

Remarque sur le mode d'évaluation du libre parcours moyen des centres électrisés dans un mélange de gaz, et son application à la théorie de la rotation de la décharge

Autor(en): **Guye, C.-E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **8 (1926)**

PDF erstellt am: **15.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742424>

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.

La condition du potentiel explosif correspond au cas (Y) — (Z) = 0; elle est très complexe et pour la discuter utilement, il conviendrait de connaître les valeurs numériques des α et des β . Toutefois, si les diamètres des deux sortes d'ions positifs sont les mêmes (c'est approximativement le cas pour l'air, les diamètres des molécules d'azote et d'oxygène étant respectivement 3.27 et 3.19×10^{-8} cm et si le potentiel d'ionisation correspondant à une sorte de molécules est indépendant de la nature de l'ion positif choquant, la condition de la décharge et du potentiel explosif reprend la forme qu'elle a pour les gaz purs $\alpha = \beta e^{\alpha(\alpha-\beta)}$ avec $\alpha = \alpha_{0,1} + \alpha_{0,2}$ et $\beta = \beta_{1,1} + \beta_{2,2}$.

Elle peut être alors exprimée par les seules propriétés des deux gaz constituant le mélange, car on a $\beta_{1,2} = \beta_{2,2}$ et $\beta_{2,1} = \beta_{1,1}$.

Il convient de remarquer également que dans les gaz purs, l'équation différentielle qui permet de résoudre le problème est du premier ordre, tandis qu'elle est du deuxième ordre dans les mélanges de deux gaz (équation 4). La solution apériodique de cette dernière équation semble bien correspondre au phénomène observé. Mais on peut se demander alors si la seconde solution, celle où les racines de l'équation caractéristique sont imaginaires, correspond à un phénomène physique possible et compatible avec la condition $n + p_1 + p_2 = c$, qui résulte des équations (1), (2), (3). Dans ce cas, le nombre n des électrons qui traverseraient une section dans une seconde a le caractère d'une fonction périodique amortie de l'abscisse x . Y a-t-il entre cette solution et le phénomène des strates que l'on observe spécialement dans les mélanges de gaz, une corrélation quelconque? Nous examinerons cette question dans une prochaine note.

C.-E. GUYE. — *Remarque sur le mode d'évaluation du libre parcours moyen des centres électrisés dans un mélange de gaz, et son application à la théorie de la rotation de la décharge.*

On sait que le calcul du libre parcours moyen des électrons ou des ions se déplaçant sous l'action d'un champ électrique,

diffère essentiellement de celui des libres parcours moyens des molécules dans la théorie cinétique des gaz.

En effet, lorsque des centres électrisés (électrons ou ions) se déplacent dans un champ électrique, les vitesses qu'ils acquièrent entre deux chocs, particulièrement au voisinage du potentiel explosif, sont généralement très grandes par rapport à celles qui résultent de l'agitation thermique. On peut alors négliger, dans le calcul des libres parcours des centres électrisés, le mouvement d'agitation thermique des molécules du gaz et considérer ces dernières comme immobiles. Le calcul conduit alors, comme on sait, pour les gaz purs aux deux expressions suivantes :

$$N_0 = \pi \sigma_0^2 M \quad N_1 = \pi \sigma^2 M$$

N_0 et N_1 désignant respectivement pour l'électron et l'ion positif, le nombre de molécules gazeuses que le centre électrisé choque dans un trajet d'un centimètre; σ_0 est la somme du rayon de l'électron et du rayon de la molécule choquée; mais, comme le rayon de l'électron est très petit, σ_0 représente très approximativement le rayon de la molécule choquée; σ est la somme du rayon de l'ion positif et de celui de la molécule choquée, comme ces deux rayons sont très peu différents, il en résulte que σ est très approximativement égal au diamètre de la molécule; M est le nombre de molécules du gaz par unité de volume.

En appliquant le même mode de calcul au cas d'un mélange de deux gaz, on trouve :

$$N_0 = N_{0,1} + N_{0,2} \quad N_1 = N_{1,1} + N_{1,2} \quad N_2 = N_{2,2} + N_{2,1}$$

et l'on obtient alors, tous calculs faits, pour les libres parcours moyens, les valeurs :

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \frac{1}{\pi (\sigma_{0,1}^2 m_1 + \sigma_{0,2}^2 m_2)} && \text{électron} \\ \lambda_1 &= \frac{1}{\pi (\sigma_{1,1}^2 m_1 + \sigma_{1,2}^2 m_2)} && \text{ion positif de 1}^{\text{re}} \text{ espèce} \\ \lambda_2 &= \frac{1}{\pi (\sigma_{2,2}^2 m_1 + \sigma_{2,1}^2 m_2)} && \text{ion positif de 2}^{\text{e}} \text{ espèce} \end{aligned}$$

$\sigma_{0,1}$ somme du rayon de l'électron et du rayon d'une molécule de 1^{re} espèce; $\sigma_{0,2}$ somme du rayon de l'électron et d'une molécule de 2^{me} espèce; $\sigma_{1,1}$ somme du rayon de l'ion positif de 1^{re} espèce et du rayon d'une molécule de 1^{re} espèce, etc.; m_1 nombre de molécules de 1^{re} espèce dans l'unité de volume, m_2 nombre de molécules de 2^{me} espèce par unité de volume.

Si l'on néglige le rayon de l'électron et si l'on considère le rayon de l'ion positif comme égal à celui de la molécule de même espèce, tous les σ ne dépendent que des rayons moléculaires des constituants, car on a

$$\sigma_{1,2} = \sigma_{2,1} = \frac{\sigma_{1,1} + \sigma_{2,2}}{2} .$$

En introduisant les libres parcours ainsi calculés dans la théorie de la rotation de la décharge électrique (rotation de la conductibilité), on trouve dans un mélange de gaz une vitesse de rotation différente pour chaque espèce d'ions positifs. Dans le cas d'un mélange de deux gaz seulement, on a

$$V_1 = \frac{\varepsilon H}{3\pi(\sigma_{1,1}^2 m_1 + \sigma_{1,2}^2 m_2) u_1} \quad V_2 = \frac{\varepsilon H}{3\pi(\sigma_{2,2}^2 m_2 + \sigma_{1,2}^2 m_1) u_2}$$

u_1 et u_2 étant les masses moléculaires, H le champ magnétique, ε la charge de l'ion.

On est alors en droit de se demander si le régime que nous avons appelé rotation de la conductibilité et qui nous a permis de déterminer les diamètres moléculaires, pourra s'établir et, dans ce cas, si la rotation observée aura l'une ou l'autre de ces vitesses ou une vitesse intermédiaire. C'est ce que l'expérience seule permettra de reconnaître.

Des recherches sont actuellement entreprises dans ce but en collaboration avec M. Luyet.

André CHAIX. — *Géologie de Miribel (Haute-Savoie)*

Cette montagne est située à l'E des Voirons et fait suite, vers le N, au Môle et aux Brasses. Elle fait partie de la nappe des Préalpes médianes et chevauche sur les Préalpes externes re-