

RECHERCHES SUR LES GAZ IONISÉS.

I. Je me propose de donner d'abord quelques indications théoriques au sujet des méthodes qui m'ont permis d'apporter de nouvelles confirmations expérimentales à la théorie de l'ionisation des gaz.

Des travaux importants, principalement ceux des physiciens de l'école du Professeur J.-J. Thomson, ont montré que l'on représente très bien tous les faits relatifs à la conductibilité électrique acquise par les gaz sous l'action des radiations nouvelles, en admettant que la radiation produit dans le gaz des nombres égaux de centres chargés, les uns positivement, les autres négativement. Ces centres possèdent chacun une charge égale en valeur absolue à celle que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, et s'entourent par attraction électrostatique, si la pression du gaz est suffisante, 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, et leur déplacement d'ensemble est nul en l'absence d'un champ électrique, en réservant ce qui est dû à la diffusion. Si l'on crée un champ H , ce déplacement s'effectue avec une vitesse $k_1 H$ dans le sens des lignes de force pour les ions positifs et $k_2 H$ en sens inverse pour les ions négatifs.

Les coefficients k_1 et k_2 , auxquels nous donnerons le nom de *mobilités*, sont généralement différents.

Si la pression ne descend pas au-dessous de quelques millimètres de mercure, le déplacement des ions sous l'action du champ se produit sans que leurs chocs contre les molécules du gaz créent de nouveaux centres chargés; mais les ions positifs et négatifs peuvent se recombinaison au moment de leurs collisions.

Il est naturel d'admettre avec J.-J. Thomson, pour cette recombinaison, une loi analogue à la loi d'action de masse de Guldberg et Waage : la quantité d'électricité recombinaison par unité de volume et par unité de temps est proportionnelle au produit des densités en volume p et n des charges portées par les ions positifs et négatifs

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = -\alpha pn,$$

α étant le *coefficient de recombinaison*. Je préciserai plus loin la signification de cette loi.

II. Dans cette théorie, les quantités k_1 , k_2 et α doivent être des constantes pour un gaz donné, dans des conditions données de température et de pression. Il en est de même du rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}.$$

Or, la méthode suivante m'a permis une mesure expérimentale directe et précise de ce rapport ε , et m'a fourni des valeurs effectivement constantes dans des conditions d'expérience très variées.

Entre une lame métallique AB munie d'un anneau de garde et une lame parallèle CD en aluminium, on établit dans le gaz un champ H qui nécessite sur chacune des lames une densité superficielle

$$\sigma = \frac{H}{4\pi}$$

Les rayons de Röntgen provenant d'une seule décharge d'une bobine dans un tube de Crookes traversent la lame CD et, en un temps très court, libèrent dans le gaz, par unité de surface des lames, des quantités d'électricité positive et négative égales à Q_0 . Ces charges vont se mouvoir en sens inverses dans le champ, les ions d'un signe filtrant en quelque sorte au travers des ions de signe contraire. Une recombinaison partielle aura lieu, d'autant plus importante que le champ sera plus faible, c'est-à-dire que la durée de la filtration sera plus grande. La lame AB recueillera donc, par unité de surface, une quantité Q , inférieure à Q_0 et tendant vers cette valeur à mesure que le champ augmente.

La théorie montre que, si Q_0 est assez faible pour que la présence des charges dans le gaz ne modifie pas sensiblement le champ H, la quantité recombinaison ne dépend pas de la répartition initiale de l'ionisation entre les lames, et l'on a

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon Q_0} \log \left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma} \right)$$

ε se déduira de la mesure des rapports $\frac{Q}{Q_0}$ et $\frac{\sigma}{Q_0}$. J'indiquerai ultérieurement comment j'ai pu réaliser cette méthode de mesure.

III. En dehors de la confirmation résultant de la constance du rapport ε , j'ai pu en obtenir une autre en déduisant de la théorie des ions une signification importante de ce rapport.

J'ai calculé dans ce but le nombre des collisions entre les ions positifs et négatifs : il est naturel d'admettre qu'elles sont dues exclusivement, en l'absence de poussières, à l'attraction des charges opposées. En effet, la distance moyenne des ions est toujours très grande par rapport à celle des molécules du gaz (au moins 10.000 fois plus grande aux pressions ordinaires) et, s'ils ne s'attiraient pas, leurs collisions seraient plus de 10^9 fois moins nombreuses qu'elles ne sont réellement.

Il en résulte aussi que deux ions de signes contraires, même très rapprochés par rapport à leur distance moyenne, se meuvent sous l'influence de leur attraction avec la même *mobilité* que dans le champ H. Si P et N sont les nombres d'ions positifs et négatifs par unité de volume, e la charge de chaque ion, on obtient facilement pour le nombre de collisions par unité de volume pendant le temps dt

$$4\pi (k_1 + k_2) PNe^2 dt.$$

Si chaque collision était suivie d'une recombinaison, on aurait, pour la quantité recombinaisonnée

$$4\pi (k_1 + k_2) PNe^2 dt = 4\pi (k_1 + k_2) pn dt.$$

d'où

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi (k_1 + k_2) pn.$$

Le rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}$$

représente donc le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre des ions de signes contraires. Il doit, si la théorie est exacte, rester toujours inférieur à l'unité et s'en rapprocher vraisemblablement d'autant plus que la mobilité des ions est plus faible.

L'expérience confirme ces prévisions.

J'ai réalisé également une méthode nouvelle de détermination des mobilités k_1 et k_2 dans des limites de pression très étendues et pour différents gaz. La connaissance de ε permet d'en déduire la valeur absolue du coefficient α .

(17 février 1902.)