Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 41 (1916)

Artikel: Preuve de l'identité des charges des ions gazeux et électrochimiques basée uniquement sur la loi des écarts

Autor: Schidlof, A. / Targonski, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742675

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 23.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

autres boutonnières d'importance secondaire. La hartzburzite est formée de pyroxène rhombique, d'olivine prédominante et de spinelles bruns. L'adjonction de pyroxène monochronique le fait passer aux lherzolites ; la disparition de l'enstatite à la dunite ; dans ce cas on voit apparaître un peu de chromite avec les spinelles. Il n'y a jamais de grandes masses de dunites franches encastrées dans les hartzburzites, mais de simples passages latéraux. Le gîte s'écarte complètement du type classique de l'Oural, la double ceinture pyroxénitique et gabbroïque fait défaut, et le gisement de la Ronda rappelle trait pour trait celui de Krebet-Salatin dans l'Oural du Nord, découvert en 1907 par M. Duparc. Les cours d'eau platinifères de la Ronda diffèrent aussi totalement de ceux de l'Oural, soit par leur disposition, soit par les alluvions. Les couches classiques de tourbe, retchnikis, et peskis riches de l'Oural font ici défaut, et le platine paraît assez régulièrement distribué dans toute l'épaisseur de la couche alluviale qui semble récente. Le platine est assez fortement roulé, présente certaines impressions analogues à celles que l'on voit sur les platines des pyroxènites et est en partie attirable à l'aimant (22 %). Il comprend tous les éléments des platines de l'Oural, osmium, iridium, palladium, etc.

A. Schidlof et A. Targonski. — *Preuve de l'identité des charges des ions gazeux et électrochimiques basée uniquement sur la loi des écarts.*

Dans une communication récente [1] nous avons montré que l'observation du mouvement brownien dans un gaz conduit à une valeur de la charge des ions gazeux qui s'accorde avec la valeur obtenue d'après d'autres méthodes plus précises. Nous avons reconnu depuis lors que la démonstration de ce fait peut-être mise sous une forme plus saisissante si l'on utilise d'une autre façon les résultats numériques des expériences.

On observe, comme l'on sait, le mouvement brownien des particules ultramicroscopiques en notant les différentes durées t_i qui s'écoulent pendant qu'une même particule parcourt, sous l'influence d'une force constante, toujours le même trajet de longueur L. Si l'on effectue un assez grand nombre de déterminations, la moyenne arithmétique $\bar{t}$ des durées observées sera sensiblement égale à la durée du parcours qu'on observerait si la particule n'était pas soumise aux fluctuations statistiques du mouvement brownien. La répartition des quantités $\frac{t_i - \bar{t}}{\sqrt{t_i}}$ pour une même par-

[1]) *C. R. de la Soc. de Phys.* Séance du 6 avril 1916.

ticule, observée dans des conditions invariables, doit obéir à la loi établie par M. E. Schrödinger [1].

Désignons par $\bar{t}$ la durée moyenne de chute de la particule, par $\bar{t'}$ sa durée moyenne d'ascension dans un champ électrique uniforme. Ce champ est établi, sous l'influence d'une différence de potentiel V volts, entre les deux plateaux d'un condensateur plan dont la distance est d. Soit en outre n le nombre des charges élémentaires que porte le petit corps, R la constante des gaz parfaits, T la température absolue à laquelle se font les observations, N le nombre d'Avogadro et $\overline{\lambda^2}$ le carré moyen du déplacement brownien par seconde; on a les formules :

$$(1)\quad \frac{300\,d}{neV}\left(\frac{L}{\bar{t}}+\frac{L}{\bar{t'}}\right)=\frac{2RT}{N}\,\overline{\lambda^2}\,, \qquad (2)\quad \overline{\lambda^2}=\frac{1}{m}\frac{L^2}{\bar{t}^2}\sum_1^m\frac{(t_i-\bar{t})^2}{t_i}\,;$$

m représente le nombre des observations faites avec une même particule, le trajet L restant constant. Le nombre m est ordinairement trop restreint pour permettre l'application des lois des grands nombres, mais l'ensemble des résultats obtenus avec des particules quelconques dans n'importe quel gaz et à n'importe quelle pression obéit à la même loi de répartition si l'on considère la quantité :

$$(3)\qquad x=\sqrt{\frac{Lt'Vn}{\bar{t}(\bar{t}+\bar{t'})}}\,\frac{t_i-\bar{t}}{\sqrt{t_i}}\,.$$

On peut calculer le carré moyen de cette quantité x d'après la loi de Gauss, en ce sens que le nombre moyen μ des observations pour lesquelles x est compris entre certaines limites $+x_1$ et $+x_2$ est exprimé par l'intégrale : [2]

$$(4)\qquad \mu=\frac{M}{\alpha\sqrt{\pi}}\int_{x_1}^{x_2}e^{-\frac{x^2}{\alpha^2}}dx\,,$$

M étant le nombre total des observations et α une constante proportionnelle à la racine carrée du carré moyen de x :

$$(5)\qquad \alpha=\sqrt{2\overline{x^2}}\,.$$

On voit du reste facilement en utilisant les formules (1) (2) et (3) qu'on doit avoir :

$$(6)\qquad \overline{x^2}=\frac{600RT\,d}{Ne}\,.$$

[1]) *Phys. Zeitschr.*, **16**, 1915, p. 289.

[2]) La démonstration complète du mode de calcul sera donnée ultérieurement. La formule (4) n'est qu'une formule approchée, mais suffisamment précise vu les conditions de nos expériences.

Or si toutes les charges portées par les différentes particules sont vraiment des multiples entiers d'une charge élémentaire unique e *on doit avoir*

$$Ne = E = 2{,}895 \times 10^{14} \text{ unités électrostat.},$$

E étant la charge de l'ion électrolytique monovalent.

La « valeur probable » de x doit donc être d'après l'hypothèse énoncée ci-dessus :

$$\eta = 0{,}6745 \sqrt{\frac{600\mathrm{RT}\,d}{\mathrm{E}}}, \tag{7}$$

Les seules grandeurs dépendant des conditions expérimentales qui entrent dans cette formule sont : la distance des plateaux du condensateur d (dans nos expériences 0,5 cm) et la température absolue T. La première de ces quantités est connue avec une précision de 0,2 % au moins, la seconde peut être supposée constante, dans nos expériences, à 1 ou 2 % près. Nous avons calculé η en prenant : $R = 8{,}32 \times 10^7$; $T = 293°$, ce qui fournit

$$\eta = 0{,}1072 .$$

Voici maintenant un tableau permettant de comparer les répartitions théoriques et observées pour l'ensemble des 2989 observations (particules d'huile, d'étain et de cadmium) signalées dans notre précédente communication.

$\frac{x}{\eta}$	μ_{calc}	μ_{moy}
0,56	439,2	416
1,12	381,9	396,5
1,68	288,2	268
2,24	188,9	202
2,80	107,8	104,5
3,36	53,2	66
3,92	23,0	23,5
4,48	8,5	12
5,04	2,9	2

L'accord obtenu est très bon si l'on tient compte des difficultés expérimentales, des variations inévitables de la température et de la précision limitée des mesures. Cette nouvelle vérification basée uniquement sur la loi des écarts confirme donc pleinement les conclusions présentées dans notre communication précédente.

Elle nous semble fournir une preuve en quelque sorte objective et particulièrement concluante de l'identité absolue des charges des ions gazeux et électrochimiques.