



HAL
open science

Sur la loi de répartition des mobilités des gros ions

H. Le Boiteux, Ouang Te Tchao

► **To cite this version:**

H. Le Boiteux, Ouang Te Tchao. Sur la loi de répartition des mobilités des gros ions. Journal de Physique et le Radium, 1938, 9 (11), pp.501-504. 10.1051/jphysrad:01938009011050100 . jpa-00233624

HAL Id: jpa-00233624

<https://hal.science/jpa-00233624>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SUR LA LOI DE RÉPARTITION DES MOBILITÉS DES GROS IONS

Par MM. H. LE BOITEUX et OUANG TE TCHAO.

Sommaire. — Une nouvelle méthode reposant sur l'examen ultramicroscopique des trajectoires suivies par les ions soumis à un champ électrique alternatif a été utilisée pour déterminer la loi de répartition des mobilités des gros ions produits dans une fumée. Le résultat montre l'existence d'une valeur la plus probable voisine de $3,6 \cdot 10^{-5}$ cm par seconde, par volt centimètre.

L'application de la formule de Stokes-Commingham à ces résultats permet d'atteindre la valeur du rayon des particules. Le rayon le plus probable a été trouvé voisin de $2,10^{-5}$ cm en accord avec les valeurs trouvées par d'autres auteurs pour diverses particules en suspension.

Introduction. — L'étude de la loi de répartition des mobilités dans les milieux ionisés et particulièrement dans l'air a été entreprise la première fois par M. Langevin ⁽¹⁾ en 1905.

L'expérience montre que les mobilités se répartissent suivant une loi présentant deux maxima. Le premier correspond aux ions normaux formés dans l'air et reçoit une explication satisfaisante par la libération de charges élémentaires sous l'influence de l'agent ionisant.

L'autre maximum de la courbe correspond à une mobilité beaucoup plus faible et a conduit M. Langevin à la découverte des gros ions atmosphériques de masse élevée.

Leur origine peut être trouvée dans la condensation de la vapeur d'eau sur les ions primitivement formés qui servent de germes.

L'application des lois de la thermodynamique montre l'influence d'un centre électrisé sur la tension de vapeur et rend compte de cette condensation. Elle permet également de prévoir l'existence d'un rayon d'équilibre correspondant précisément à la mobilité mesurée.

De nombreux auteurs ont effectué des travaux sur ce sujet et les résultats se sont montrés en parfaite concordance avec les prévisions théoriques, Citons notamment : E. Bloch ⁽²⁾, M. de Broglie ⁽³⁾, Erikson ⁽⁴⁾, Laporte ⁽⁵⁾ et Chapman ⁽⁶⁾.

Nous nous sommes proposé de reprendre des déterminations analogues sur les ions formés dans les milieux constitués par les fumées résultant de la combustion de certaines substances dans le but de rechercher si la loi de répartition des mobilités présente également un maximum et dans le but aussi d'étudier les dimensions des particules en suspension.

Il convenait de choisir un produit dont la combustion soit suffisamment régulière pour fournir une fumée homogène.

Nous nous sommes adressés à un parfum chinois dont l'un d'entre nous ⁽⁷⁾ s'était déjà servi pour des déterminations reposant sur d'autres méthodes générales.

La faible mobilité des ions dont il s'agit se prête mal aux déterminations par les méthodes classiques et nous avons été conduits à imaginer un procédé

différent reposant sur l'examen ultramicroscopique des trajectoires suivies par les ions en présence d'un champ électrique alternatif, examen rendu possible par les fortes dimensions des particules.

Méthode utilisée. Théorie du phénomène. — Supposons qu'une particule de masse m portant une charge q en suspension dans un gaz soit soumise à l'action d'un champ électrique alternatif.

$$h = h_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

dirigé suivant l'axe x .

La loi du mouvement s'écrit

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = qh_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

si R est le coefficient de résistance au mouvement supposée proportionnelle à la vitesse.

Les autres actions (pesanteur, etc.) étant supposées négligeables devant celle du champ, le mouvement a lieu suivant l'axe des x .

La résolution de l'équation ⁽¹⁾ donne pour la variation de l'abscisse x en fonction du temps : a) un régime transitoire s'amortissant rapidement et b) un régime permanent qui seul nous intéresse.

Pour ce dernier posons :

$$x = X_0 \sin(\omega t + \varphi + \delta) \quad (2)$$

ou sous forme imaginaire

$$x = X_0 e^{(\varphi + \delta)j} \quad (3)$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \omega j X_0 e^{(\varphi + \delta)j} \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= -\omega^2 X_0 e^{(\varphi + \delta)j} \end{aligned}$$

et en reportant dans ⁽¹⁾,

$$-m\omega^2 X_0 e^{\delta j} + jR\omega X_0 e^{\delta j} = qh_0 \quad (4)$$

D'où enfin

$$X_0 \sqrt{R^2 \omega^2 + \omega^4 m^2} e^{\delta j} e^{\delta j} = qh_0$$

avec

$$\text{tg } \psi = \frac{R}{\omega m}$$

Il en résulte les valeurs cherchées

$$X_0 = \frac{qh_0}{\sqrt{\omega^2 R^2 + \omega^4 m^2}} \quad \text{tg } \delta = - \text{tg } \psi = - \frac{R}{\omega m}.$$

Le mouvement de la particule après un temps suffisant d'établissement du champ pour que le régime transitoire puisse être négligé est donc régi par la loi

$$x = \frac{qh_0}{\omega \sqrt{R^2 + \omega^2 m^2}} \sin(\omega t + \varphi + \delta). \quad (5)$$

Autrement dit, la particule doit exécuter un mouvement vibratoire rectiligne de pulsation ω et d'amplitude

$$\frac{qh_0}{\omega \sqrt{R^2 + \omega^2 m^2}}.$$

Relions maintenant les coefficients utilisés ici à la mobilité telle qu'elle est habituellement définie.

Si la particule est soumise à l'action d'un champ continu et uniforme l'équation du mouvement devient :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = qh, \quad (6)$$

c'est-à-dire qu'il apparaît : un régime transitoire à vitesse variable suivi d'un régime permanent pour lequel la vitesse est constante

$$\frac{dx}{dt} = \frac{q}{R} h. \quad (7)$$

On appelle ordinairement mobilité γ le coefficient de proportionnalité de la vitesse au champ en régime permanent en sorte que

$$\gamma = \frac{q}{R}. \quad (8)$$

Dans nos expériences la masse m est de l'ordre de 10^{-15} g, la pulsation $\omega = 300$ et le terme $\omega^2 m^2$ est de l'ordre de 10^{-25} .

Quant à $R = \frac{\gamma}{q}$ il est de l'ordre de 10^{-5} en sorte que $\omega^2 m^2 \ll R^2$.

On peut donc avec une excellente approximation écrire

$$X_0 = \frac{qh_0}{\omega R} = \frac{\gamma h_0}{\omega}. \quad (9)$$

L'examen microscopique montrera le trajet des particules chargées sous la forme d'un élément de droite de longueur

$$l = 2 X_0 = 2 \frac{\gamma h_0}{\omega}$$

ou en appelant T la période correspondante au champ

$$l = \frac{\gamma h_0 T}{\pi}. \quad (10)$$

Connaissant h_0 et T la mesure de l permet d'atteindre la mobilité γ . Celle-ci étant faible, on aura intérêt à choisir h_0 aussi grand que possible et à utiliser un champ de fréquence basse.

Dispositif expérimental. — Les particules sont produites par la combustion lente d'un parfum chinois spécialement choisi et la fumée est recueillie dans une cuve parallélépipédique en verre dont deux faces opposées sont constituées par des plaques métalliques.

La cuve utilisée a une section de 2 cm \times 1 cm et une hauteur de 1 cm, elle est soigneusement lutée après remplissage.

Un transformateur permet d'appliquer entre les faces métalliques une tension alternative élevée qui crée entre elles un champ sensiblement homogène, au moins dans la région centrale de la cuve. Le primaire du transformateur est alimenté en courant à 50 p : sec.

La cuve est disposée sur un banc d'optique et éclairée à l'aide d'une lampe à arc de manière que les rayons lumineux convergent en un foyer situé sur le plan médian, l'axe du faisceau étant d'autre part parallèle aux deux faces métalliques.

Devant l'arc S se trouve une première lentille L donnant un faisceau parallèle. Ce dernier traverse une première cuve contenant de l'eau et destinée au refroidissement puis une seconde cuve remplie

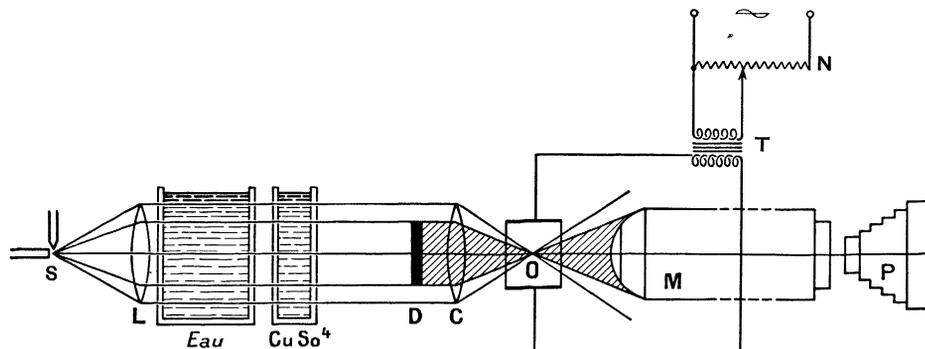


Fig. 1.

d'une solution de sulfate de cuivre utilisée comme filtre.

Une seconde lentille C transforme le faisceau parallèle en un faisceau convergent dont le foyer est situé au centre de la cuve O qui contient la fumée.

En avant de la lentille C on a disposé un diaphragme circulaire D qui occulte les rayons centraux de façon que seule la lumière diffusée par les particules en suspension puisse être recueillie au delà de la cuve O où se trouvent le microscope M et la chambre photographique P.

L'objectif du microscope doit avoir une ouverture telle qu'il soit tout entier dans le cône d'ombre produit par le diaphragme D.

Il ne reçoit par suite que la lumière diffusée par les particules (dispositif à champ noir).

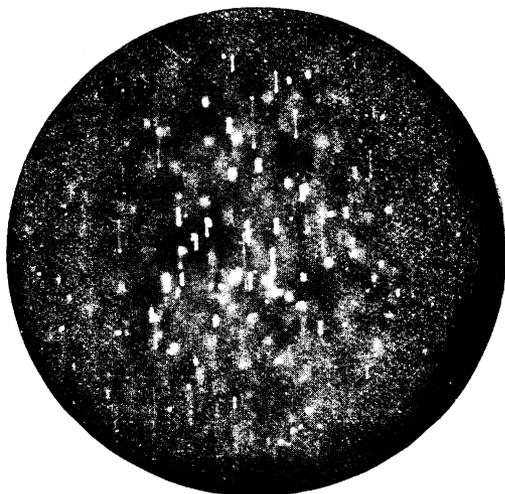


Fig. 2.

L'image étant mise au point sur l'écran de la chambre photographique, on voit nettement les particules en suspension soumises à un mouvement désordonné d'agitation thermique (mouvement Brownien).

Si la tension est appliquée aux bornes du transformateur T, on voit immédiatement un certain nombre de particules entrer en mouvement et décrire des éléments de droite, tandis que d'autres continuent à participer seulement au mouvement brownien (ce sont les particules non ionisées).

La photographie jointe montre l'aspect du phénomène. Elle est prise en faisant la mise au point sur le plan médian de la cuve et on y distingue nettement des particules neutres tandis que les traits sont les trajectoires suivies par les ions sous l'influence du champ.

Il suffit de faire un grand nombre de clichés analogues et de mesurer, au spectrophotomètre par exemple, la longueur d'un très grand nombre de trajectoires pour pouvoir tracer une courbe de répartition des mobilités.

Résultats. — Tenant compte du grossissement du dispositif optique et de la relation

$$\gamma = \frac{\pi l}{h_0 T}$$

on a pu ainsi tracer la courbe de répartition des mobilités ci-jointe (fig. 3).

Le champ électrique utilisé et qui peut être réglé par le potentiomètre N était de 4 250 V/cm.

La courbe montre l'existence d'une valeur la plus probable de la mobilité voisine de $3,6 \cdot 10^{-5}$ cm par sec par V/cm.

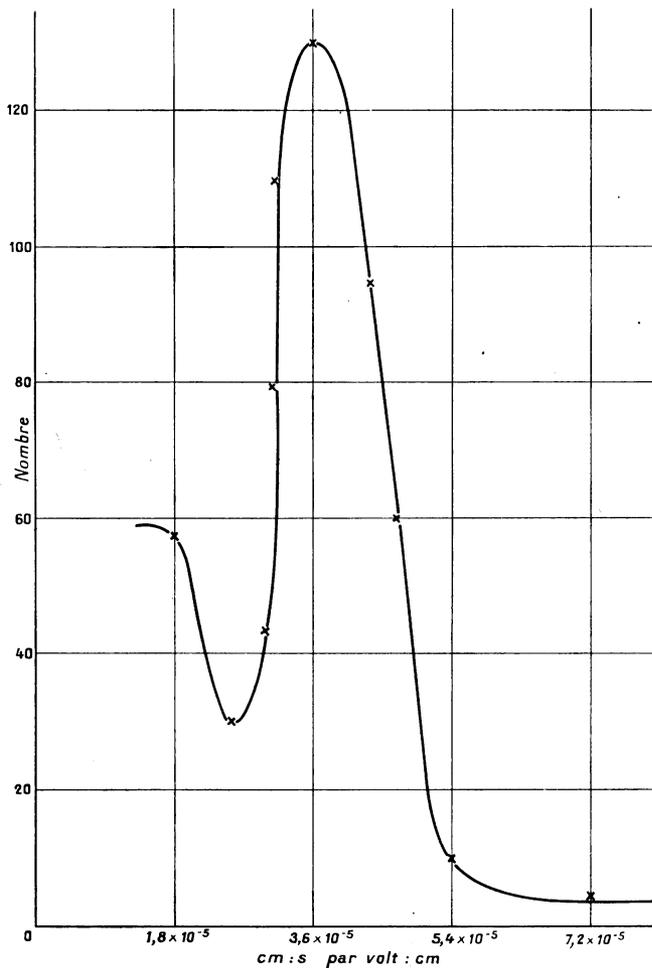


Fig. 3.

Répartition de la grosseur des particules. —

Il est possible de relier la mobilité au rayon des particules ionisées en utilisant une formule dérivée de celle de Stokes.

Rappelons que la vitesse V_0 de chute dans l'air d'une particule de rayon r sous l'influence de la pesanteur est donnée d'après les considérations de Stokes-Commingham par

$$V_0 = \frac{2r^2}{9\mu} (\zeta - \sigma) \left(1 + \frac{3\lambda}{2r} \right) g, \quad (11)$$

formule dans laquelle μ est la viscosité de l'air, λ le libre parcours moyen, ρ la densité du corps en suspension et σ celle de l'air.

D'autre part le libre parcours moyen λ peut s'écrire sous la forme $\lambda = \frac{k}{p}$ où p est la pression atmosphérique en millimètres de mercure et k une constante qui pour l'air est égale à 0,0075.

Millikan a montré, en outre, que le coefficient qui affecte le terme correctif $\frac{\lambda}{r}$ de la formule de Stokes doit être pris égal à 0,874 et non à 3/2. C'est la valeur de Millikan que nous adopterons.

La même relation régit la vitesse acquise par la particule dans un champ électrique en l'écrivant sous la forme :

$$V = \frac{2r^2}{9\mu} \left(1 + 0,874 \frac{k}{pr} \right) hq. \quad (12)$$

Tenant compte de la définition de la mobilité rappelée plus haut, on doit donc avoir

$$\gamma = \frac{2r^2}{9\mu} \left(1 + 0,874 \frac{k}{pr} \right) q. \quad (13)$$

Pour le coefficient μ de viscosité nous prendrons la valeur $\mu = 1,83 \cdot 10^{-4}$. En ce qui concerne la charge q , les travaux antérieurs de l'un de nous ont montré qu'elle est le plus souvent égale à la charge élémentaire $q = 4,7 \cdot 10^{-10}$ électrostatique C. G. S.

On peut donc relier directement la mobilité au rayon des gros ions et calculer ce dernier.

En reportant dans l'équation (13) les valeurs numériques indiquées et résolvant on obtient :

$$r = \frac{1 + \sqrt{1 + 7,5 \cdot 10^4 \gamma}}{4,3 \cdot 10^9 \cdot \gamma}.$$

On pourra ainsi tracer une courbe de répartition des rayons, déduite de celle des mobilités.

On trouve ainsi le rayon le plus probable qui dans nos mesures est voisin de $2,10 \cdot 10^{-5}$ cm.

Remarque. — Ce résultat montre que dans le cas des gros ions qui prennent naissance dans les fumées comme dans le cas des gros ions atmosphériques il existe un rayon privilégié plus probable que tous les autres.

L'explication doit très probablement être cherchée également dans l'existence d'un rayon d'équilibre résultant de l'influence de la charge sur le phénomène de condensation qui donne naissance aux gros ions.

La théorie thermodynamique proposée par M. Langevin dans le cas des ions atmosphériques doit s'appliquer ici mais une vérification quantitative ne pourrait être tentée qu'après une détermination précise des constituants que renferment les produits de la combustion.

Nous tenons à exprimer notre reconnaissance à M. P. Langevin dans le laboratoire duquel ce travail a été effectué, et qui nous a guidé de ses conseils avec la plus grande bienveillance.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) P. LANGEVIN. *Le Radium*, 1907, **4**, p. 218 ; *C. R.*, 1905, **140**, p. 232.
- (2) E. BLOCH. Thèse, *Ann. de chimie et Phys.*, 1905, **4**, p. 25.
- (3) M. DE BROGLIE. Thèse, *Ann. de chimie et Phys.*, 1909, **15**, p. 1.
- (4) ERICKSON. *Phys. Rev.*, 1924, **24**, 502.
- (5) LAPORTE. *Annales de Physique*, 1927, **8**, p. 466.
- (6) CHAPMAN. *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 184.
- (7) OUANG TE TCHAO. *C. R.*, 1936, 1937, 1938.

Manuscrit reçu le 21 juillet 1938.