un démontage rapide des appareils quand on veut modifier la disposition intérieure.

Pour n'être pas gêné par les déformations de la lame E qui résultent des changements de pression intérieure, je n'en ai pas fait l'une des faces de la lame de gaz soumise à l'ionisation. Au-dessus, et isolée par une bague d'ébonite,

se trouve une seconde lame CD d'aluminium, très mince et bien planée, qui peut au moyen d'un fil conducteur traversant E être portée à un potentiel quelconque. De petites ouvertures pratiquées dans CD permettent la circulation du gaz au moment où se font les changements de pression; ceux-ci sont toujours produits assez lentement pour ne pas provoquer de déformations de la lame CD. Celle-ci supporte un premier tube de laiton T en communication électrique avec elle, et séparé par une petite bague d'ébonite d'un second tube identique T' sur lequel repose l'anneau de garde MN. Cet anneau est fixé ainsi que la lame AB sur une plaque d'ébonite épaisse de 12 mm et couverte sur l'autre face d'une lame épaisse de plomb, en communication métallique avec l'anneau de garde et avec la paroi de la boîte LL par l'intermédiaire de ressorts en laiton. Cette lame de plomb porte une ouverture centrale qui laisse passer, à travers un cylindre d'ébonite, la tige conductrice reliée à AB et sortant de L à travers un bouchon d'ébonite soigneusement mastiqué sur L. Le fil métallique qui prolonge cette tige passe à l'intérieur d'un cylindre de paraffine entouré d'un tube épais de plomb se prolongeant jusqu'à l'intérieur de l'enceinte S (fig. 24). Ces précautions ont pour but d'empêcher que, au moment de la décharge, AB et le fil qui lui est relié puissent recueillir d'autres ions que ceux qui sont produits entre AB et CD.

La boîte L et, par suite, l'anneau de garde et le tube T sont reliés d'une manière permanente à l'enceinte métallique. AB est maintenue au même potentiel avant le passage de la radiation. CD est portée à un potentiel différent V et, par raison de symétrie, le plan qui passe entre les tubes T et T' représente la surface équipotentielle  $\frac{V}{2}$ . Cette disposition augmente l'uniformité du champ : l'anneau de garde a toujours une largeur double de la distance entre AB et CD et le calcul m'a montré qu'une largeur notablement moindre suffisait dans ces conditions pour assurer l'uniformité complète du champ dans toute l'étendue de AB.

Au moyen de tubes T, T' convenables, j'ai pu employer quatre épaisseurs différentes de la lame de gaz ABCD, d'environ 1 cm, 2 cm, 3 cm et 4 cm. Cette épaisseur n'intervient pas dans la formule qui donne  $\varepsilon$  : il suffit qu'elle soit uniforme. Différents disques d'ébonite P ont été employés suivant que la lame AB et son anneau de garde devaient être constitués d'aluminium ou de plomb. Dans tous les cas, les deux appareils d'ionisation ont été rendus absolument identiques.

Ces deux appareils, maintenus dans un même support reposant sur la caisse qui contient le tube de Crookes, communiquent par l'une de leurs tubulures de manière que les gaz qu'ils renferment soient toujours dans des conditions identiques. L'une des tubulures extrêmes communique par l'intermédiaire d'un tampon de coton, destiné à *arrêter complètement les poussières*, avec des appareils desséchants à P<sup>2</sup>O<sup>5</sup> et ponce sulfurique, puis avec le réservoir de gaz ou d'air comprimé. L'autre tubulure extrême est mise en relation, toujours par l'intermédiaire d'un tampon de coton et de tubes desséchants, avec la trompe à eau et un manomètre à air libre permettant de lire des pressions variant de 0 atm à 4 atm. Des robinets convenablement placés permettent d'effectuer

les opérations de remplissage, et d'isoler ensuite les appareils et le manomètre.

57. LES CONDENSATEURS À CAPACITÉ VARIABLE. — La réalisation de ces condensateurs, théoriquement très simple, s'est montrée passablement difficile et a nécessité de multiples essais. La disposition à laquelle je me suis arrêté est représentée figure 27.

Le système fixe L, porté par trois tiges d'ébonite paraffinée parfaitement isolantes, est constitué par treize lames de laiton nickelé, hautes de 15 cm, larges de 12 cm et épaisses de 0,15 cm, assemblées par deux tiges à la partie inférieure et séparées par des cales de laiton nickelé épaisses de 0,8 cm. Toutes ces lames ont été soigneusement arrondies sur la tranche.

Le support est entièrement couvert de zinc nickelé. Sur une plate-forme P, soudée aux lames extrêmes, peuvent venir s'appuyer trois petites tiges également nickelées, isolées par des bouchons d'ébonite des leviers I qui les portent.

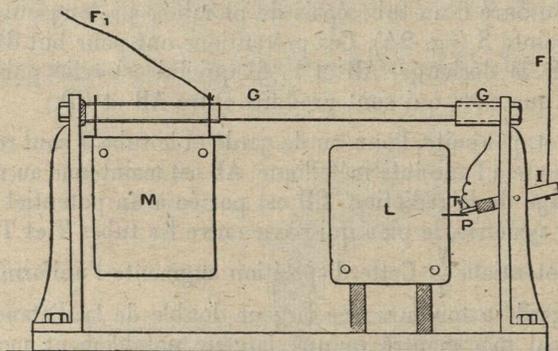


Fig. 27.

La tige  $T_1$  communique avec l'enceinte métallique S,  $T_2$  avec l'électromètre et  $T_3$  avec la lame AB. Des fils de traction F permettent de réaliser à distance les contacts nécessaires entre L et les tiges T. La séparation de T doit être normale pour éviter toute électrisation du système isolé par frottement des métaux au moment de la séparation. En augmentant à dessein ce frottement, j'ai pu obtenir à l'électromètre des déviations considérables.

Le système M analogue à L, contient seulement douze lames et est supporté par deux tubes glissant à frottement doux sur les tiges G. Un butoir limite la course de M de manière à lui donner une position parfaitement fixe par rapport à L quand le condensateur est fermé.

Un fil de traction  $F_1$  passant dans une ouverture de l'enceinte métallique S permet de réaliser de l'extérieur l'ouverture du condensateur. Des bagues de caoutchouc K amortissent le choc de M contre le support. La fermeture se fait à la main dans l'intervalle de deux mesures.

La séparation doit être opérée assez lentement : un mouvement trop rapide introduit des irrégularités provenant vraisemblablement d'une électrisation légère de L par le frottement rapide de l'air.

Bien que les lames de L et M soient constituées par le même métal et qu'elles aient été nickelées dans le même bain, une différence de potentiel moyenne de l'ordre de quelques millièmes de volt subsiste entre les deux systèmes L et M. Il en résulte, au moment de l'ouverture, une variation de potentiel de L, en raison du changement de sa capacité, et par suite une déviation de l'électromètre lorsque aucune charge n'a été communiquée à L.

Pour rendre cette déviation constante, on doit observer certaines précautions : la faible différence de potentiel qui subsiste toujours entre L et M est en effet variable. En dehors d'une variation lente tout à fait insensible dans le cours d'une expérience, elle subit une variation très nette à partir du moment où le condensateur vient d'être ouvert ou fermé : le rapprochement des deux systèmes de lames provoque une variation de leur différence de potentiel de contact, variation qui disparaît d'ailleurs aussitôt le condensateur ouvert, plus rapidement qu'elle ne s'était produite ; elle est en général inférieure à  $\frac{1}{1\ 000}$  de volt. M. Pellat a signalé qu'une action de ce genre, mais beaucoup plus intense, se produit quand on place en regard à petite distance deux lames constituées par des métaux différents. J'ai pu éliminer cet effet en ne laissant le condensateur fermé que pendant un temps très court, avant d'effectuer les mesures.

Dans des expériences plus récentes, qui seront décrites ailleurs, j'ai pu éviter l'emploi du condensateur à capacité variable et par suite éliminer toutes ces difficultés. Les résultats obtenus sont restés les mêmes.

La sensibilité de l'électromètre, lorsqu'une quantité déterminée d'électricité est fournie au système LE, est environ dix fois plus grande lorsque le condensateur est ouvert que lorsqu'il est fermé. Si, comme pour la mesure de  $Q' - Q$ , on adjoint L' au système LE avant l'ouverture des condensateurs, la sensibilité est multipliée par six environ quand on passe du système LE avec condensateurs fermés au système LEL' avec condensateurs ouverts. Une multiplication plus grande aurait pu s'obtenir par un rapprochement plus grand des lames L et M, mais les perturbations au moment de l'ouverture seraient devenues plus considérables.

Étant donnée la sensibilité de l'électromètre, une différence de potentiel initiale de  $\frac{1}{1\ 000}$  de volt entre L et M fermés se traduisait au moment de l'ouverture du condensateur par une déviation de 15 divisions à l'électromètre.

58. L'ÉLECTROMÈTRE. — Je me suis constamment servi d'un électromètre Curie à amortissement magnétique dont l'aiguille est suspendue par un fil de torsion, en argent, de  $\frac{1}{50}$  de mm de diamètre et 50 cm de longueur, qui sert en même temps à charger l'aiguille ; l'une des paires de quadrants est reliée à l'enceinte d'une manière permanente, et l'autre aux conducteurs qui recueillent les quantités d'électricité à mesurer.

Le potentiel  $V_3$  de charge de l'aiguille a été en général de 90 V : dans ces conditions, une différence de potentiel de 1 V entre les deux paires de quadrants fournirait une déviation de 1 500 divisions de l'échelle placée à 3 m. Cette

sensibilité pourrait être beaucoup augmentée, s'il s'agissait de mesurer des différences de potentiel. Mais il s'agit ici de mesurer des quantités d'électricité, et quand le conducteur extérieur relié à l'électromètre est donné, la déviation de l'électromètre pour une même quantité d'électricité passe par un maximum pour un certain potentiel de charge de l'aiguille. Ce maximum est atteint quand la capacité  $C_1$  du conducteur qui porte la quantité à mesurer est égale à l'accroissement de capacité résultant de la déviation de l'aiguille chargée. Le potentiel de charge de 90 V est sensiblement celui qui correspond à ce maximum de sensibilité quand l'électromètre est relié aux condensateurs L et L' ouverts. C'est en effet dans la mesure de  $Q' - Q$  que la plus grande sensibilité est nécessaire, et dans cette mesure une division de l'échelle correspond environ à  $10^{-13}$  coulomb ou  $3 \times 10^{-4}$  unité électrostatique.

La durée d'oscillation double de l'aiguille, variable d'ailleurs avec la capacité  $C_1$  et avec le potentiel  $V_3$  de charge de l'aiguille, est assez grande (15 s environ) pour permettre la lecture des élongations successives.

J'ai vérifié que, grâce à l'amortissement magnétique, ces élongations décroissent rigoureusement en progression géométrique avec un décrement variable, de même que la période, avec la capacité  $C_1$  et le potentiel  $V_3$ .

Les séries d'élongations suivantes, données comme exemple, permettent de vérifier l'exactitude de la loi d'amortissement et de déterminer les rapports  $m$  et  $m'$  de deux élongations successives de part et d'autre de la position d'équilibre dans les deux cas où l'électromètre est relié au condensateur L fermé (mesure de  $Q$ ) ou aux deux condensateurs L et L' ouverts (mesure de  $Q' - Q$ ) :

ÉLECTROMÈTRE RELIÉ  
à L fermé  
(mesure de  $Q$ ).

| Élongations<br>successives. | Rapports. |             |
|-----------------------------|-----------|-------------|
| + 191,7                     |           |             |
| - 81,2                      | 0,428     |             |
| + 34,8                      | 0,428     | $m = 0,428$ |
| - 14,9                      | 0,429     |             |
| + 6,4                       | 0,429     |             |

ÉLECTROMÈTRE RELIÉ  
à L et L' ouverts  
(mesure de  $Q' - Q$ ).

| Élongations<br>successives. | Rapports |              |
|-----------------------------|----------|--------------|
| + 165,0                     |          |              |
| - 81,2                      | 0,492    |              |
| + 39,8                      | 0,490    | $m' = 0,492$ |
| - 19,7                      | 0,495    |              |
| + 9,7                       | 0,492    |              |

Il y a donc accroissement du rapport  $m$ , c'est-à-dire diminution du décrement des oscillations à mesure que  $C_1$  diminue.

Il est facile de montrer que ce résultat, de même que l'existence du maximum de sensibilité signalé plus haut, est prévu par la théorie de l'électromètre à quadrants.

Si  $V_3$  est le potentiel de l'aiguille,  $V_1$  le potentiel de la paire de quadrants isolée et du conducteur L auquel elle est reliée, l'autre paire de quadrants, reliée à l'enceinte, étant au potentiel zéro, l'énergie électrostatique  $W$  de l'électromètre et du condensateur L est donnée par :

$$2W = \alpha V_1^2 + 2\beta V_1 V_3 + \gamma V_3^2.$$

Les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  peuvent dépendre de la position de l'aiguille, c'est-à-dire de l'angle  $\theta$  dont elle a dévié à partir de sa position d'équilibre.  $\gamma$  en est indépendant, puisque, si  $V_1$  est nul, les quatre quadrants étant au même potentiel, la capacité  $\gamma$  de l'aiguille ne dépend pas de sa position.

D'autre part, la charge  $Q_1$  du système au potentiel  $V_1$  est :

$$Q_1 = \frac{\partial W}{\partial V_1} = \alpha V_1 + \beta V_3.$$

En première approximation, si  $V_1$  est donné, cette charge dépend de  $\theta$  parce que la portion de l'aiguille engagée dans la paire de quadrants isolée induit sur la face interne de ceux-ci une charge proportionnelle à sa surface qui varie avec  $\theta$  et à  $V_1 - V_3$ . Cette charge induite s'annule quand  $V_1$  et  $V_3$  sont égaux, de sorte que  $\alpha + \beta$  doit être indépendant de  $\theta$ . Donc, en conservant seulement la première puissance du petit angle  $\theta$ , on a :

$$\alpha = C_1 + k\theta, \quad \beta = b - k\theta;$$

$V_3$  étant toujours très grand par rapport à  $V_1$ , on aura simplement :

$$2W = C_1 V_1^2 + 2(b - k\theta) V_1 V_3 + \gamma V_3^2,$$

$$Q_1 = C_1 V_1 + (b - k\theta) V_3.$$

Si  $V_1$  est nul, la charge  $Q_1$  prend la valeur  $b V_3$ . Si une nouvelle quantité  $Q$  est fournie au système isolé, son potentiel  $V_1$  est défini par :

$$(1) \quad Q = C_1 V_1 - k\theta V_3.$$

Si  $K$  est le coefficient de torsion du fil de suspension, la condition d'équilibre de l'aiguille est :

$$K\theta = \frac{\partial W}{\partial \theta} = -kV_1 V_3,$$

d'où :

$$Q = \left( C_1 + \frac{k^2}{K} V_3^2 \right) V_1.$$

La capacité apparente du système est donc augmentée de  $\frac{k^2}{K} V_3^2$  par suite de la

déviations de l'aiguille qui accompagne toute modification du potentiel  $V_1$ . Si  $Q$  est donné ainsi que  $C_1$  on aura pour  $\theta$  la valeur :

$$(2) \quad \theta = -\frac{k}{K} V_1 V_3 = -\frac{kQ}{K} \frac{V_3}{C_1 + \frac{k^2}{K} V_3} = -\frac{kV_3 Q}{KC_1 + k^2 V_3^2}.$$

$\theta$  est maximum en valeur absolue pour :

$$C_1 = \frac{k^2}{K} V_3^2,$$

c'est-à-dire pour une valeur de  $V_3$  telle que l'accroissement de capacité dû au déplacement de l'aiguille soit égal à la capacité initiale  $C_1$ .

Cherchons, maintenant, pour étudier les variations du décrément, l'équation qui donne la loi des oscillations : soit  $I$  le moment d'inertie de l'aiguille,  $\mu$  le coefficient d'amortissement magnétique :

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} + \mu \frac{d\theta}{dt} + K\theta + kV_1 V_3 = 0.$$

Le système isolé porte une charge constante  $Q$  correspondant à une déviation permanente  $\theta_0$  déterminée par l'équation (2) :

$$(KC_1 + k^2 V_3^2) \theta_0 + kV_3 Q = 0.$$

Pour une autre position  $\theta$  de l'aiguille le potentiel  $V_1$  du système isolé est donné par (1) :

$$C_1 V_1 = Q + k\theta V_3,$$

et si l'on pose :

$$\delta = \theta - \theta_0,$$

les oscillations autour de la position d'équilibre sont déterminées par :

$$I \frac{d^2\delta}{dt^2} + \mu \frac{d\delta}{dt} + \left( K + \frac{k^2 V_3^2}{C_1} \right) \delta = 0.$$

Au coefficient de torsion  $K$  vient s'ajouter un terme d'origine électrique  $\frac{k^2 V_3^2}{C_1}$  d'autant plus important que  $C_1$  est plus petit. L'effet de ce terme est de diminuer la période des oscillations ainsi que leur décrément.

La régularité des élongations permet de déduire la position d'équilibre de la lecture de deux élongations successives. Si  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon'$  sont ces élongations,  $m$  le rapport déterminé plus haut, la déviation permanente  $\theta_0$  correspondant à la position d'équilibre est donnée par :

$$\theta_0 - \varepsilon' = m(\varepsilon - \theta_0),$$

$$\theta_0 = \frac{\varepsilon' + m\varepsilon}{1 + m}.$$

Il est possible ainsi d'augmenter beaucoup la rapidité des mesures et de diminuer les erreurs provenant des défauts d'isolement et des perturbations atmosphériques fréquentes lorsque les mesures électrométriques atteignent une grande sensibilité.

Tous les supports isolants ont été constitués par de l'ébonite soigneusement lavée à l'alcool absolu et paraffinée par immersion rapide à 80° environ. De plus, l'atmosphère a toujours été maintenue très sèche autour des appareils : la salle où ceux-ci sont placés se trouve dans le sous-sol de la Sorbonne ; deux monolithes supportent l'électromètre et l'échelle. Les parois de la salle sont entièrement cimentées, et la présence dans l'enceinte S (fig. 19) d'un grand cristalliseur contenant de l'acide sulfurique suffit pour maintenir une sécheresse extrême. La température y est très constante et toujours voisine de 17°. Dans ces conditions, les isollements se sont toujours conservés excellents.

Pour éliminer autant que possible toute perturbation due aux influences extérieures, j'ai enfermé l'électromètre et les condensateurs à capacité variable dans une enceinte métallique S constituée par des feuilles de fer-blanc, reliée à la caisse doublée de plomb et aux tuyaux de conduite environnants. Des ouvertures y sont ménagées pour laisser passer les rayons lumineux venant de l'échelle éclairée et allant du miroir de l'électromètre au viseur muni d'un réticule, puis les tubes de plomb emplis de paraffine à l'intérieur desquels passent les fils métalliques venant de AB et A'B', enfin les fils de transmission servant à manœuvrer de l'extérieur les systèmes mobiles M et M' et les leviers de contact I.

#### Marche d'une expérience.

59. RAPPORT DES SENSIBILITÉS. — Chaque fois que les appareils d'ionisation ont été modifiés, il est nécessaire de déterminer à nouveau le rapport  $r$ , très peu variable d'ailleurs, des sensibilités dans les mesures de Q et de Q' — Q. Dans ce but, on observe les déviations produites par une même quantité d'électricité lorsque l'électromètre communique d'abord avec L fermé (mesure de Q), puis avec L et L' ouverts (mesures de Q' — Q).

Pour produire sur le système relié à l'électromètre une quantité fixe d'électricité, il suffit de porter la lame CD primitivement reliée à l'enceinte à un potentiel fixe au moyen d'une batterie d'accumulateurs ; l'influence exercée sur AB fournit une quantité d'électricité fixe. Le rapport des sensibilités est donné par le rapport des deux déviations de l'électromètre.

Voici, par exemple, une série de mesures pour une détermination de ce genre :

| SUR L FERMÉ<br>$m = 0,419.$            |                          | SUR L et L' OUVERTS<br>$m' = 0,463.$    |                           | $r = \frac{\delta}{\delta'}$ |
|--|--------------------------|---|---------------------------|------------------------------|
| Première<br>élongation.<br>$\epsilon.$ | Déviations.<br>$\delta.$ | Première<br>élongation.<br>$\epsilon'.$ | Déviations.<br>$\delta'.$ |                              |
| 64,0                                   | 45,1                     | 281,0                                   | 192,1                     | 0,2347                       |
| 127,5                                  | 90,0                     | "                                       | 2 × 192,1                 | 0,2343                       |
| 191,3                                  | 134,7                    | "                                       | 3 × 192,1                 | 0,2340                       |
| 319,1                                  | 224,7                    | "                                       | 5 × 192,1                 | 0,2341                       |

4 A.

60. RÉGLAGE DE L'ÉQUILIBRE. — Il faut d'abord régler la position du tube de Crookes par rapport aux appareils AB et A'B', de manière que chaque décharge libère des quantités égales  $Q_0$  de part et d'autre. Il en sera ainsi lorsque AB et A'B' recueilleront des quantités égales dans des champs égaux, les deux appareils étant identiques. Si ces champs sont de sens contraires, les charges recueillies par AB et A'B' seront égales et de signes contraires, et l'ensemble recueillera une charge totale nulle : l'électromètre relié à AB et A'B' par l'intermédiaire de L et L' ouverts (grande sensibilité) devra rester en équilibre quel que soit le nombre des décharges que l'on fait passer. On agit sur la vis permettant de mouvoir le support du tube de Crookes jusqu'à ce que cette condition soit réalisée, L'équilibre s'obtient d'une manière très exacte et se conserve bien quand l'intensité de la décharge varie.

Pour que l'égalité des quantités libérées  $Q_0$  puisse se déduire de l'égalité des quantités recueillies dans des champs égaux et de signes contraires, il faut que la quantité recueillie Q ne dépende pas du sens du champ, mais seulement de sa valeur absolue. On s'assure qu'il en est bien ainsi en renversant les deux champs en AB et A'B', quand l'équilibre est établi et constatant que l'équilibre subsiste. Si le sens du champ intervenait, la rupture d'équilibre donnerait le double de la variation de Q qu'il produit.

On aurait cependant pu s'attendre à trouver une semblable variation dans le cas où les lames AB et A'B' sont de plomb.

En effet, l'ionisation dans ce cas peut n'être pas due seulement aux rayons de Röntgen et aux rayons secondaires de même nature qu'ils produisent sur AB : MM. Curie et Sagnac ont montré qu'une lame de plomb frappée par des rayons de Röntgen émet des charges négatives, des corpuscules cathodiques qui, arrivant dans le gaz, peuvent l'ioniser si leur vitesse d'émission est suffisante, ainsi que nous le savons, et d'une manière différente suivant que le champ aide ou contrarie leur mouvement. L'expérience montre qu'un effet de cette nature, s'il existe, est absolument insensible dans le cas des rayons de Röntgen.

*Il n'en est plus ainsi dans le cas de l'ionisation par les rayons du radium; on est en présence ici d'une source constante qui permet des mesures plus certaines encore que celles effectuées sur les rayons de Röntgen. Plaçant dans la caisse doublée de plomb, à la place du tube de Crookes, un tube de verre mince contenant du chlorure de radium, mis à ma disposition par M. Curie, j'ai réglé sa position de manière que les courants qu'il produit dans les deux appareils d'ionisation, où existent des champs égaux et de sens inverses, se compensent exactement. Si les champs sont inversés, la compensation n'existe plus et la variation s'élève au moins au dixième de chacun des courants : la cause en est vraisemblablement dans une émission cathodique secondaire provoquée sur les lames de plomb par l'émission cathodique primaire de très grande vitesse, qui constitue les rayons déviables (analogue à la réflexion des rayons cathodiques dans un tube de Crookes). Cette émission cathodique secondaire doit ioniser le gaz d'une manière plus intense quand le champ tend à augmenter sa vitesse que lorsqu'il tend à la diminuer. D'où le changement de l'ionisation avec le sens du champ.*

Le phénomène, conformément à cette explication, est beaucoup moins marqué quand les lames AB, A'B' sont d'aluminium. Je me propose d'étudier plus complètement ce point.

61. MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE. — L'équilibre étant réalisé, on établit en ABCD le champ  $H = 4\pi\sigma$  au moyen d'une batterie de force électromotrice V, et en A'B'C'D' un champ  $H' = 4\pi\sigma'$  de sens inverse aussi grand que possible, pour rapprocher Q' de Q<sub>0</sub>.

L'électromètre communiquant seulement avec L, et les condensateurs étant fermés, on isole L et L' primitivement reliés à l'enceinte et l'on fait passer la décharge dans le tube de Crookes, au moyen de l'interrupteur; si l'intensité de la radiation est très faible, on produit  $n$  (5 ou 10) décharges successives. Deux élongations successives  $\varepsilon_0$  et  $\varepsilon_1$  de l'électromètre fournissent la déviation  $\delta$  proportionnelle à Q :

$$\delta = \frac{1}{n} \frac{\varepsilon_1 + m\varepsilon_0}{1 + m}.$$

Aussitôt la deuxième élongation lue, l'électromètre est mis en communication avec L' qui porte la quantité recueillie Q' de signe contraire à Q. Les condensateurs sont ouverts et deux élongations consécutives de l'électromètre  $\varepsilon_2, \varepsilon_3$  donnent la déviation  $\delta'$  proportionnelle à Q' - Q :

$$\delta' = \frac{r}{n} \frac{\varepsilon_3 + m'\varepsilon_2}{1 + m'},$$

$r$ , étant le rapport des sensibilités déterminé plus haut.

On a donc :

$$\frac{Q'}{Q} = 1 + \frac{\delta'}{\delta}.$$

Les condensateurs sont de nouveau fermés et reliés à l'enceinte, L communiquant seul avec l'électromètre. Pour mesurer  $\sigma$ , on isole L et l'on fait passer CD du potentiel V au potentiel zéro. La quantité  $\sigma$  induite sur CD au moment de la création du champ H se trouve libérée sur L et donne à l'électromètre deux élongations successives  $\varepsilon'_0$  et  $\varepsilon'_1$ , d'où la déviation :

$$\delta_1 = \frac{\varepsilon'_1 + m\varepsilon'_0}{1 + m}.$$

Le rapport  $\frac{\sigma}{\sigma'}$ , s'obtient en reliant L et L' fermés à l'électromètre et en portant successivement CD au potentiel V et C'D' au potentiel V'. Le rapport des élongations initiales de l'électromètre donne  $\frac{\sigma}{\sigma'}$ .

Le calcul de  $\varepsilon$  (n° 53) nécessite la connaissance des *rappports* :

$$\frac{\sigma'}{\sigma}, \frac{Q'}{Q} \quad \text{et} \quad \frac{Q}{\sigma} = \frac{\delta}{\delta_1}$$

### Résultats.

62. DÉMONSTRATION DES LOIS DE MOBILITÉ ET DE RECOMBINAISON. — Si les lois de mobilité et de recombinaison sur lesquelles est basée la démonstration de la formule :

$$(1) \quad \frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L \left( 1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right),$$

sont exactes, les valeurs de  $\varepsilon$  que l'on en déduit doivent rester constantes, quelles que soient les conditions expérimentales, pour un même gaz, dans les mêmes conditions de température et de pression.

Inversement, la vérification expérimentale de cette constance fournit simultanément la démonstration des deux lois (vitesse des ions proportionnelle à l'intensité du champ et vitesse de recombinaison proportionnelle au produit des densités  $p$  et  $n$ ).

Dans le cas particulier où la répartition de l'ionisation initiale n'est pas homogène, on obtient ainsi la démonstration générale de cette dernière loi où  $p$  et  $n$  sont supposés inégaux. En effet, supposons la lame AB constituée par du plomb : grâce aux rayons secondaires, l'ionisation est beaucoup plus intense dans son voisinage immédiat que dans le reste du champ. Les ions des deux signes se déplaçant en sens contraires, filtrant au travers les uns des autres, par exemple les positifs vers AB et les négatifs vers CD, les ions négatifs provenant de la région d'ionisation intense ( $n$  grand) vont se trouver mélangés pendant la presque totalité de la filtration à des ions positifs provenant de la région d'ionisation plus faible ( $p$  petit). La formule (1) restant exacte quelle que soit la répartition initiale des ions, la constance de  $\varepsilon$  démontre, dans ce cas, la loi de recombinaison sous sa forme la plus générale.

J'ai fait un grand nombre de mesures dans l'air sec, sous la pression atmosphérique, en modifiant, dans des limites aussi étendues que possible :

- 1° L'intensité du champ variable avec  $\sigma$ ;
- 2° L'intensité de l'ionisation variable avec  $Q$ ;
- 3° La répartition de l'ionisation dans le gaz, en employant successivement pour AB et A'B' des lames d'aluminium qui donnent naissance à des rayons secondaires très faibles et très pénétrants, et des lames de plomb dont les rayons secondaires intenses sont absorbés en majeure partie dans le premier millimètre de gaz;
- 4° La distance  $d$  des lames AB et CD, l'ionisation étant d'autant plus homogène que la distance est plus faible.

Les tableaux suivants donnent quelques-uns de nombres obtenus :

I. *Lame d'aluminium* ( $d = 1$  cm).

| H EN VOLTS<br>par<br>centimètre. | $\sigma$ . | Q.    | $\frac{Q}{\sigma}$ . | $\varepsilon$ . |
|----------------------------------|------------|-------|----------------------|-----------------|
| 45                               | 272        | 57,1  | 0,21                 | 0,263           |
| "                                | "          | 110,2 | 0,41                 | 0,267           |
| 36                               | 217,6      | 130,0 | 0,60                 | 0,270           |
| 18                               | 108,7      | 54,2  | 0,50                 | 0,261           |
| "                                | "          | 105,0 | 0,96                 | 0,280           |
| 12                               | 73,3       | 53,0  | 0,72                 | 0,275           |
| 4                                | 24,4       | 19,0  | 0,77                 | 0,280           |
| 4                                | "          | 52,0  | 2,13                 | 0,320           |

II. *Lame de plomb* ( $d = 3$  cm).

|    |       |       |      |       |
|----|-------|-------|------|-------|
| 30 | 321   | 53,7  | 0,17 | 0,271 |
| "  | "     | 148,5 | 0,47 | 0,290 |
| 10 | 105,2 | 54,5  | 0,52 | 0,302 |
| 20 | 211,0 | 238,0 | 1,14 | 0,335 |
| 10 | 105,2 | 118,7 | 1,13 | 0,352 |

III. *Lame de plomb* ( $d = 4$  cm).

|      |      |      |      |       |
|------|------|------|------|-------|
| 22,5 | 93,7 | 20,3 | 0,22 | 0,267 |
| 15   | 62,2 | 18,8 | 0,30 | 0,265 |
| 7,5  | 31,2 | 17,4 | 0,55 | 0,270 |

Ces nombres montrent bien que le rapport  $\varepsilon$  garde une valeur constante à condition que, comme la théorie nous l'avait fait prévoir (n° 50), le rapport  $\frac{Q}{\sigma}$  reste suffisamment petit. Le tableau I, en particulier, donne sauf dans la dernière ligne, des valeurs très peu variables de  $\varepsilon$ , bien que le champ ait varié de 4 à 45 V par cm et l'intensité d'ionisation de 19 à 130.

L'anomalie présentée par la dernière ligne est liée à la valeur considérable du rapport  $\frac{Q}{\sigma}$ . On a vu (n° 50) comment la valeur de  $\varepsilon$  déduite de la formule (1) doit augmenter avec ce rapport.

La cause en est dans la modification du champ produite par les ions présents dans le gaz : chacune des lames AB et CD attirant vers elle des ions de signe contraire à la charge qu'elle porte, il en résulte une diminution du champ dans la région occupée à la fois par les ions des deux signes en voie de recombinaison. La vitesse de ceux-ci diminue, et, par suite, le temps pendant lequel ils restent en présence augmente. Il en résulte un accroissement de la quantité recombinaisonnée par rapport à celle que prévoit la formule (1) qui néglige la modification du champ. On doit donc en tirer une valeur trop forte pour  $\varepsilon$ .

La théorie prévoit aussi, conformément aux résultats du tableau II relatifs à une lame de plomb, que cet effet doit être beaucoup plus marqué dans le

cas d'une ionisation non uniforme. L'expérience vient, ici encore, confirmer pleinement cette prévision.

63. COMPARAISON AVEC LA VALEUR THÉORIQUE MAXIMA. INFLUENCE DE LA PRESSION.

— Dans tous les cas où la valeur de  $\frac{Q}{\sigma}$  est suffisamment petite, les nombres obtenus pour  $\epsilon$  restent compris entre 0,26 et 0,28. Si nous adoptons la valeur moyenne 0,27, nous voyons que ce nombre, qui doit représenter le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre des ions de signes contraires est effectivement inférieur à l'unité. Il est voisin de 1/4, de sorte que, dans l'air sec, sous la pression atmosphérique, il se produit environ une recombinaison sur quatre collisions.

Nous avons également prévu que ce rapport  $\epsilon$  doit aller en croissant et se rapprocher de l'unité quand la mobilité des ions diminue. Comme celle-ci varie en raison inverse de la pression, il était important de suivre les variations de  $\epsilon$  avec la pression du gaz. J'ai fait cette étude pour l'air et le gaz carbonique jusqu'aux environs de 5 atm. Les résultats sont les suivants :

| AIR.             |              | GAZ CARBONIQUE. |              |
|------------------|--------------|-----------------|--------------|
| Pression.        | $\epsilon$ . | Pression.       | $\epsilon$ . |
| mm               |              | mm              |              |
| 152              | 0,01         | 135             | 0,01         |
| 375              | 0,06         | 352             | 0,13         |
| 760              | 0,27         | 550             | 0,27         |
| 1.550            | 0,62         | 758             | 0,51         |
| 2.320            | 0,80         | 1.560           | 0,95         |
| 5 <sup>atm</sup> | 0,90         | 2.380           | 0,97         |

Un caractère remarquable de cette variation est la rapidité avec laquelle  $\epsilon$  diminue en même temps que la pression pour prendre une valeur extrêmement faible aux pressions voisines de 1/5 d'atmosphère. L'accroissement avec la pression devient de plus en plus lent, les valeurs semblant bien tendre vers l'unité.

64. COEFFICIENT DE RECOMBINAISON. — De la connaissance du rapport  $\epsilon$  et des mobilités  $k_1$  et  $k_2$  il est facile de déduire une valeur absolue du coefficient de recombinaison  $\alpha$  :

$$\alpha = 4\pi(k_1 + k_2)\epsilon.$$

Les valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  obtenues au chapitre suivant (en unités électrostatiques C.G.S.) donnent ainsi :

|                  | $\epsilon$ . | $k_1 + k_2$ . | $\alpha$ . | TOWNSEND. | MAC CLUNG. |
|------------------|--------------|---------------|------------|-----------|------------|
| Air.....         | 0,27         | 930           | 3.200      | 3.400     | 3.384      |
| Gaz carbonique.. | 0,51         | 530           | 3.400      | 3.500     | 3.492      |

L'accord est remarquable entre mes résultats et ceux des autres expérimentateurs, étant donnée la diversité des méthodes employées pour les obtenir.

M. Mac Clung a obtenu pour l'air jusqu'à 3 atm une valeur constante du coefficient  $\alpha$ . Il est facile de comparer ce résultat à ceux que j'ai obtenus pour la variation de  $\varepsilon$  avec la pression. Les mobilités étant inversement proportionnelles à la pression  $p$ , on a :

$$4\pi(k_1 + k_2) = \frac{m}{p},$$

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{m} p.$$

Si  $\alpha$  était constant, on devrait obtenir pour la courbe I (fig. 28), représentant  $\varepsilon$  en fonction de  $p$ , une droite passant par l'origine. Il est facile de voir

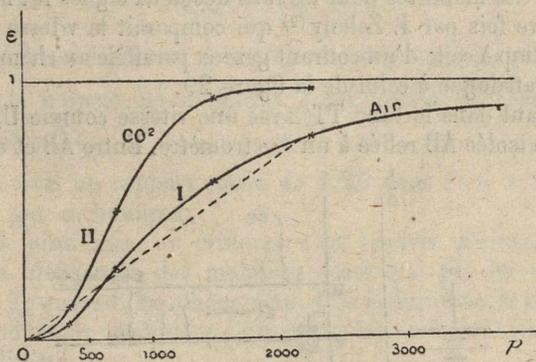


Fig. 28.

que la courbe expérimentale, dans la région comprise entre 0 atm et 3 atm, ne s'écarte pas notablement d'une semblable droite, et le résultat de M. Mac Clung s'explique aisément si l'on tient compte des variations du tube de Crookes dont il se servait pour ioniser le gaz, et de la petitesse des charges qu'il recueillait aux pressions inférieures à la pression atmosphérique.

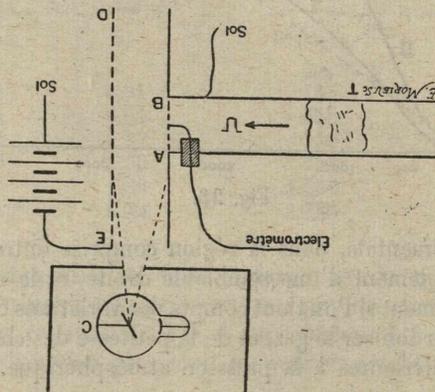
## CHAPITRE IV.

## MESURE DES MOBILITÉS.

66. HISTORIQUE. — Dans leur premier Mémoire sur l'ionisation <sup>(1)</sup> J.-J. Thomson et Rutherford ont posé nettement le problème de la mobilité des charges libérées dans un champ électrique, et indiqué une première méthode très indirecte pour mesurer la somme des mobilités des ions positifs et négatifs.

La différence des mobilités pour les ions des deux signes fut mise en évidence pour la première fois par J. Zeleny <sup>(2)</sup> qui comparait la vitesse acquise par les ions dans le champ à celle d'un courant gazeux parallèle au champ, en se servant d'un dispositif analogue à celui de la figure 29.

Le gaz circulant dans le tube TT' avec une vitesse connue U, traversait une toile métallique isolée AB reliée à un électromètre. Entre AB et une toile métal-



F.g. 29.

lique parallèle DE, on créait un champ X d'intensité variable au moyen d'une batterie d'accumulateurs de force électromotrice V. Si le sens de ce champ était tel que les ions positifs produits par les rayons de Röntgen issus du tube C se déplacent vers AB, ces ions prenaient *par rapport au gaz* une vitesse d'ensemble  $k_1X$ , qui, se composant avec U, donnait pour leur vitesse, par rapport à AB :

$$k_1X - U.$$

Si X est assez faible pour que cette vitesse résultante soit négative, les ions s'éloignent de AB, et cette lame ne recueille aucune charge. Si l'on détermine,

(1) J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 392.

(2) J. ZELENY, *Phil. Mag.*, (5), t. XLVI, 1898, p. 120.

en abaissant la différence de potentiel  $V$ , la valeur du Champ  $X_1$  pour lequel  $AB$  cesse de recueillir des charges, on a :

$$k_1 X_1 - U = 0.$$

En réalité, cette méthode ne se prête pas à une détermination de  $k_1$  en valeur absolue à cause des remous que produit dans le courant gazeux la présence des toiles métalliques, mais elle permet de constater nettement la différence des mobilités. Si, en effet, on renverse le sens du champ, il est nécessaire de diminuer davantage  $X$  pour que le courant gazeux s'oppose à l'arrivée des ions négatifs; il faut atteindre la limite  $X$ , telle que :

$$k_2 X_2 - U = 0.$$

Les ions négatifs se déplacent donc dans le même champ plus vite que les ions positifs, et le rapport des mobilités  $\frac{k_2}{k_1}$  est sensiblement égal au rapport des champs limites  $\frac{X_1}{X_2}$ .

Zeleny obtint ainsi un rapport voisin de 1,25 dans l'air, et très proche de l'unité dans le gaz carbonique.

La dissymétrie ainsi mise en évidence s'est trouvée pleinement confirmée par les mesures ultérieures des mobilités ainsi que par les expériences de diffusion de M. Townsend. Le phénomène déjà indiqué de la charge négative prise par un conducteur au contact d'un gaz ionisé en fournit une confirmation expérimentale directe.

Je vais exposer rapidement les principales méthodes mises jusqu'ici en œuvre pour mesurer les mobilités  $k_1$  et  $k_2$ , et que je partagerai en trois groupes :

- 1° Les méthodes indirectes basées principalement sur la variation avec le champ du courant produit dans le gaz par une même radiation;
- 2° La méthode des courants gazeux qui compare la vitesse acquise par les ions dans le champ à celle d'un courant gazeux parallèle ou perpendiculaire au champ;
- 3° Les méthodes directes qui mesurent le temps mis par les ions à parcourir un espace donné dans un champ connu. Celle que j'ai employée et qui sera exposée dans le Chapitre suivant fait partie de ce groupe.

Malgré le défaut de précision de la plupart de ces méthodes, *l'accord de leurs résultats est tout à fait frappant, étant donnée la variété des phénomènes utilisés et la variété des moyens d'ionisation.*

*Cet accord démontre l'identité des ions d'origines diverses en même temps que la loi de proportionnalité entre leur vitesse et le champ électrique.* Les mobilités  $k_1$  et  $k_2$  apparaissent comme des grandeurs fondamentales dans la théorie des ions, et l'importance de leur détermination précise est accrue par l'usage qu'en fait M. Townsend (n° 22) pour comparer la charge des ions à celle de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse. Les divergences qui existent encore entre les résultats de cette comparaison pour différents gaz rendent nécessaire la possession de méthodes sûres pour la mesure des mobilités et des coefficients de diffusion.

## Méthodes indirectes.

67. MÉTHODE DE RUTHERFORD. — La première méthode qui a fourni une valeur approximative de la somme des mobilités  $k_1 + k_2$  repose sur le principe suivant, déjà indiqué à propos de la mesure du coefficient des recombinaisons (n° 45).

Entre deux lames parallèles distantes de  $l$ , le gaz est ionisé par des rayons de Röntgen que nous supposons agir d'une manière uniforme et libérer une quantité d'électricité  $q$  par seconde et par unité de volume du gaz. Si l'on crée dans le gaz un champ suffisamment intense, tous les ions créés pourront être recueillis et l'intensité du courant obtenu par unité de surface des lames sera :

$$I = ql.$$

Si, au contraire, le champ est nul, le nombre des ions par unité de volume atteindra une limite déterminée par cette condition que la quantité libérée par seconde soit égale à la quantité recombinaisonnée pendant le même temps. Si  $n_0$  est la densité en volume des charges électriques de chaque signe libres dans le gaz quand l'équilibre est atteint, on a :

$$q = \alpha n_0^2.$$

La radiation étant supprimée à un moment donné, la recombinaison continue et la densité  $n$  des charges diminue depuis  $n_0$  jusqu'à zéro en suivant la loi :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2;$$

d'où, par intégration :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t.$$

Si l'on détermine expérimentalement (n° 45) le temps  $T$  nécessaire à  $n$  pour devenir égal à la moitié de sa valeur initiale  $n_0$ , on a :

$$\alpha T = \frac{1}{n_0};$$

Établissons maintenant dans le gaz un champ très faible  $\frac{E}{l}$  au moyen d'une différence de potentiel connue  $E$  entre les deux lames; admettons que  $n$  conserve sensiblement en moyenne la valeur  $n_0$  et que le champ reste uniforme (nous savons que pour les champs faibles cette hypothèse est très éloignée de la réalité puisque le champ se localise au voisinage immédiat des lames à cause de l'agglomération des ions d'un même signe, et qu'au milieu de leur distance, le champ est sensiblement nul).

Moyennant ces hypothèses, on aura un courant par unité de surface des lames :

$$i = \frac{n_0(k_1 + k_2)E}{l};$$

d'où :

$$\frac{i}{l} = \frac{n_0(k_1 + k_2)E}{ql^2} = \frac{E(k_1 + k_2)}{\alpha n_0 l^2} = \frac{E(k_1 + k_2)T}{l^2},$$

$$k_1 + k_2 = \frac{i}{l} \times \frac{l^2}{ET}.$$

Il est remarquable que, malgré les approximations assez grossières que comporte le calcul précédent, les résultats obtenus par Rutherford concordent avec ceux qu'ont fournis des méthodes plus précises.

68. MÉTHODE DE RUTHERFORD ET CHILD. — La mesure du courant qui traverse le gaz a été appliquée à la mesure ou à la comparaison des mobilités d'une manière notablement différente de celle qui précède, par Rutherford <sup>(1)</sup> et par Child <sup>(2)</sup>, indépendamment l'un de l'autre.

Supposons ici l'ionisation localisée au voisinage de la lame CD et d'intensité aussi grande que possible, et cherchons comment variera, avec la différence de potentiel E entre AB et CD, l'intensité du courant qui traverse le gaz par

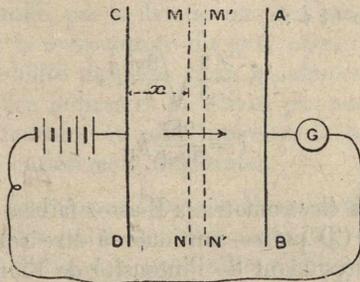


Fig. 30.

unité de surface de AB (fig. 30), ce courant étant mesuré par le galvanomètre G, par exemple.

Soit V le potentiel sur le plan MN situé à la distance x de CD; le champ est égal à :

$$X = -\frac{dV}{dx}.$$

L'ionisation étant localisée au voisinage immédiat de CD, si le sens du champ est celui indiqué sur la figure, les ions négatifs seront immédiatement recueillis par CD, et les ions positifs seront seuls présents dans l'intervalle entre AB et CD. Si p est la densité en volume des charges qu'ils transportent, densité variable avec x, on aura :

$$(1) \quad i = pk_1 X = -pk_1 \frac{dV}{dx},$$

<sup>(1)</sup> E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. VI, vol. II, 1901, p. 210. — *Phys. Review*, vol. XIII, 1901, p. 321.

<sup>(2)</sup> CHILD, *Phys. Review*, vol. XII, 1901, p. 65.

et, d'après l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi p;$$

d'où :

$$(2) \quad \begin{aligned} 2 \frac{dV}{dx} \frac{d^2V}{dx^2} &= \frac{8\pi i}{k_1}, \\ \left(\frac{dV}{dx}\right)^2 &= \frac{8\pi i}{k_1} x + C. \end{aligned}$$

Au voisinage immédiat de CD, où l'ionisation est supposée intense,  $p$  doit être grand, et d'après l'équation (1)  $\frac{dV}{dx}$  très petit; on peut donc prendre  $\frac{dV}{dx} = 0$  pour  $x = 0$ , d'où :

$$\left(\frac{dV}{dx}\right) = \sqrt{\frac{8\pi i}{k_1} x},$$

et, en intégrant entre 0 et  $l$  :

$$\begin{aligned} E &= \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8\pi i}{k_1}} l^{\frac{3}{2}}, \\ i &= \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_1. \end{aligned}$$

Donc, pour des forces électromotrices  $E$  assez faibles pour que le champ au voisinage immédiat de CD puisse continuer à être considéré comme nul, le courant obtenu est indépendant de l'intensité de l'ionisation, varie proportionnellement au carré de la force électromotrice et en raison inverse du cube de la distance des lames.

Ces conséquences ont été vérifiées d'une manière plus ou moins approchée par Rutherford dans le cas où l'ionisation est produite par une substance radio-active répandue sur CD et qui crée une ionisation intense surtout dans son voisinage immédiat, puis dans le cas des rayons de Röntgen, localisés au moyen d'un écran convenable dans une couche mince au voisinage immédiat de CD; enfin, dans le cas où CD étant une lame de platine mince, portée au rouge par un courant intense, cette lame émet des charges positives<sup>(1)</sup> en même temps qu'elle ionise le gaz situé dans son voisinage immédiat à cause de sa température élevée. Le premier effet (émission de charges positives) existe seul si la température n'est pas trop élevée.

Child a appliqué cette même méthode au cas des ions extraits de la flamme ou de l'arc, la lame CD étant remplacée dans le premier cas par la surface même de la flamme, et dans le cas de l'arc le gaz étant placé entre l'arc et un tube concentrique. Une légère modification des formules précédentes permet de les appliquer à ce dernier cas.

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 27.

Cette méthode a été utilisée surtout par les auteurs pour comparer les mobilités des ions des deux signes. On aura, en effet, dans le cas où AB recueille des ions positifs :

$$i_1 = \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_1.$$

et, le champ étant inversé, AB recueillant des ions négatifs :

$$i_2 = \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_2;$$

d'où :

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{i_1}{i_2}.$$

Dans le cas des rayons de Röntgen ou des rayons de Becquerel, les valeurs obtenues par Rutherford pour ce rapport sont bien conformes à celles que Zeleny déduit de la mesure des mobilités (n° 71). Dans le cas des ions produits par le platine chauffé, par la flamme ou par l'arc, les résultats sont compliqués par ce fait que la température du gaz entre AB et CD est loin d'être uniforme et que la mobilité des ions varie rapidement avec la température.

Bien que ces méthodes indirectes ne soient pas susceptibles de précision, les résultats qu'elles fournissent sont intéressants par leur accord général avec ceux de méthodes entièrement différentes.

69. MÉTHODE DE J.-J. THOMSON. — Dans son Mémoire théorique <sup>(1)</sup> sur la modification du champ produite entre deux lames par la présence des ions, le professeur Thomson avait indiqué la possibilité d'utiliser la formule (2), n° 68, qui donne la variation du champ dans une région du gaz où des ions d'un seul signe sont présents. Si ce sont des ions positifs :

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = X^2 = \frac{8\pi i}{k_1} x + C.$$

Il est possible, comme l'ont montré Zeleny <sup>(2)</sup> et Child <sup>(3)</sup> (n° 50), de déterminer la distribution du potentiel dans la région considérée et d'en déduire la valeur du champ en deux points par l'inclinaison des tangentes à la courbe de répartition des potentiels. Si X et X' sont les champs en deux points d'abscisses x et x', on aura :

$$X^2 - X'^2 = \frac{8\pi i}{k_1} (x - x'),$$

$$k_1 = \frac{8\pi i(x - x')}{X^2 - X'^2}.$$

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLVII, 1899, p. 265.

(2) ZELENY, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, vol. XLVI, 1898, p. 47.

(3) CHILD, *Phys. Review*, t. VI, p. 285.

Child a essayé d'employer cette méthode sans en obtenir de bons résultats, à cause de l'incertitude sur la valeur des champs  $X$  et  $X'$ , d'autant plus importante que ces quantités figurent par leurs carrés dans l'expression de  $k$ .

M. Buisson a évalué par une méthode analogue la mobilité des ions du phénomène de Hertz.

70. MÉTHODE DE M. CHATTOCK. — Une intéressante méthode indirecte, basée sur un principe entièrement différent, a été imaginée par M. Chattock pour mesurer la mobilité des ions produits par l'aigrette positive ou négative <sup>(1)</sup>.

Cette méthode utilise les différences de pression que produit dans le gaz la présence des ions soumis à l'action d'un champ, et qui causent, si le gaz est libre de se mouvoir, le phénomène connu sous le nom de *vent électrique*.

Une pointe effilée B (fig. 31), protégée par un tube de verre sur presque toute sa longueur, de manière que l'aigrette puisse jaillir seulement à son extrémité,

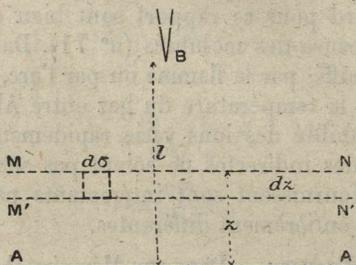


Fig. 31.

est placée en face d'une lame métallique polie A. Si une différence de potentiel suffisante existe entre A et B, l'aigrette se produit en B, où se trouve localisée la source d'ionisation, la masse du gaz ne renfermant que des ions d'un seul signe (n° 39). Il est nécessaire, pour cela, que la lame A ne porte aucune aspérité pouvant donner lieu aussi à une aigrette qui enverrait dans le gaz des ions de l'autre signe. Si cette condition est remplie, tout le courant d'intensité  $I$ , directement mesurée, qui traverse le gaz, est transporté par des ions d'un seul signe se mouvant vers A.

Le régime permanent établi, les forces extérieures qui agissent sur l'ensemble du gaz se font équilibre : ces forces se composent : 1° de l'action du champ sur les ions présents dans le gaz, 2° de la réaction de la lame fixe A, égale à l'intégrale de surface de l'excès de pression du gaz aux divers points de cette lame. Ces deux forces sont, par raison de symétrie, normales à AB.

Considérons une tranche  $MN M'N'$  parallèle à A, d'épaisseur  $dz$ , et soient  $N$  le nombre des ions par unité de volume en un point du gaz et  $Z$  la composante du champ normale à A. Si  $d\sigma$  est un élément de surface de  $MN$ , le nombre

<sup>(1)</sup> A.-P. CHATTOCK, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899, p. 401.

d'ions contenus dans l'élément de volume  $d\sigma dz$  est  $N d\sigma dz$  et la composante normale à A de la force exercée sur eux par le champ est :

$$NZe d\sigma dz$$

et la force totale :

$$F = \int_0^l dz \int NZe d\sigma.$$

Or, la composante normale à A du courant à travers  $d\sigma$  est :

$$kNZe d\sigma,$$

$k$  étant la mobilité des ions d'un seul signe présents dans le gaz. Le courant total à travers MN est indépendant de la tranche considérée et toujours égal à  $I$ ; donc :

$$I = k \int NZe d\sigma,$$

d'où, pour  $F$ , la valeur :

$$F = \frac{I}{k} \int_0^l dz = \frac{Il}{k}.$$

D'autre part, la pression du gaz sur A est la même en tous les points d'une circonférence ayant pour centre la projection de B. Il suffit, pour déterminer l'intégrale de surface, de chercher comment varie la pression à mesure que l'on s'écarte de ce point central. Une petite ouverture percée dans A, et communiquant par un tube avec un manomètre différentiel très sensible, permet d'effectuer cette mesure si l'on déplace B parallèlement à A de manière à faire varier la distance de l'ouverture au point central. Si  $r$  est cette distance et  $p$  l'excès de pression correspondant, une mesure planimétrique donnera :

$$F = \int 2\pi pr dr.$$

$k$  aura donc pour valeur :

$$k = \frac{Il}{F}.$$

M. Chattock, au moyen d'une méthode fondée sur ce principe, a pu obtenir pour l'air les valeurs suivantes :

$$k_1 = 413, \quad k_2 = 540,$$

tandis que les valeurs obtenues par J. Zeleny pour les ions produits par les rayons de Röntgen sont :

$$k_1 = 408, \quad k_2 = 561.$$

La concordance est tout à fait remarquable, étant donnée la différence profonde entre les méthodes de mesure et les sources d'ionisation.

71. MÉTHODE DES COURANTS GAZEUX. — J'ai indiqué (n° 66) comment M. Zeleny a pu mettre en évidence la différence de mobilité des ions positifs et négatifs en comparant leur vitesse dans un champ connu à la vitesse d'un courant gazeux parallèle au champ.

Sous cette forme, la méthode ne se prête pas à la détermination des mobilités en valeur absolue, et M. Zeleny l'a modifiée en rendant le courant gazeux perpendiculaire au champ (n° 2). Au cours d'un travail très soigné<sup>(1)</sup>, il en a tiré des résultats qui paraissent jusqu'ici être les plus certains.

Un tube cylindrique C (fig. 32) de rayon  $a$  contient un tube concentrique d'aluminium BD de rayon  $b$ , dont la portion D est isolée à partir de  $p$  et communique avec un électromètre. Une différence de potentiel  $V$  étant établie entre les deux tubes, le champ, en un point situé à une distance  $r$  de l'axe commun, a pour valeur :

$$X = \frac{V}{rL \frac{b}{a}}$$

Si un faisceau étroit de rayons de Röntgen, perpendiculaire à l'axe, traverse en  $m$  la paroi de C et ionise le gaz dans une tranche mince  $mm'n'$ , les ions produits se meuvent normalement à l'axe en l'absence de tout courant gazeux, et ceux qui se trouvent à la distance  $r$  prennent la vitesse :

$$v = kX = \frac{kV}{rL \frac{b}{a}}$$

Dirigeons un courant gazeux dans l'intervalle des tubes dans le sens indiqué par la flèche : les ions vont se trouver entraînés vers la portion D et leurs trajectoires auront pour équation différentielle, si  $u$  est la vitesse du courant gazeux à la distance  $r$  de l'axe :

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{v},$$

d'où :

$$dx = \frac{L \frac{b}{a}}{kV} ur dr.$$

Les ions partis du point  $m$  et se dirigeant vers B sont ceux qui atteindront le tube BD à la plus grande distance de  $n$ . Cette distance sera :

$$x = \frac{L \frac{b}{a}}{kV} \int_a^b ur dr.$$

<sup>(1)</sup> J. ZELENY, *Phil. Trans.*, t. CXCV, série A, 1901, p. 193.

La vitesse moyenne  $U$  du courant gazeux se déduit de l'observation du volume de gaz qui circule dans le tube en un temps donné; d'autre part, elle a pour expression :

$$U = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b ur \, dr,$$

donc :

$$x = \frac{U(b^2 - a^2)}{2kV} L \frac{b}{a}.$$

Si  $l$  est la distance connue  $np$ ,  $x$  est égal à  $l$  pour une valeur de  $V$  telle qu'une diminution très faible de la différence de potentiel suffise pour faire recueillir à  $D$  une partie des ions issus de  $m$ . Si donc  $V$  est la valeur de la différence de potentiel au-dessous de laquelle l'électromètre relié à  $D$  commence à dévier, on aura :

$$k = \frac{U(b^2 - a^2)}{2Vl} L \frac{b}{a}.$$

Plusieurs difficultés se présentent dans l'application de cette méthode. En premier lieu, l'ionisation n'est pas localisée dans la zone étroite que

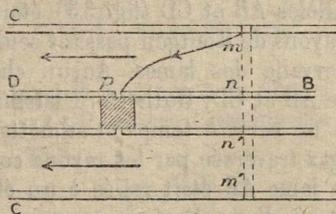


Fig. 32.

traversent les rayons primaires : les métaux et même le gaz qu'ils traversent donnent naissance à des rayons secondaires que M. Zeleny a réduits autant que possible en couvrant d'aluminium la région du tube  $C$  traversée par les rayons; l'expérience a montré que la substitution d'étain à l'aluminium modifiait les chiffres obtenus de 2 à 3 pour 100. L'erreur doit être beaucoup plus faible dans le cas de l'aluminium.

En second lieu, la présence des ions dans le gaz modifie le champ dans l'intervalle des tubes, et la formule employée ne tient pas compte de cette modification. Pour la diminuer autant que possible, M. Zeleny a employé des rayons de faible intensité. Cependant, les valeurs obtenues pour  $k$  varient encore avec la vitesse du courant gazeux,  $k$  variant à peu près linéairement en fonction du temps  $T$  mis par le gaz à passer de  $n$  en  $p$  (fig. 32). Si l'on porte ce temps  $T$  en abscisses et  $k$  en ordonnées, les points fournis par l'expérience se trouvent sensiblement sur une droite que M. Zeleny prolonge jusqu'à l'axe  $T = 0$  pour obtenir la valeur définitive de  $k$ .

Il y a là une cause d'incertitude assez grave, M. Zeleny considère ses résultats comme exacts à environ 5 p. 100 près.

Enfin, la méthode du courant gazeux ne permet pas d'opérer dans des conditions variées de pression ou de température. Elle nécessite, d'autre part un volume de gaz assez considérable.

La méthode directe que je décrirai au chapitre suivant me semble être à l'abri de toutes ces difficultés.

Voici les chiffres donnés par M. Zeleny en unités électrostatiques C. G. S. :

| GAZ.                    | $k_1$ | $k_2$ | $\frac{k_2}{k_1}$ | TEMPÉ-<br>RATURE. |
|-------------------------|-------|-------|-------------------|-------------------|
| Air sec.....            | 408   | 561   | 1,375             | 13°,5             |
| — humide.....           | 411   | 453   | 1,10              | 14                |
| Oxygène sec.....        | 408   | 540   | 1,32              | 17                |
| — humide.....           | 387   | 456   | 1,18              | 16                |
| Gaz carbonique sec..... | 228   | 243   | 1,07              | 17,5              |
| — humide.....           | 246   | 225   | 0,915             | 17                |
| Hydrogène sec.....      | 2.010 | 2.385 | 1,19              | 20                |
| — humide.....           | 1.590 | 1.680 | 1,05              | 20                |

72. MÉTHODES DIRECTES. — Un premier essai de mesure directe du temps mis par les ions à parcourir une distance  $d$  dans un champ connu  $X$  fut tenté par Rutherford au début de ses recherches sur les mobilités <sup>(1)</sup>. Le gaz situé entre deux lames parallèles AB et CD (fig. 33) était ionisé par un faisceau de rayons de Röntgen passant seulement dans la moitié de l'intervalle des lames. Aucun champ n'existant d'abord entre AB et CD, Rutherford laissait passer les rayons pendant un certain temps et admettait que, seule, la portion du gaz traversée par les rayons contenait des ions.

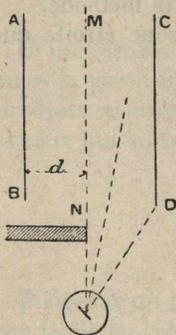


Fig. 33.

La lame AB était reliée à un électromètre, un pendule tombant d'une hauteur connue coupait le circuit de la bobine productrice des rayons, établissait un champ  $X$  entre AB et CD et, un temps connu  $t$  après, coupait la communication de AB avec l'électromètre.

Si l'on admet que celui-ci commence à dévier seulement quand les ions venant de MN ont atteint AB, le temps qu'ils mettent pour parcourir la distance  $d$  est déterminé en modifiant  $t$  et cherchant le moment où doit être coupé le circuit de l'électromètre pour que celui-ci cesse de prendre une déviation permanente.

Cette méthode est sujette à de nombreuses difficultés : ionisation par les rayons secondaires, modification du champ, incertitude sur l'instant de l'arrivée des premiers ions, la lame AB pouvant subir l'influence électrostatique d'ions présents dans le gaz avant d'être atteinte par eux. Aussi M. Rutherford n'a-t-il pu mettre en évidence, par ce moyen, la différence de mobilité des ions des deux signes. La valeur moyenne qu'il a obtenue est :

$$k = 480$$

<sup>(1)</sup> E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIV, 1897, p. 429.

dans l'air sous la pression normale, par application de la formule :

$$d = kXt,$$

$$k = \frac{d}{Xt} = \frac{d^2}{Vt}.$$

73. SECONDE MÉTHODE. INFLUENCE DE LA PRESSION. — Une autre méthode directe, applicable seulement dans le cas où la source d'ionisation ne produit que des ions d'un seul signe, a été appliquée d'abord par Rutherford au cas des ions négatifs que produit le phénomène de Hertz <sup>(1)</sup>, le champ restant assez faible pour qu'aucune ionisation supplémentaire ne résulte du choc des corpuscules émis par le métal contre les molécules du gaz (n° 36).

La méthode, susceptible d'une plus grande précision que la précédente, consiste à créer le champ dans lequel se meuvent les ions au moyen d'une différence de potentiel alternative  $V = V_0 \sin \omega t$  entre la lame de zinc AB et la toile métallique parallèle CD que traverse la lumière ultra-violette; CD est reliée à un électromètre.

Pendant la demi-période pour laquelle AB s'électrise négativement, les ions négatifs qu'elle émet parcourent un chemin :

$$k_2 \frac{V_0}{d} \int_0^{\pi} \omega \sin \omega t dt = \frac{2k_2 V_0}{\omega d}$$

et reviennent en arrière jusqu'à leur point de départ AB pendant la demi-période suivante. De sorte que CD cessera d'être atteinte par les ions et, par suite, l'électromètre de dévier, si l'on a :

$$d = \frac{2k_2 V_0}{\omega d},$$

$$k_2 = \frac{\omega d^2}{2V_0} = \frac{\pi d^2}{TV_0}.$$

On faisait croître la distance des lames AB et CD jusqu'à la plus petite valeur  $d$  pour laquelle l'électromètre restait au zéro pendant le passage des rayons ultra-violets.

La valeur ainsi obtenue dans l'air,  $k_2 = 430$ , paraît un peu faible.

Cette méthode a permis d'opérer sous pression variable et a donné une mobilité variant sensiblement en raison inverse de la pression. Voici le tableau des valeurs obtenues :

| P EN MILLIMÈTRES<br>de Hg. | $k_2$ . | $k_2 P$ .         |
|----------------------------|---------|-------------------|
| 765                        | 430     | $329 \times 10^3$ |
| 323                        | 1.008   | $325 \times 10^3$ |
| 162                        | 2.190   | $355 \times 10^3$ |
| 140                        | 2.340   | 328               |
| 95                         | 3.570   | 339               |
| 58                         | 6.090   | 353               |
| 34                         | 10.080  | 343               |

(1) E. RUTHERFORD, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1898, p. 410.

Un résultat analogue a été obtenu par M. Townsend pour le coefficient de diffusion des ions produits par les corps radio-actifs <sup>(1)</sup> :

| P.  | D <sub>1</sub> . | D <sub>2</sub> . | P × D <sub>1</sub> . | P × D <sub>2</sub> . |
|-----|------------------|------------------|----------------------|----------------------|
| 772 | 0,0317           | 0,0429           | 24,5                 | 33,0                 |
| 550 | 0,0420           | 0,0542           | 23,1                 | 29,8                 |
| 400 | 0,0578           | 0,078            | 23,1                 | 31,2                 |
| 300 | 0,078            | 0,103            | 23,4                 | 30,9                 |
| 200 | 0,118            | 0,155            | 23,6                 | 31,0                 |

Dans le chapitre suivant, j'examinerai de plus près cette relation entre la mobilité et la pression, ainsi que ses conséquences.

La méthode d'inversion du champ a été appliquée par Rutherford au cas des charges positives émises par une lame de platine portée au rouge <sup>(2)</sup> (n° 68). Si la température n'est pas trop élevée, le gaz ne subit aucune ionisation au contact de la lame. Au lieu d'employer une force électromotrice sinusoïdale, il a été fait usage d'un commutateur tournant qui inversait le champ à intervalle connu en lui laissant une intensité constante pendant chaque demi-période. Le phénomène est ici compliqué par le défaut d'uniformité de la température du gaz, qui rend très variable la mobilité des ions. Les résultats obtenus restent de même ordre que ceux fournis par les autres méthodes.

74. RÉSULTATS GÉNÉRAUX. — Le point le plus saillant de l'exposé qui précède est l'extrême variété des moyens mis en œuvre pour atteindre la mobilité des ions. Tous les phénomènes qui accompagnent l'ionisation des gaz (modification du champ, variations de pression) ont fourni le principe de méthodes indirectes, et tous les résultats sont assez concordants pour venir confirmer, d'une manière frappante, l'image que fournit la théorie des ions.

Je vais exposer maintenant une méthode directe qui me paraît susceptible de plus de précision que les méthodes précédentes.

<sup>(1)</sup> J. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, (A), t. CXCIV, 1901, p. 259.

<sup>(2)</sup> E. RUTHERFORD, *Phys. Rev.*, t. XIII, 1901, p. 321.

## CHAPITRE V.

## NOUVELLE MÉTHODE.

75. PRINCIPLE. — Grâce à la sensibilité de la méthode électrométrique décrite au chapitre III, il est possible de n'employer, pour créer l'ionisation, que les rayons de Röntgen provenant d'une seule décharge d'une bobine dans un tube de Crookes. La durée extrêmement courte de cette décharge ( $\frac{1}{10\,000}$  de seconde environ) permet de suivre le déplacement ultérieur des ions libérés dans un champ électrique, et d'en déduire une méthode directe de mesure des mobilités pour les ions des deux signes, dans des conditions variées.

J'ai utilisé dans ce but les appareils d'ionisation décrits au n° 56.

Les rayons de Röntgen provenant du tube et passant à travers la lame d'aluminium plane CD (fig. 34), ainsi que les rayons secondaires qu'ils produisent sur CD et sur la lame métallique parallèle AB, ionisent le gaz compris entre ces lames. Si un champ X y existe, les ions positifs se déplaceront dans le sens du champ, vers AB par exemple, avec la vitesse d'ensemble  $k_1X$ , et les ions négatifs en sens inverse avec la vitesse  $k_2X$ .

L'ionisation étant pratiquement instantanée, il est facile de suivre le déplacement ultérieur des ions des deux signes produits dans le gaz, en renversant le champ X, un temps variable  $t$  après le passage de la radiation et en cherchant comment varie avec  $t$  la quantité totale d'électricité recueillie par AB.

Si, par exemple, le champ initial est d'un sens tel que les ions positifs se déplacent vers AB, cette quantité totale se compose :

1° Des charges portées par les ions positifs recueillis par AB pendant le temps  $t$ , avant le renversement du champ. Si l'ionisation est assez faible (n° 50) pour que le champ X ne soit pas modifié sensiblement par la présence des charges dans le gaz (j'ai toujours réalisé cette condition), ces ions positifs sont ceux que l'ionisation a créés dans une couche d'épaisseur  $k_1Xt$  au voisinage immédiat de AB, puisque tous les ions positifs se sont déplacés vers AB de cette quantité;

2° Des charges portées par les ions négatifs encore présents dans le champ au moment du renversement : tous les ions négatifs se sont déplacés vers CD de la quantité  $k_2Xt$ , et ceux qui n'ont pas été recueillis par cette lame sont compris entre  $A_1B_1$  et CD.

Au moment du renversement du champ, ils reviennent en arrière et sont définitivement recueillis par AB.

C'est la somme algébrique de ces charges positive et négative qui donne la charge totale recueillie par AB.

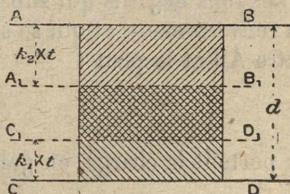


Fig. 34.

Représentons par :

$$q_0 = f(z)$$

les quantités égales d'électricité positive et négative libérées par la radiation entre AB et un plan parallèle situé à la distance  $z$ . Si  $d$  est la distance entre AB et CD, la quantité totale libérée dans le gaz est :

$$Q_0 = f(d).$$

Négligeons momentanément l'effet produit par la recombinaison, sur lequel je reviendrai au n° 79.

Les ions positifs recueillis par AB pendant le temps  $t$ , compris initialement entre AB et un plan parallèle à la distance  $z = k_1 X t$ , portent la charge :

$$q = f(k_1 X t).$$

Les ions négatifs qui subsistent dans le champ entre  $A_1 B_1$  et CD au moment du renversement, et qui se sont déplacés de  $k_2 X t$ , étaient initialement contenus entre AB et le plan :

$$z = d - k_2 X t;$$

ils portent la charge, en grandeur et en signe :

$$q' = -f(d - k_2 X t).$$

Donc la charge totale recueillie par AB est :

$$Q = f(k_1 X t) - f(d - k_2 X t).$$

La fonction  $f(z)$  doit être supposée nulle pour les valeurs négatives de  $z$ , constante et égale à  $Q_0$  pour les valeurs de  $z$  supérieures à  $d$ .

76. CAS DE L'IONISATION UNIFORME. — Pour rendre plus claire l'étude de la variation de  $Q$  avec  $t$ , supposons d'abord l'ionisation uniforme entre AB et CD. La fonction  $f(z)$ , nulle pour  $z$  négatif, devient :

$$f(z) = Q_0 \frac{z}{d}$$

entre 0 et  $d$ , puis reste constante et égale à  $Q_0$  pour les valeurs de  $z$  supérieures à  $d$ .

La variation de  $Q$  est représentée dans ce cas par la ligne brisée I (fig. 35). Subdivisons la variation de  $t$  en quatre intervalles :

1°  $t < 0$  :

$$\begin{aligned} f(k_1 X t) &\text{ est nul,} \\ f(d - k_2 X t) &\text{ égal à } Q_0, \end{aligned}$$

donc :

$$Q = -Q_0.$$

Ici le renversement du champ a lieu avant le passage de la radiation et AB recueille, à la recombinaison près, tous les ions négatifs libérés dans le gaz.

$$2^\circ \quad 0 < t < \frac{d}{k_2 X},$$

$$f(k_1 X t) = \frac{Q_0}{d} k_1 X t,$$

$$f(d - k_2 X t) = Q_0 - \frac{Q_0}{d} k_2 X t.$$

$$Q = \frac{Q_0}{d} (k_1 + k_2) X t - Q_0.$$

Q, dans cet intervalle, est représenté par la droite MN. Un premier coude se produit en M quand le renversement du champ a lieu au moment même où passe la radiation.

Le renversement du champ a lieu ici avant que tous les ions négatifs, les plus mobiles, aient été recueillis par CD; la condition est :

$$k_2 X t < d, \quad t < \frac{d}{k_2 X}.$$

$$3^\circ \quad \frac{d}{k_2 X} < t < \frac{d}{k_1 X},$$

$$f(k_1 X t) = \frac{Q_0}{d} k_1 X t,$$

$$f(d - k_2 X t) = 0,$$

$$Q = \frac{Q_0}{d} k_1 X t.$$

Q est représenté dans cet intervalle par une nouvelle droite NP passant par l'origine et de coefficient angulaire différent de celui de la droite MN. Donc un second coude se produit en N pour :

$$t = \frac{d}{k_2 X}$$

au moment où tous les ions négatifs ont été recueillis par CD avant le renversement du champ.

Dans tout l'intervalle NP, le renversement du champ se produit donc après que tous les ions négatifs ont été recueillis par CD, mais avant que tous les positifs soient arrivés sur AB :

$$4^\circ \quad t > \frac{d}{k_1 X},$$

$$f(k_1 X t) = Q_0,$$

$$f(d - k_2 X t) = 0,$$

$$Q = Q_0.$$

Un troisième coude se produit en  $\cdot$  au moment où tous les ions positifs ont été recueillis par AB avant le renversement du champ.

Un changement de sens du champ initial donne pour Q la ligne brisée II avec les coudes M', V' et P' correspondant aux mêmes valeurs de  $t$  que M,

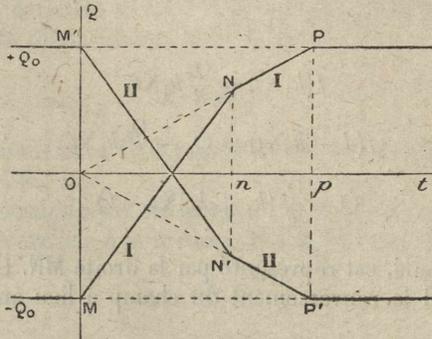


Fig. 35.

N et P. Cette ligne est, l'ionisation étant uniforme, exactement symétrique de la précédente.

La détermination des mobilités  $k_1$  et  $k_2$  s'obtient en faisant varier l'instant du renversement par rapport à celui du passage de la radiation, principalement au voisinage des trois coudes, de manière à connaître les distances relatives des trois points O,  $n$  et  $p$ . J'indiquerai plus loin comment ces instants peuvent se déterminer avec précision.

77. INFLUENCE DE LA MODIFICATION DU CHAMP. — J'ai montré au chapitre III (n° 50) comment il est possible, dans le cas d'une ionisation uniforme, de trouver une limite supérieure de l'effet produit sur le champ par les charges présentes dans le gaz. Il est facile de montrer, par un raisonnement analogue, que le temps mis par un ion pour parcourir la distance  $d$  est augmenté dans un rapport certainement inférieur à :

$$\frac{Q_0}{12\sigma}$$

Or  $\frac{Q_0}{\sigma}$  dans mes expériences de mobilité est toujours resté compris entre  $\frac{1}{10}$  et  $\frac{1}{20}$ . On peut donc négliger l'erreur qui résulte de la présence des charges.

78. INFLUENCE DE LA DIFFUSION. — Pendant le déplacement des ions, la surface plane  $A_1B_1$ , par exemple, est une surface de discontinuité pour la densité des charges négatives présentes dans le gaz. Cette discontinuité doit s'atténuer par diffusion des ions négatifs de la région inférieure vers la région supérieure d'autant plus qu'il s'est écoulé plus de temps depuis le passage de la radiation. Il en résultera une diminution de la netteté des coudes en N et en P, d'autant plus marquée que le champ X sera plus faible.

La position des coudes reste cependant bien déterminée. Ainsi que l'indique la courbe expérimentale (fig. 36), il suffit de déterminer un certain nombre de points sur les deux portions sensiblement rectilignes de la courbe avant et après le coude, et de prolonger celles-ci jusqu'à leur intersection. La courbe montre avec quelle netteté se produit en N le changement de coefficient angulaire.

De plus, l'indication donnée au n° 25 permet de prévoir de quel ordre est l'effet dû à la diffusion. La distance  $d$  a toujours été voisine de 30 mm ou 40 mm, et j'ai montré qu'une couche de passage épaisse de 1 mm remplaçant la discontinuité  $A_1B_1$  est traversée par diffusion avec la vitesse moyenne que produit un champ d'environ  $\frac{1}{1500}$  alors que les champs employés dans la mesure des mobilités ont été en moyenne égaux à 60 V par cm, ou  $1/5$ , c'est-à-dire 300 fois plus grands.

Le phénomène de la diffusion ne paraît donc pas devoir occasionner d'erreur sensible, dans ces conditions, sur la mesure des mobilités.

79. EFFET DE LA RECOMBINAISON. COURBE EXPÉRIMENTALE. — La recombinaison, négligée jusqu'ici, aura pour effet de remplacer  $Q_0$  par une quantité  $Q_1$  légèrement inférieure; la différence sera faible (n° 50) étant donnée la faible valeur de  $\frac{Q_0}{\sigma}$ .

De plus, la quantité recombinaison totale entre M et N sera toujours plus grande que  $Q_0 - Q_1$ . Supposons, en effet, que la filtration des deux couches d'ions

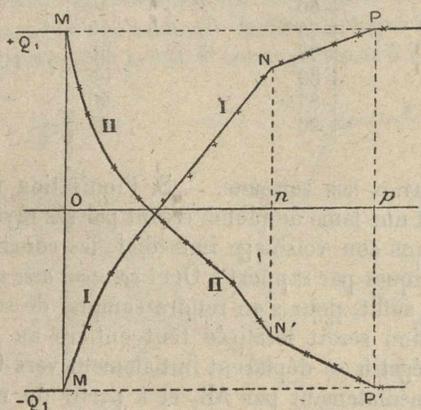


Fig. 36.

positifs et négatifs soit complète avant le renversement du champ (n° 49). La quantité recombinaison pendant cette filtration est  $Q_0 - Q_1$ . Si le renversement a lieu à ce moment, les ions des deux signes qui subsistent dans le champ doivent rebrousser chemin, et une filtration nouvelle a lieu, qui donne lieu à une nouvelle recombinaison. La quantité recombinaison totale est donc supérieure à  $Q_0 - Q_1$ .

Il en résulte à partir du point M une diminution de Q un peu plus rapide en valeur absolue que ne l'indique la variation théorique (fig. 35). La courbe doit donc s'incurver, comme l'indique la courbe expérimentale I (fig. 36) relative à l'air sec sous la pression de 7,5 cm de mercure avec :

$$d = 4,15^{\text{cm}}. \quad V = Xd = 185 \text{ volts.}$$

Sous cette faible pression, l'absorption des rayons secondaires est assez faible pour que l'ionisation soit sensiblement uniforme.

La courbe II est obtenue en inversant le champ initial, et l'on peut constater que les coudes dans les deux courbes correspondent bien aux mêmes valeurs de  $t$ .

La recombinaison ne changera naturellement pas la position des discontinuités N et P.

| COURBE I. |        | COURBE II. |        |
|-----------|--------|------------|--------|
| $t$ .     | Q.     | $t$ .      | Q.     |
| 0,0       | - 90   | 0,0        | + 90   |
| 0,0005    | - 58   | 0,0005     | + 47,5 |
| 0,0010    | - 31   | 0,0010     | + 22   |
| 15        | - 14   | 15         | + 5    |
| 20        | + 4    | 20         | - 6    |
| 25        | + 18   | 25         | - 17   |
| 30        | + 33   | 30         | - 27,5 |
| 35        | + 49   | 35         | - 37   |
| 40        | + 66   | 40         | - 57   |
| 45        | + 74   | 45         | - 68   |
| 50        | + 78   | 50         | - 74   |
| 55        | + 83   | 55         | - 80   |
| 60        | + 87,5 | 60         | - 86   |
| 65        | + 90   | 65         | - 90   |

80. CAS DE L'IONISATION NON UNIFORME. — Si l'ionisation n'est pas uniforme, si par exemple AB est une lame de plomb créant par ses rayons secondaires une ionisation intense dans son voisinage immédiat, les courbes I et II (fig. 37) cessent d'être symétriques par rapport à Ot et *accusent avec une netteté particulière les coudes N et P'*. Il suffit, pour s'en rendre compte, de se placer dans le cas extrême où l'ionisation serait localisée tout entière au voisinage immédiat de AB. Si les ions négatifs se déplacent initialement vers CD, les ions positifs seront recueillis immédiatement par AB, et à partir du moment où tous les ions négatifs auront été recueillis par CD, avant le renversement, celui-ci ne produira plus aucun effet et Q restera constant et égal à  $Q_1$ ; le coude N subsistera seul.

Les courbes expérimentales I et II (fig. 37) montrent la netteté des coudes N et P' dans le cas de l'ionisation non uniforme. Elles sont relatives à l'air sous la pression de 76 cm de mercure avec :

$$d = 4,15^{\text{cm}}. \quad V = Xd = 185 \text{ volts.}$$

| COURBE I. |        | COURBE II. |        |
|-----------|--------|------------|--------|
| $t.$      | Q.     | $t.$       | Q.     |
| 0,0       | - 97,2 | 0,0        | + 97,0 |
| 0,005     | - 51,1 | 0,005      | + 47,5 |
| 0,0099    | - 27,3 | 0,0099     | + 20,3 |
| 0,0147    | - 15,8 | 0,0147     | + 8,7  |
| 0,0194    | - 9,0  | 0,0194     | + 0,9  |
| 0,0240    | - 1,8  | 0,0240     | - 4,8  |
| 0,0286    | + 1,2  | 0,0286     | - 9,5  |
| 0,0328    | + 11,2 | 0,0328     | - 14,0 |
| 0,0370    | + 25,2 | 0,0370     | - 20,1 |
| 0,0412    | + 28,2 | 0,0412     | - 26,0 |
| 0,0456    | + 51,7 | 0,0456     | - 34,1 |
| 0,0497    | + 74,0 | 0,0497     | - 43,5 |
| 0,0528    | + 90,2 | 0,0528     | - 51,1 |
| 0,0578    | + 96,0 | 0,0578     | - 64,5 |
|           |        | 0,0617     | - 78,5 |
|           |        | 0,0655     | - 92,5 |
|           |        | 0,0672     | - 95,5 |
|           |        | 0,0680     | - 97,0 |

J'ai utilisé le plus souvent l'ionisation non uniforme pour augmenter la netteté des coudes et obtenir les points O,  $p$ ,  $n$ , avec la plus grande précision possible.

81. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE. — Les courbes des figures 36 et 37 ont pu être obtenues entièrement grâce à une constance particulièrement favorable du tube producteur des rayons de Röntgen. Mais il importe de n'avoir pas à compter sur cette constance dans la détermination des points O,  $p$  et  $n$ .

J'ai employé dans ce but une méthode de zéro analogue à celle du chapitre III. Pour obtenir exactement le point O correspondant à l'instant où se produit

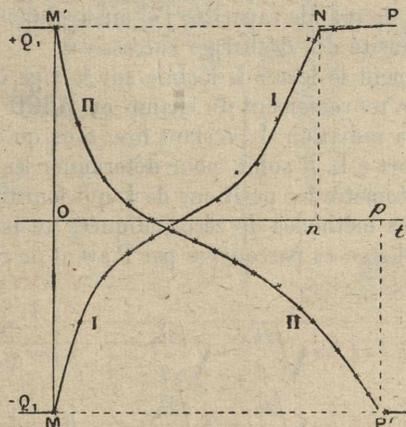


Fig. 37.

le coude M, il suffit de remarquer qu'au voisinage de M (courbe I, fig. 32) la quantité recueillie par AB est voisine de  $-Q_1$ . Si AB est relié à une lame

identique A'B' (fig. 33) recueillant + Q<sub>1</sub> grâce à un champ constant égal à X et de sens inverse au champ initial dans ABCD, l'électromètre relié au système AB, A'B' restera au zéro tant que t sera négatif, et commencera à dévier dès qu'on aura dépassé le coude M. Pour déterminer n, en étudiant la courbe I au voisinage du coude N, pour lequel la quantité recueillie par AB est voisine de Q<sub>1</sub>, il suffit d'inverser le champ dans A'Y' pour lui faire recueillir - Q<sub>1</sub>, de sorte que l'électromètre prend au voisinage de N une faible déviation qui varie brusquement quand on traverse N. Il suffit de déterminer quelques points de part et d'autre pour obtenir le coude avec précision.

La détermination de P' (courbe II, fig. 37) se fait de la même manière en donnant un sens convenable au champ dans l'appareil d'ionisation A'B'C'D'.

L'ensemble de la disposition expérimentale est représenté figure 38. Les indications relatives au système producteur de rayons RT, aux appareils d'ionisation ABCD, A'B'C'D' et à l'électromètre E ont été données au chapitre III.

Il est nécessaire ici de connaître exactement la distance des lames AB et CD. Pour la déterminer, le système des tubes TT<sub>1</sub> (fig. 25) et du disque d'ébonite a été placé sur un plan horizontal, et l'on a relevé au cathétomètre la distance de la face inférieure de l'anneau de garde M au plan de base. J'ai ainsi obtenu pour deux systèmes différents de tubes TT<sub>1</sub> qui m'ont servi dans les mesures de mobilités :

$$d = 4,15 \quad \text{et} \quad d = 3,21.$$

82. MESURE DE t. — Après divers essais, je me suis adressé, pour mesurer t en valeur absolue, à la chute libre d'un poids P que maintient suspendu un électro-aimant, et qui tombe dès qu'on coupe le circuit de celui-ci. Dans sa chute, P rencontre un levier fixe L' qui coupe le primaire de la bobine R et fait passer la décharge dans le tube T. Comme je l'ai indiqué au numéro 55, l'étincelle de rupture peut être supprimée complètement en L', grâce à l'emploi d'un condensateur K de grande capacité; j'ai ainsi obtenu beaucoup plus de régularité dans l'intensité des décharges successives.

P rencontre également le levier L mobile sur la tige d'un cathétomètre et qui sert à produire le renversement du champ en ABCD un temps variable t après le passage de la radiation. L' restant fixe, sans qu'on ait à s'occuper de sa position par rapport à L, il suffit, pour déterminer les points O, n et p, de chercher sur le cathétomètre les positions de L qui fournissent les coudes M, N et P' (fig. 37) par les méthodes de zéro indiquées au paragraphe précédent. Si h<sub>0</sub>, h<sub>2</sub>, h<sub>1</sub> sont les distances parcourues par P avant de rencontrer L dans ces trois positions, on a :

$$\begin{aligned} On = t_2 &= \sqrt{\frac{2h_2}{g}} - \sqrt{\frac{2h_0}{g}}, & h_2 &= \frac{d^2}{V_2^2}, \\ [Op = t_1 &= \sqrt{\frac{2h_1}{g}} - \sqrt{\frac{2h_0}{g}}, & h_1 &= \frac{d^2}{V_1^2}. \end{aligned}$$

Les quantités dont dépend la précision des mesures de t<sub>1</sub> et t<sub>2</sub> sont les différences h<sub>1</sub> - h<sub>0</sub> et h<sub>2</sub> - h<sub>0</sub> qui sont directement fournies par le cathétomètre

avec toute l'exactitude requise. La distance du point de départ de P à une position initiale quelconque de L a besoin d'être déterminée avec une précision moindre et a été mesurée directement avec une règle. J'ai d'ailleurs fait varier cette distance dans d'assez larges limites suivant la grandeur des temps à mesurer pour changer la vitesse acquise par P quand il atteint la région où L doit être déplacé.

Les temps à mesurer ont varié entre  $\frac{1}{200}$  et  $\frac{1}{10}$  de seconde : une hauteur de chute de 50 cm fait acquérir à P une vitesse d'environ 3 m par seconde, et fait correspondre par suite à un intervalle de  $\frac{1}{10\,000}$  de seconde un déplacement de L de  $\frac{1}{3}$  de millimètre largement appréciable sur le cathétomètre.

Le poids P, d'environ 250 g, est en acier doux ; sa base inférieure est plane

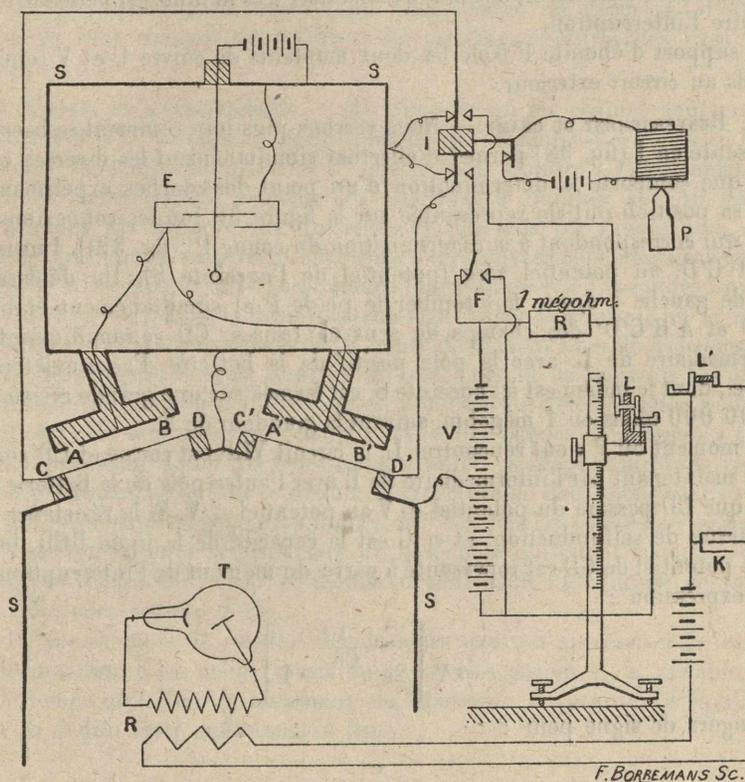


Fig. 38.

et son sommet en forme de cône aigu dont la pointe s'engage dans une petite cavité conique que porte la base inférieure du noyau de l'électro-aimant. Cette disposition permet de ramener toujours P dans la même position initiale réglée de manière que le poids, dans sa chute, heurte aussi légèrement que

possible les leviers L et L'. Une solide poche de toile, portée par un support indépendant, et non représentée sur la figure, reçoit le poids P après sa chute.

83. LES LEVIERS INTERRUPTEURS. — Les leviers L et L' sont analogues à ceux qu'a employés M. Webster <sup>(1)</sup> dans ses mesures directes de

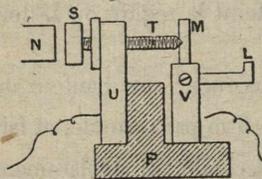


Fig. 39.

la période des oscillations électriques. L'un deux est représenté figure 39. Le levier L est constitué par une équerre d'acier mobile entre pointes portant en M un petit contact de platine qui s'appuie contre un contact analogue porté par l'extrémité de la vis de fer ST. Celle-ci est aimantée par un petit électro-aimant N maintenu à distance et dont la position est réglée de manière que l'attraction entre T et M

surpasse à peine la force nécessaire pour équilibrer l'action de la pesanteur qui tend à faire basculer L, de sorte qu'un effort très minime est nécessaire pour produire l'interruption.

Un support d'ébonite P isole les deux montants de cuivre U et V reliés par des fils au circuit extérieur.

84. RENVERSEMENT DU CHAMP. — Nous verrons plus loin comment le basculeur représenté en I (fig. 38) permet d'effectuer simultanément les diverses opérations que comporte la détermination d'un point des courbes expérimentales. Dans sa position initiale représentée sur la figure 38 [où les connexions sont celles qui correspondent à la détermination du coude P' (fig. 32)], I maintient CD et C'D' au potentiel zéro (potentiel de l'enceinte S). Un déplacement de I de gauche à droite fait tomber le poids P et simultanément établit en ABCD et A'B'C'D' des champs de sens contraires, CD communiquant, par l'intermédiaire de L, avec le pôle positif de la batterie d'accumulateurs V. Celle-ci, dont le milieu est à l'enceinte S, est fermée sur une grande résistance R de 100 000 ohms ou 1 mégohm, suivant la grandeur de V.

Au moment où P vient rencontrer L, le circuit VLR est coupé et CD communique maintenant par l'intermédiaire de R avec l'autre pôle de la batterie V, de sorte que CD passera du potentiel + V au potentiel - V. Si la résistance R est dépourvue de self-induction, et si C est la capacité de la ligne RCD, on sait que le potentiel de CD est représenté à partir du moment de l'interruption en L par l'expression :

$$v = V \left[ 2e^{-\frac{t}{CR}} - 1 \right];$$

v changera de signe pour :

$$e^{-\frac{t}{RC}} = \frac{1}{2},$$

c'est-à-dire pour une valeur de t inférieure à CR.

(1) WEBSTER, *Phys. Rev.*, t. VI, 1898, p. 297.

CR représente donc une limite supérieure du temps nécessaire après le choc de P contre L pour réaliser en ABCD le changement de sens du champ.

La capacité C, mesurée directement, est toujours voisine de 300 unités électrostatiques; pour R = 100 000 ohms ou :

$$\frac{10^5 \times 10^9}{9 \times 10^{20}} \text{ unités électrostatiques,}$$

on a :

$$CR = \frac{300 \times 10^{14}}{9 \times 10^{20}} = 3 \times 10^{-5} \text{ secondes.}$$

C'est un temps négligeable par rapport à ceux que j'ai eus à mesurer; on peut donc considérer le renversement du champ comme instantané. Une durée finie de ce renversement aurait pour effet, comme la diffusion, d'atténuer les coudes sans changer notablement les positions relatives des trois points *o*, *n*, *p*.

85. EMPLOI DE L'ÉLECTROMÈTRE. — Au moment où les champs sont créés en ABCD et A'B'C'D', aussi bien qu'au moment où le champ est renversé en ABCD, l'influence électrique sur AB et A'B' tend à faire prendre à l'électromètre des déviations considérables, puisque les quantités  $\sigma$  induites sur AB ou A'Y' sont grandes par rapport aux quantités  $Q_0$  libérées par l'ionisation, et sur lesquelles portent les mesures. Celles-ci ne s'en trouvent cependant pas gênées : la période d'oscillation de l'électromètre étant longue (15 secondes environ), celui-ci n'a pas le temps de dévier notablement entre la création ou le renversement du champ et le moment où, la chute de P étant finie, le basculeur I est ramené rapidement dans sa position initiale, portant de nouveau CD et C'D' au potentiel zéro. La variation finale de potentiel de l'électromètre relié à AB et A'B' est due seulement aux charges recueillies par les deux lames à travers le gaz. L'impulsion subie par l'électromètre le fait osciller autour de sa position d'équilibre finale, et celle-ci se déduit de la lecture de deux élongations successives qui ne dépassent jamais les limites de l'échelle. Les impulsions subies par l'électromètre pendant la manœuvre du basculeur n'influent aucunement sur la position d'équilibre finale et modifient seulement l'amplitude des oscillations effectuées autour d'elle.

Voici, par exemple, le résultat de plusieurs mesures successives faites pour la détermination d'un même point avec des élongations  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  variables suivant le temps qu'a duré la manœuvre du basculeur. La position d'équilibre  $\delta$  qu'on en déduit reste suffisamment fixe.

| $\varepsilon_1$ | $\varepsilon_2$ | $\delta = \frac{\varepsilon_2 + m\varepsilon_1}{1 + m}$ |
|-----------------|-----------------|---|
| 145,0           | 365,5           | 306,5   |
| 87,0            | 413,0           | 305,0   |
| 163,5           | 376,5           | 306,0   |

86. MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE. — La position du tube de Crookes est d'abord réglée de manière à produire des ionisations identiques dans les deux appareils.

Le levier L étant placé de manière que  $t$  soit très grand pour que le renversement ait lieu après que tous les ions sont recueillis en ABCD, et les connexions étant celles de la figure 38, il faut que la chute du poids fasse seulement osciller l'électromètre autour de sa position d'équilibre initiale.

*Détermination de  $p$ .* — S'il s'agit, par exemple, de déterminer  $p$  en étudiant la courbe II (fig. 37) au voisinage du coude P', les opérations à effectuer sont les suivantes :

1° L'électromètre primitivement relié à l'enceinte est isolé au moyen du levier de manœuvre I (fig. 38);

2° Le courant primaire est établi dans la bobine R;

3° La chute du poids P est provoquée par rupture du circuit de l'électro-aimant;

4° CD est relié au pôle positif, C'D' au pôle négatif de la batterie V.

Le basculeur I est disposé de manière que les opérations 2°, 3° et 4° soient effectuées simultanément dans son déplacement;

5° P rencontre L' et provoque le passage de la radiation;

6° P rencontre L et renverse le champ dans ABCD; il en résulte une impulsion à l'électromètre qui n'a pas le temps de faire sortir l'image de l'échelle avant que le basculeur ait été ramené dans sa position initiale;

7° Dès que l'on a entendu tomber le poids P dans le sac destiné à le recevoir on ramène le basculeur dans sa position initiale; à ce moment les ions créés dans le gaz ont largement eu le temps d'être complètement recueillis par AB ou A'B'.

L'électromètre oscille autour de sa position d'équilibre finale et on lit seulement les deux premières elongations.

On répète ces opérations pour chaque position du levier L. S'il est primitivement placé très bas, et si on le monte progressivement, une position est atteinte pour laquelle l'électromètre commence à prendre une déviation permanente : on a franchi le coude P', et la détermination de quelques déviations pour des positions de L situées de part et d'autre permet d'obtenir  $p$  avec précision.

*Détermination de  $Q$ .* — Il suffit de changer la connexion en F (fig. 38) pour changer le sens du champ en A'B'C'D' et de remonter L au-dessus de L', puis de l'abaisser ensuite en cherchant pour quelle position l'électromètre commence à prendre une déviation permanente.

$n$  se détermine exactement comme  $p$  après qu'on a changé le sens du champ initial en ABCD

87. RÉSULTATS. — J'ai eu surtout pour but, dans les expériences effectuées jusqu'ici au moyen de cette méthode, de l'utiliser pour suivre pas à pas le déplacement des ions à l'intérieur du champ après le passage de la radiation et de vérifier que l'allure des courbes obtenues concorde exactement avec ce que la théorie des ions nous permet de prévoir.

Il est également facile de l'utiliser pour déterminer les mobilités en valeur absolue, dans des conditions de précision que je crois supérieures à celles des méthodes précédemment décrites.

Son emploi exige que l'ionisation du gaz soit produite en un temps très court par rapport à la durée du déplacement des ions : elle semble donc n'être applicable qu'à l'ionisation par les rayons de Röntgen en n'utilisant qu'une seule décharge dans un tube de Crookes.

88. INFLUENCE DE LA PRESSION. — J'ai mesuré les mobilités dans l'air sec pour des pressions comprises entre 7,5 et 143 cm de mercure. Les résultats moyens

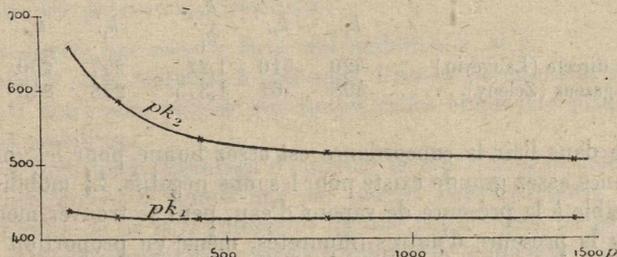


Fig. 40.

sont donnés par les courbes (fig. 40) où l'on a porté les pressions  $p$  en abscisses, et en ordonnées les produits  $pk_1$  et  $pk_2$ .

| $p$ . | $k_1$ . | $\frac{pk_1}{76}$ . | $p$ . | $k_2$ . | $\frac{pk_2}{76}$ . |
|-------|---------|---------------------|-------|---------|---------------------|
| 7,5   | 4.430   | 437                 | 7,5   | 6.560   | 647                 |
| 20,0  | 1.634   | 430                 | 20,0  | 2.204   | 580                 |
| 41,5  | 782     | 427                 | 41,5  | 994     | 530                 |
| 76,0  | 420     | 420                 | 76,0  | 510     | 510                 |
| 143,5 | 225     | 425                 | 142,0 | 270     | 505                 |

Les nombres obtenus vérifient bien pour les ions positifs la proportionnalité inverse de la mobilité à la pression, avec une légère tendance à l'augmentation quand la pression diminue. Cette augmentation est beaucoup plus marquée dans le cas des ions négatifs.

Voyons quelle est, au point de vue théorique, la signification de la loi :

$$pk = \text{const.}$$

Si nous supposons à l'agglomération moléculaire qui, pour nous, constitue les ions, une grosseur indépendante de la pression et fonction seulement de la température, il en sera de même de leur vitesse d'agitation thermique  $u$  et leur chemin moyen  $\lambda$  inversement proportionnel au nombre des molécules par unité de volume du gaz variera, par suite, en raison inverse de la pression : il en sera de même du produit  $\lambda u$ , et par suite du coefficient de diffusion ou de la mobilité.

La confirmation expérimentale prouve que, au moins pour les ions positifs, la grosseur doit être considérée comme indépendante de la pression dans de larges limites. La grosseur de l'ion négatif semble plus variable quand la

pression s'abaisse notablement au-dessous de la pression atmosphérique : ce fait est à rapprocher de la très grande mobilité dans les gaz très raréfiés des corpuscules qui servent de centres pour la formation des ions négatifs.

Voici, comparés avec ceux de M. Zeleny, les nombres que j'ai obtenus pour l'air et le gaz carbonique :

|                                      | AIR.    |         |                     | CO <sub>2</sub> . |         |                     |
|--------------------------------------|---------|---------|---------------------|-------------------|---------|---------------------|
|                                      | $k_1$ . | $k_2$ . | $\frac{k_2}{k_1}$ . | $k_1$ .           | $k_2$ . | $\frac{k_2}{k_1}$ . |
| Méthode directe (Langevin) . . . . . | 420     | 510     | 1,22                | 257               | 270     | 1,05                |
| Courant gazeux (Zeleny) . . . . .    | 408     | 561     | 1,375               | 228               | 243     | 1,07                |

Alors que dans l'air la concordance est assez bonne pour les ions positifs, une divergence assez grande existe pour les ions négatifs. La mobilité de ceux-ci, très sensible à la présence de vapeur d'eau, peut se trouver modifiée notablement par la présence d'autres impuretés, même en proportion très faible. Je me propose d'appliquer de nouveau la méthode directe à des gaz aussi purs que possible.

89. *Conclusions.* — Les résultats nouveaux que j'ai obtenus au cours de ce travail peuvent se résumer de la manière suivante :

1° J'ai imaginé une méthode nouvelle pour la vérification simultanée des deux lois fondamentales relatives aux gaz ionisés : la loi du déplacement moyen des ions dans un champ électrique qui fait intervenir les mobilités  $k_1$  et  $k_2$ , et la loi de recombinaisons des ions de signes contraires, qui fait intervenir le coefficient de recombinaison  $\alpha$ .

Cette méthode consiste à mesurer dans des conditions aussi variées que possible le rapport :

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$$

et à vérifier sa constance. Elle a le très grand avantage de ne pas faire intervenir la répartition initiale de l'ionisation à l'intérieur du gaz.

2° Dans la réalisation expérimentale de cette méthode, j'ai pu augmenter assez la sensibilité des mesures électrométriques pour réussir à n'employer chaque fois que les rayons de Röntgen provenant d'une seule décharge dans un tube de Crookes. L'emploi d'une méthode différentielle permet ainsi d'éliminer complètement les variations inévitables dans l'intensité des rayons de Röntgen. De plus, le rapport  $\varepsilon$  étant un nombre, j'ai pu éviter toute mesure absolue dans sa détermination, en ne mesurant que des rapports ;

3° J'ai pu obtenir une confirmation nouvelle de la théorie des ions en trouvant une signification théorique importante du nombre  $\varepsilon$  qui représente le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre des ions de signes contraires. Conformément à ce résultat, l'expérience a montré que  $\varepsilon$  reste toujours inférieur à l'unité et s'en rapproche d'autant plus que la mobilité des ions est plus faible.

Les expériences ont porté sur l'air et le gaz carbonique à des pressions comprises entre 0.2 atmosphère et 5 atmosphères ;

4° L'emploi d'une seule décharge dans le tube de Crookes, produisant une ionisation pratiquement instantanée dans le gaz, m'a permis de suivre pas à pas le déplacement ultérieur des ions des deux signes sous l'action du champ. Il suffit pour cela de renverser le champ un temps variable après que l'ionisation a été produite. Les résultats expérimentaux se sont trouvés en accord complet avec les prévisions théoriques ;

5° Il en résulte une mesure facile des mobilités  $k_1$  et  $k_2$ .

J'ai appliqué cette méthode à l'air sous diverses pressions et au gaz carbonique. Je la crois plus précise que toutes celles employées jusqu'ici pour la mesure des mobilités.

Elle a en particulier l'avantage d'éliminer la répartition initiale des ions, de mesurer directement le temps mis par ceux-ci pour parcourir une distance connue, et enfin de ne faire intervenir qu'une petite masse de gaz, maintenue immobile et dont on peut faire varier à volonté la température et la pression.

J'ai eu pour but principal, au cours de ce travail, d'obtenir des vérifications expérimentales nouvelles de la théorie des ions. Je me propose, dans un travail ultérieur, d'étendre à des gaz variés, dans des conditions variées de température et de pression, l'application des méthodes décrites ici.

Il y a surtout un intérêt considérable à varier la température et à chercher comment elle influe sur l'agglomération moléculaire qui constitue l'ion dans les gaz conducteurs.