

# Introduction

Objektyp: **Chapter**

Zeitschrift: **Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **8 (1944-1946)**

Heft 1

PDF erstellt am: **22.07.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

**Recherches sur**  
**Les écoulements gazeux ionisés unipolaires**  
et  
**Méthode de détermination des dimensions des ions**

Etude de physique théorique et expérimentale

PAR

*Gustave JOYET*

INTRODUCTION

Dans les régions inférieures de l'atmosphère, les divers rayonnements électromagnétiques et corpusculaires issus des éléments radioactifs du sol et de l'atmosphère, ainsi que de la radiation cosmique, arrachent constamment des électrons aux atomes des molécules d'air. Les ions positifs ainsi formés, dont la charge positive est égale en valeur absolue à celle de l'électron, ne restent pas longtemps monomoléculaires. En un temps très court — une fraction de seconde — l'énorme fréquence des chocs moléculaires les amène à heurter des molécules de tous les gaz qui constituent l'air ambiant. Ils captent certaines de ces molécules, par un processus qui n'est pas encore connu, pour former des édifices polymoléculaires, stables ou instables, les ions positifs légers.

L'électron libéré par la formation de l'ion positif ne reste pas libre non plus. Au cours des chocs moléculaires il se fixera d'une façon élective sur l'une des molécules douées d'électroaffinité pour l'électron, l'oxygène ou la vapeur d'eau probablement (M. LAPORTE<sup>1</sup>, M. A. DA SILVA<sup>2</sup>). Il ne se fixera pas sur l'azote ou l'un des gaz rares dont les couches électroniques périphériques sont complètes. H. SCHILLING<sup>3</sup> et M. A. DA SILVA<sup>2</sup> ont en effet montré expérimentalement que l'électron reste libre dans l'azote et l'argon purs. L'ion monomoléculaire négatif, comme le positif, constitue immédiatement un édifice

<sup>1</sup> Cf. bibliographie à la fin de l'étude.

polymoléculaire en s'agrégeant des molécules neutres pour constituer ainsi l'ion négatif léger.

S'il y a symétrie entre les ions des deux signes quant à leur mode de passage de l'ion transitoire mono- à l'ion polymoléculaire, il n'y en a plus pour le phénomène primitif de constitution de l'ion monomoléculaire. L'ion positif monomoléculaire pourra se constituer à partir de l'un quelconque des gaz de l'air, avec une fréquence qui sera à peu près proportionnelle à la concentration de ces gaz, tandis que la nature chimique de l'ion négatif monomoléculaire sera réglée par l'affinité de l'électron.

Un très grand nombre d'expérimentateurs (J. ZELENY, P. LANGEVIN, J.-J. NOLAN, H. SCHILLING, M. LAPORTE, DA SILVA, N.-E. BRADBURY) ont cherché à déterminer les dimensions des ions légers dans l'air ou dans les gaz par l'étude du déplacement des ions dans un champ électrique uniforme. Entre deux chocs consécutifs, l'ion est soumis à une force constante, proportionnelle à sa charge et au champ, qui lui confère un mouvement parabolique ou rectiligne uniformément accéléré ou retardé, suivant que la vitesse initiale est de direction différente ou parallèle relativement à celle du champ. L'énergie cinétique de l'ion est donc modifiée par le travail du champ entre deux chocs, et ce d'autant plus que le libre parcours de l'ion est plus élevé, c'est-à-dire que la pression est plus basse.

Pour des champs faibles, des pressions et des températures moyennes, le choc d'un ion contre une molécule n'en provoque pas l'ionisation ou l'excitation. Le choc peut être considéré comme parfaitement élastique, et la perte d'énergie que l'ion incident subit est évaluée par le calcul des percussions entre sphères élastiques. Ce calcul exprime que les quantités de mouvement et l'énergie totales sont conservées par les chocs.

Au cours de son parcours discontinu et désordonné au sein du gaz, l'ion est donc assujéti à deux sortes de mouvements dont la combinaison donne le mouvement réel: Le mouvement dû à l'agitation moléculaire d'une part, isotrope en direction, avec répartition des vitesses en grandeur selon la loi de MAXWELL. Le mouvement dirigé dû au champ électrique, d'autre part, qui augmente l'énergie cinétique pendant les libres parcours successifs. Quand l'augmentation d'énergie due au champ est en moyenne compensée par la perte moyenne d'énergie durant les chocs, un régime de distribution stable des vitesses s'établit.

L'étude détaillée en a été effectuée par P. LENARD<sup>4</sup> et l'a conduit à des formules de la forme

$$u = \frac{E e}{d \pi \sigma^2 v} f(\mu)$$

pour la valeur de la vitesse moyenne uniforme  $u$  que les ions prennent dans le champ  $E$ . Cette vitesse est donc proportionnelle au champ et inversement proportionnelle à la densité  $d$  du gaz. Elle dépend de la somme  $\sigma$  des rayons de l'ion et des molécules du gaz, de la vitesse moyenne  $v$  de ces mêmes molécules et d'une fonction de

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{m'}{m}}$$

définie dans chaque cas par le genre de chocs envisagés.  $m'$  et  $m$  sont respectivement les masses des molécules gazeuses et des ions considérés.

Ce sont ces formules de LENARD qui ont permis aux expérimentateurs, en partant de la détermination expérimentale de la mobilité des ions — c'est-à-dire de la vitesse de déplacement de ceux-ci dans un champ électrique uniforme unité — de calculer les dimensions des édifices ioniques.

Les ions légers dans l'air sont ainsi des édifices formés de 4 à 5 molécules pour H. SCHILLING<sup>3</sup>, de moins de 6 molécules pour L.-B. LOEB<sup>5</sup>, de 1 à 2 molécules pour H.-A. ERIKSON<sup>6</sup>, de plusieurs molécules pour M. LAPORTE<sup>1</sup>.

Ce sont également les déterminations comparatives des mobilités dans différents gaz qui ont permis à H. SCHILLING<sup>3</sup>, M. LAPORTE<sup>1</sup> de rejeter l'hypothèse d'une polarisation électrostatique des molécules neutres dans le champ des particules chargées. Cette hypothèse, formulée au début du siècle par P. LANGEVIN<sup>7</sup>, l'avait conduit à définir une force d'attraction électrostatique à distance entre les ions et les molécules, force variant en raison inverse de la cinquième puissance de la distance. Son existence avait pour effet d'augmenter le rayon apparent des molécules en incurvant les trajectoires et en réduisant les libres parcours. On en déduisait des édifices ioniques monomoléculaires.

\* \* \*

Dans l'air, au cours de l'agitation moléculaire, les ions légers sont amenés à rencontrer, soit des ions de signes contraires, soit des particules neutres de grandes dimensions en suspension. De là deux sources de disparition des ions légers: la recombinaison et la formation d'ions lourds.

Par la recombinaison, il arrive qu'au cours d'un certain nombre de rencontres d'ions de signes opposés — la probabilité du phénomène est inférieure à un\*) — l'ion positif capte l'électron supplémentaire de l'ion négatif. L'énergie d'ionisation est ainsi libérée sous forme de rayonnement, ou sous forme d'augmentation de l'énergie cinétique des particules neutralisées, ou sous l'une et l'autre formes simultanément.

L'association des ions légers aux particules neutres (noyaux de condensation, poussières hygroscopiques, gouttelettes d'eau) en suspension dans l'air, donne naissance aux ions lourds de LANGEVIN dont la mobilité est mille fois plus faible en moyenne que celle des ions légers. Comme leur probabilité de recombinaison entre eux est négligeable, ils ne sont amenés à être neutralisés que par la rencontre plus fréquente d'un ion léger de signe opposé.

Si  $n$  et  $N$  sont les nombres de paires d'ions légers et lourds que l'on trouve dans l'unité de volume du gaz,  $N_0$  le nombre de noyaux neutres,  $q$  la production de paires d'ions légers par unité de temps et de volume,  $\alpha$ ,  $\eta_1$  et  $\eta_2$  les coefficients de recombinaison respectivement entre ions légers, entre ions légers et lourds, entre ions légers et noyaux,

$$q = \alpha n^2 + \eta_1 n N + \eta_2 n N_0$$

exprime l'équilibre qui s'établit entre la production et la disparition des ions légers. En régime d'équilibre permanent,  $n$  et  $N$  sont fixes, et pour les ions lourds, la production est constamment compensée par la recombinaison,

$$\eta_2 n N_0 = \eta_1 n N$$

A l'aide du compteur de noyaux d'AITKEN on a mesuré le nombre total de noyaux  $N_0 + 2N$  et le nombre  $N_0$  de noyaux neutres. On en a tiré la valeur du rapport  $\frac{N_0}{N} = \frac{\eta_1}{\eta_2}$  dont les valeurs varient beaucoup avec les expérimentateurs, mais sont toujours plus grandes que un (J.-J. NOLAN, R.-K. BOYLAN, G.-P. DE SACHY<sup>8</sup>, O.-W. TORRESON et G.-R. WAIT<sup>9</sup>, O. THELLIER<sup>10</sup>). L'attraction électrostatique a donc, comme on pouvait s'y attendre, augmenté le coefficient de recombinaison  $\eta_1$  — c'est-à-dire la probabilité d'adhésion — entre particules chargées de signes contraires, relativement à la pro-

\*) ST. MEYER u. E. SCHWEIDLER, dans *Radioaktivität*, IV, 2, indiquent 0,4.

babilité d'adhésion  $\eta_2$  entre un noyau neutre et un ion léger. J.-J. NOLAN<sup>8</sup> et ses collaborateurs ont par ailleurs vérifié expérimentalement, à la précision de leurs expériences près, que la charge de l'ion lourd était égale en valeur absolue à celle de l'électron ( $0,95 e$ ). Puisque l'ion lourd vient de l'ion léger, ce résultat constitue une confirmation indirecte, quoique moins précise, des déterminations antérieures de la charge de l'ion léger, égale elle aussi à celle de l'électron. Déterminations de J.-J. THOMSON et de ASTON par la déviation des rayons canaux, de TOWNSEND par le rapport entre la mobilité et le coefficient de diffusion des ions, de C. T. R. et H.-A. WILSON par la chute des noyaux de condensation dans un champ électrique vertical, etc.

Ces résultats expérimentaux ne signifient pas qu'il ne puisse pas se présenter d'ions avec des charges doubles ou même triples de la charge élémentaire. Mais la concentration des ions au sein des molécules neutres est généralement si faible ( $10^{-14}$  à  $10^{-17}$ ), leur vie moyenne de l'ordre de la minute si courte, que la probabilité d'une seconde ou d'une troisième ionisation d'un même ion est extraordinairement réduite. H. ISRAËL<sup>11</sup> admet pourtant l'existence d'ions lourds avec deux charges élémentaires, lorsque la densité des noyaux est faible.

\* \* \*

Dans le voisinage immédiat d'une paroi, les ions sont attirés par la charge de signe contraire qui constitue leur image électrique relativement à cette paroi. Ils sont adsorbés par la paroi et s'y déchargent si celle-ci est conductrice, y restent chargés si celle-ci est isolante.

Il semble qu'il puisse y avoir émission d'électrons, lorsque des ions positifs heurtent une paroi métallique, par la libération de l'énergie d'ionisation de l'ion qui est neutralisé. Cette énergie servirait non seulement à l'extraction de l'électron de neutralisation du métal, mais encore à l'extraction d'un électron supplémentaire qui serait émis par la paroi. L'émission, difficile à mesurer, de ces électrons « secondaires » doit être très faible (M. LAPORTE<sup>12</sup>, chap. IV et V).

En première approximation, le nombre de charges électriques élémentaires fixées sur une surface métallique par un bombardement ionique, peut donc être considéré comme égal au nombre de chocs des ions contre cette surface. Ceci dans des conditions ordinaires, les pressions très basses et les champs intenses étant exceptés.

\* \* \*



L'exposé qui précède nous permet maintenant de définir le but de notre travail et de situer celui-ci.

Nous avons tout d'abord tenté et réussi la séparation des ions légers dans un écoulement d'air ionisé de vitesse uniforme, en lui superposant un champ électrique parallèle, également uniforme. Nous obtenions ainsi, à l'aval du champ, un écoulement gazeux porteur d'ions légers d'un seul signe, positif ou négatif. Un tel écoulement d'ions a été appelé « unipolaire » par F. DESSAUER<sup>13</sup> et ses élèves.

Ayant observé que l'écoulement unipolaire perd assez rapidement ses charges lorsqu'il s'effectue en l'absence de source ionisante importante, nous nous sommes demandé, si l'étude de cette déperdition ne pourrait pas être utilisée pour déterminer, par une méthode nouvelle, les dimensions des particules chargées.

Pour nous placer dans des conditions bien définies, nous avons considéré un écoulement gazeux laminaire dans un tube cylindrique métallique de section circulaire. Au cours de l'agitation moléculaire, des ions sont sans cesse amenés à heurter la paroi métallique et à s'y décharger. Cela crée radialement des différences de densités ioniques, les densités allant en décroissant de l'axe à la paroi. Ce gradient radial engendre un mouvement général de migration des ions vers la paroi que nous appellerons *diffusion gazeuse* des particules chargées.

Un second phénomène se superpose à la diffusion gazeuse des ions. La charge d'espace due aux particules d'un seul signe crée un champ électrique radial qui entraîne également les ions vers la périphérie. Ce mouvement de diffusion des ions au travers des molécules neutres s'ajoute au précédent : c'est la *diffusion électrique* — terme adopté par F. DESSAUER<sup>13</sup> et N. WOŁODKEWITSCH<sup>14</sup> pour distinguer ce second phénomène du premier.

La décroissance des densités ioniques n'est pas seulement radiale, mais encore axiale, dans le sens de l'écoulement. Il faut donc aussi considérer les diffusions gazeuse et électrique axiales.

Si l'on dispose à l'origine de l'écoulement une source d'ionisation constante, les ions qui diffusent vers les parois sont sans cesse remplacés par l'apport de charges dû au mouvement du gaz. Pour une vitesse fixe, il s'établit dans tout l'écoulement une distribution permanente des densités.

Nous avons établi l'expression mathématique de cette distribution à l'aide des données de la théorie cinétique des gaz, en considérant les particules chargées comme les molécules

d'un gaz très dilué dans un autre. Si l'on tient compte, au cours du calcul, de la diffusion électrique, on rencontre des difficultés mathématiques que nous n'avons pas pu surmonter. Comme l'expérience montre que le rôle de la diffusion électrique est important avec des densités ioniques élevées, nous avons résolu expérimentalement la difficulté, par un passage à la limite vers les densités basses, ne tenant compte, dans le calcul, que de la diffusion gazeuse des ions.

L'expression analytique de la densité ionique moyenne dans une section — la grandeur qui est accessible à la mesure — montre que celle-ci décroît selon une fonction exponentielle dans la direction de l'écoulement. Le coefficient d'affaiblissement de l'exponentielle dépend de plusieurs grandeurs fixées par l'expérience, et en outre, de la masse et du rayon des particules chargées. L'observation expérimentale du coefficient d'affaiblissement va donc nous permettre de déterminer ces deux grandeurs, la masse et le rayon d'un ion. Il y a deux inconnues, comme dans les formules de LENARD.

Nous verrons que cette méthode, que nous avons appliquée à la détermination des dimensions des ions légers dans l'air, conduit à des résultats comparables à ceux qui sont issus des mesures de mobilités.

Nous décrirons successivement dans cet exposé, la méthode adoptée pour la mesure des densités ioniques, et les dispositifs de production et de séparation des ions.

Nous développerons l'équation de distribution des densités ioniques dans un écoulement gazeux unipolaire, en examinant tout particulièrement le rôle du coefficient d'affaiblissement exponentiel.

Le dispositif expérimental qui permet de déterminer le coefficient d'affaiblissement dans des conditions variées de vitesse d'écoulement, de densités ioniques, de teneur en vapeur d'eau sera ensuite décrit.

Nous exposerons, enfin, les résultats des mesures relatives aux ions légers de l'air, et les conclusions qu'on en peut tirer.

Pour les constantes physiques fondamentales utilisées, nous avons adopté les valeurs suivantes:

Charge de l'électron	$e = 4,802_5 \cdot 10^{-10}$ él.
	stat. c. g. s.
Constante de BOLTZMANN	$k = 1,380 \cdot 10^{-16}$ erg/ $^{\circ}$ C
Nombre d'AVOGADRO (LOSSCHMIDT)	$N = 6,023 \cdot 10^{23}$ g $^{-1}$
Vol. de la molécule-gramme à 0 $^{\circ}$ et 1 Atm.	$= 22,41 \cdot 10^3$ cm $^3$