Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

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

Band: 5 (1923)

Artikel: Potentiel disruptif dans les gaz aux pressions élevées et champ moléculaire [suite et fin]

Autor: Guye, C.-E. / Weigle, J.J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741315

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: 24.12.2025

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

POTENTIEL DISRUPTIF

DANS LES

gaz aux pressions élevées et champ moléculaire

PAR

C.-E. GUYE et J. J. WEIGLE

Avec 10 figures

(Suite et fin)

Lorsqu'un dipôle est soumis à l'agitation thermique, même en absence de tout champ extérieur, il est facile de démontrer qu'il crée un champ de choc, lequel tend à faciliter le passage de la décharge disruptive.

Représentons fig. (*a*) le champ du dipôle au voisinage de la sphère de choc que nous pouvons assimiler à deux hémisphères chargés l'une d'électricité positive, l'autre d'électricité négative. On se rendra compte aisément que les lignes de forces du dipôle, qui constituent un champ particulièrement intense, tendront à rapprocher le centre électrisé de l'hémisphère chargé d'électricité de signe contraire; et cela quelle que soit la direction du centre électrisé par rapport à l'axe du dipôle. La fig. (*b*) nous montre en effet comment le *point de choc* P se trouve déplacé vers l'axe O A. La direction O X est celle de la vitesse initiale du centre électrisé au moment où il pénètre dans le champ du dipôle; O A est la direction de l'axe du dipôle.

Lors même que toutes les positions du dipôle seraient également probables par rapport à la direction d'incidence, le nombre des points de chocs sera toujours plus grand dans

l'hémisphère de signe contraire à celui du centre électrisé que dans l'hémisphère de même signe et cela par suite de l'attraction qu'exerce cet hémisphère sur le centre électrisé.

Mais si nous ajoutons l'action d'un champ extérieur ($X_0 + X_m$), cette inégale répartition des points de chocs dans les deux hémisphères sera plus accentuée encore, puisque la probabilité des positions de l'axe du dipôle, parallèlement au champ

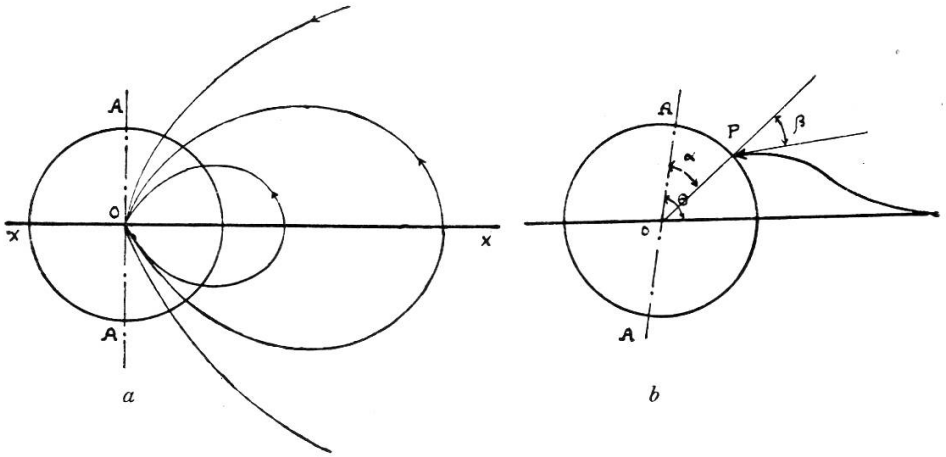

Fig. 10.

extérieur est alors plus grande que dans le cas précédent; et cette inégalité sera d'autant plus marquée que le champ orientant ($X_0 + X_m$) sera lui-même plus intense.

Or la valeur de ce que nous avons appelé le champ de choc dépend de la position du point P par rapport à l'axe.

Elle peut se déduire de la relation

$$\frac{\mu \cos \alpha}{\sigma^2} = X_c \lambda$$

dans laquelle le premier terme représente le potentiel au point P, σ le rayon de choc, et λ le libre parcours moyen du centre électrisé.

En remplaçant λ par sa valeur il vient

$$X_c = \mu \pi M \cos \alpha \qquad (9)$$

Dans le cas où l'on admettrait que la composante normale du choc est seule efficace dans l'ionisation, on aurait de façon plus générale

$$X_c = \mu \pi M \,.\, \cos \alpha \,.\, \cos^2 \beta = \mu \pi M \cos w \qquad (10)$$

cos w *désignant un nombre plus petit que l'unité.*

Nous allons maintenant chercher à déduire de nos expériences quelle doit être la valeur du champ de choc, c'est-à-dire de $\pi \mu M \cos w$ pour que la loi de Paschen soit satisfaite. Considérons deux expériences pour lesquelles on ait $d_1 \delta_1 = d_2 \delta_2$. La loi de Paschen généralisée nous donnera

$$d_1 (X_{0.1} + X_{m_1} + X_{c_1}) = d_2 (X_{0.2} + X_{m_2} + X_{c_2}) \qquad (11)$$

d_1 et d_2 étant les distances; δ_1 et δ_2 les densités des gaz.

Cette relation exprime que le potentiel explosif est le même à la condition de considérer comme potentiel explosif, non pas celui que mesure l'électromètre au moment de la décharge (soit $X_0 d$) mais celui qui résulte de toutes les actions dont il convient de tenir compte, soit $(X_0 + X_m + X_c) d$.

En introduisant dans l'équation (11) les valeurs tirées des relations précédentes, elle devient

$$d_1\left(X_{0.1} + \frac{4\pi s_1}{3} + \pi M_1 \mu \cos w_1\right) = d_2\left(X_{0.2} + \frac{4\pi s_2}{3} + \pi \mu M_2 \cos w_2\right)$$

d'où l'on peut tirer la valeur de $(\cos w_1 - \cos w_2)$.

Envisageons maintenant divers cas particuliers.

Lorsqu'on peut négliger l'action orientante du champ extérieur sur les dipôles (c'est-à-dire dans le cas des expériences effectuées aux pressions peu élevées) on a, en désignant par $\mu \pi M \cos w_0$ la valeur du champ de choc,

$$d_1 (X_{0.1} + \pi \mu M_1 \cos w_0) = d_0 (X_0 + \pi M_0 \mu \,.\, \cos w_0) \,.$$

On voit que le champ de choc n'intervient pas dans l'équation. En vertu de la relation $d_1 M_1 = d_0 M_0$ on a en effet

$$\mu \pi M_1 d_1 \cos w_0 = \mu \pi M_0 d_0 \cos w_0$$

Dans ces conditions la vérification de la loi de Paschen est indépendante de la valeur du champ de choc.

Mais si nous établissons l'équation qui exprime la loi de Paschen généralisée, en choisissant deux expériences faites par exemple, l'une avec une très courte distance et une très forte pression, l'autre avec une grande distance et une faible

pression, nous aurons

$$d_1\left(X_{0.1} + \frac{4\pi s_1}{3} + \pi\mu M_1 \cos w_1\right) = d_0(X_0 + \pi\mu M_0 \cos w_0) \quad . \quad (12)$$

Le champ de choc n'interviendra plus de la même façon dans les deux membres de l'équation; il faudra donc en tenir compte dans la vérification expérimentale du potentiel puisque $(\cos w_1 - \cos w_0)$ n'est plus nul.

Mais l'équation précédente peut prendre pratiquement une forme plus simple.

Il est facile de démontrer en effet que dans le cas de nos expériences, le champ moléculaire X_m est encore négligeable, même aux pressions les plus élevées. En effet, le champ moléculaire, tel que nous l'avons calculé, n'intervient que si le libre parcours est plus petit ou ne dépasse que très peu la distance moyenne ϱ qui sépare deux molécules. Dès que ce libre parcours comprend un multiple de cette distance moyenne, le travail de déplacement dans le champ moléculaire, peut être considéré en moyenne comme nul. Ce n'est que lorsque la matière polarisée est extrêmement dense qu'il convient d'en tenir compte. Or, dans nos expériences aux plus hautes pressions $\lambda = 1.8\varrho$ approximativement; le champ de choc intervient donc seul pratiquement et la formule (12) devient

$$d_1(X_{0.1} + \pi\mu M_1 \cos w_1) = d_0(X_0 + \pi\mu M_0 \cos w_0) \quad . \quad (13)$$

Déterminons maintenant en partant de cette équation les valeurs de $(\cos w_1 - \cos w_0)$ pour nos diverses expériences, en choisissant comme expérience à basse pression et grande distance explosive, celles effectuées par MM. C. E. Guye et P. Mercier [1] à la distance de 5 mm, entre électrodes hémisphériques de 150 mm de diamètre.

Dans ces conditions l'inégale répartition des ions est négligeable à cause de la facile diffusion résultant de la grande distance des électrodes.

La table (5) nous donne les valeurs de $\cos w_1 - \cos w_0$ pour diverses valeurs de la variable $d\delta$

[1] *Loc. cit.*

TABLE 5.

δd	$d = 0{,}5$ mm $\cos w_1 - \cos w_0$	$d = 1$ mm $\cos w_1 - \cos w_0$	$d = 5$ mm $\cos w_1 - \cos w_0$
5	0,10963	0,01840	zéro
10	0,18912	0,08144	»
15	0,22403	0,07661	»
20	0,27897	0,07831	»
25	0,32498	0,09033	»

Ce tableau ne nous fournit pas la valeur du champ de choc; il faudrait pour cela connaître le champ de choc en l'absence de tout champ extérieur soit:

$$\pi \mu M \cos w_0 \ .$$

Cette évaluation pourrait être tentée de diverses manières mais, pour l'instant, nous nous bornerons à faire sur le tableau précédent les remarques suivantes:

Pour la *distance* d = 1 mm et pour les faibles pressions ($\delta d = 5$) nous avons presque égalité entre $\cos w_1$ et $\cos w_0$; ceci justifie l'hypothèse qu'à la distance 5 mm on aurait, pour toutes les valeurs δd, $\cos w_1 - \cos w_0 = 0$.

Pour les pressions plus élevées, au fur et à mesure que le champ extérieur fait sentir son action orientante sur le dipôle, le champ de choc proportionnel à $\cos w_1$ augmente, sans cependant que les chiffres ci-dessus manifestent une grande régularité.

Mais pour la *distance* $d = 0.5$ mm l'influence du champ de choc se manifeste nettement même pour la plus faible pression ($\delta d = 5$) et le $\cos w_1$ augmente très nettement au fur et à mesure que l'on considère des expériences à plus forte pression, c'est-à-dire des expériences où les dipôles sont de plus en plus orientés dans la direction du champ extérieur.

CONCLUSIONS.

Nous donnons ici un court résumé des résultats auxquels nous sommes arrivés en étudiant la variation du potentiel

disruptif avec la pression dans les gaz fortement comprimés (CO_2 et N_2).

La vérification de la loi de Paschen aux pressions élevées, s'était jusqu'ici heurtée à un phénomène perturbateur; l'inégale répartition des ions au voisinage des électrodes, qui abaissait le potentiel disruptif. Nous avons réussi à éliminer complètement cette cause d'erreur, tout en assurant une parfaite régularité de la décharge, en faisant passer entre les électrodes un fort courant gazeux qui emportait les ions au fur et à mesure qu'ils tendaient à s'accumuler au voisinage des électrodes. En même temps nous avons fait agir une forte source ionisante accessoire (tube à rayons X) de façon à maintenir entre les électrodes le nombre d'ions nécessaire à la régularité de la décharge.

Toutes ces expériences furent effectuées avec des électrodes hémisphériques de cuivre de 15 mm de diamètre.

Dans ces conditions nous avons pu étudier de façon plus simple la loi du potentiel disruptif dans l'anhydride carbonique et nos résultats ont été les suivants: La loi de Paschen mise sous la forme $V = f(\delta d)$ n'est pas vérifiée quoique la divergence soit plus petite que celle des précédents travaux où l'inégale répartition des ions venait fausser les mesures. La loi $V = f(pd)$ bien que se rapprochant davantage des résultats expérimentaux n'est cependant pas satisfaite non plus.

Dans l'azote par contre, la loi de Paschen est vérifiée entre 1 et 50 atmosphères, intervalle de pression sur lequel ont porté nos expériences.

Ces conclusions, qui nous paraissent aujourd'hui définitivement acquises, sont en partie contraires aux premiers résultats obtenus [1]. La divergence entre les résultats actuels et les résultats obtenus dans les premières recherches sur CO_2 est due au fait que, dans ces premières expériences, la distance des électrodes avait été supposée indépendante de la pression et n'avait pas été contrôlée au microscope au cours des expériences. Nous avons reconnu depuis que l'augmentation de pression produit un petit écartement des électrodes, atteignant

[1] C. E. Guye et C. Stancescu. — *Arch.*, *1917*, t. 43, p. 131.

à peine quelques centièmes de mm et que cette petite augmentation de distance suffit, aux courtes distances, à expliquer la divergence entre les premiers résultats et ceux de nos expériences actuelles, bien plus précises. Le peu de précision des premiers résultats obtenus n'avait d'ailleurs pas échappé aux auteurs qui concluaient à la nécessité de reprendre ces expériences avec plus de précision, en vue de rechercher les limites plus exactes de la loi de Paschen.

Voici maintenant l'interprétation que l'on peut donner de la façon différente dont se comportent les deux gaz (N_2 et CO_2).

Remarquons d'abord que l'un des gaz (N_2) satisfait à la loi de Mariotte dans la limite de nos expériences, tandis que l'autre (CO_2) s'en écarte sensiblement. Or, dans les idées actuelles sur les forces de cohésion de Van der Waals, lorsqu'un gaz se comporte sensiblement comme un gaz parfait, c'est que sa molécule ne posséderait pas de moment électrique appréciable (N_2); ce serait précisément le moment électrique de la molécule qui ferait naître les forces de cohésion de Van der Waals (CO_2).

Les idées développées au cours de ce travail montrent que lorsque les molécules sont des dipôles, il peut exister, indépendamment du champ extérieur, un champ moléculaire et un champ de choc qui ont pour effet de faciliter l'ionisation par choc et d'abaisser le potentiel explosif. Toutefois le premier de ces champs (champ moléculaire) n'intervient que si le libre parcours des centres électrisés est plus petit ou ne s'écarte que peu de la distance moyenne qui sépare deux molécules. Dans le cas de nos expériences, on doit le considérer comme nul.

Il n'en est pas de même du champ de choc qui tend à accélérer considérablement la vitesse des centres électrisés au voisinage du dipôle. Il en résulte que la loi de Paschen n'est plus alors satisfaite pour le champ extérieur seul; elle ne peut être vérifiée que si l'on ajoute au champ extérieur le champ de choc. (Loi de Paschen généralisée.)

Les expériences que nous avons faites nous ont montré que la valeur du champ de choc qui vérifie dans ces conditions la loi de Paschen, est bien comprise entre les limites supérieures et inférieures que l'on peut calculer.

Dans le cas de l'azote, qui suit la loi de Mariotte et satis-

fait à la loi de Paschen (simple), il ne peut y avoir ni champ moléculaire ni champ de choc appréciables, dans les conditions des expériences effectuées, puisque le moment électrique de la molécule d'azote est, comme on sait, très petit.

APPENDICE

Calcul du moment électrique de la molécule de CO_2. — On sait d'après la théorie des diélectriques que la valeur de la constante diélectrique est donnée par la formule

$$4\pi s = (K - 1) X_0 \qquad (12)$$

K, constante diélectrique, X_0 champ extérieur, s moment électrique de l'unité de volume. On pourrait donc calculer s au moyen de la constante diélectrique. Malheureusement la constante diélectrique n'a pas été mesurée aux hautes pressions et à la température de 23°5, qui fut celle de nos expériences. Il nous faudra donc calculer μ à 23°5 (en remarquant que ce moment varie très peu avec la pression) puis remplacer la valeur trouvée dans la formule qui donne s et par conséquent le champ moléculaire $X_m = \frac{4\pi s}{3}$.

En tirant s de l'expression (12) et en tirant μ de l'équation (4) on trouve finalement

$$\mu = \sqrt{\frac{K - 1}{K + 2} \frac{9rT}{4\pi M}}. \qquad (13)$$

Si l'on tient compte de la formule de Clausius Mosotti [1] on voit par cette relation que μ ne varie pas sensiblement avec la densité; mais il n'en est pas de même avec la température T.

Voici du reste quelques chiffres qui viennent à l'appui de ces calculs.

Occhialini [2] a fait des mesures de la constante diélectrique du CO_2 à différentes densités. Dans la table 6, δ représente la densité, K la constante diélectrique, μ le moment électrique de la molécule et t la température en centigrades.

[1] D'après la formule de Clausius Mosotti $\frac{K - 1}{K - 2} \frac{1}{M}$ = constante.

[2] Occhialini. Il nuovo Cimento (6) 7, 1914.

TABLE 6.

δ	K	$\mu\, 10^{18}$	t
10	1,00996	0,580	13°5
20	1,02008	0,581	»
30	1,03028	0,582	»
40	1,04048	0,582	»
50	1,05082	0,582	»

Verain[1] a étudié la constante diélectrique du CO_2 en faisant varier surtout la température. Les chiffres notés dans la table 7 ont été obtenus par interpolation, car Verain n'a pas mesuré la constante diélectrique à 23°5.

TABLE 7.

δ	K	$\mu\, 10^{18}$	t
0,89	1,000898	0,596	23°5
1,85	1,001785	0,582	»
2,79	1,002743	0,588	»
3,72	1,003708	0,592	»
4,72	1,004908	0,604	»

On voit dans les tables 6 et 7, que le moment électrique de la molécule varie très peu avec la pression; ces variations peuvent du reste, être attribuées aux erreurs expérimentales. Nous avons donc pris comme valeur approchée, pour nos expériences, exécutées à la température de 23°5

TABLE 8.

Pression 1 atmosphère. Valeurs de $\mu\, 10^{18}$.

Températures	9°	21	30	42	54	66
$\mu\, 10^{18}$	0,562	0,585	0,609	0,610	0,611	0,617

$$\mu = 0{,}600\ 10^{-18}\ \mathrm{cm}^{5/2}\ g^{1/2}\ \mathrm{sec}^{-1}$$

[1] VERAIN: *Thèse de Nancy*. Paris, Gauthiers-Villars 1912.

Il peut être intéressant d'examiner les variations de ce moment avec la température. Nous donnons dans la table 8 quelques valeurs tirées des mesures de la constante diélectrique par Vérain [1].

J.-J. W.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie relative au moment électrique des molécules.

Nous donnons dans cette bibliographie une liste des principaux travaux parus récemment sur le moment électrique des molécules et le champ moléculaire électrostatique.

M. Reinganum. — *Ueber Molekularkräfte und elecktrische Ladungen der Moleküle.* Ann. der Phys. 10, 334, 1903.

P. Debye. — *Einige Resultate einer kinetischen Theorie der Isolatoren.* Phys. Zeitschrift 13, 97, 1912.

S. Ratnowsky. — *Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektricis.* Verh. der Deutsch. Phys. Ges. 497, 1913.

C. E. Guye. — *Sur l'hypothèse d'un champ moléculaire électrostatique dans les gaz comprimés et le phénomène de la décharge disruptive.* Arch. 42, p. 14, 68, 374, 1916.

M. Jona. — *Die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante einiger Gase und Dämpfe.* Phys. Zeit. 20, 14, 1919.

P. Debye. — *Das molekulare elektrische Feld in Gasen.* Phys. Zeit. 20, 160, 1919.

J. Holtsmark. — *Uber die Verbreiterung von Spektrallinien.* Phys. Zeit. 20, 162, 1919.

L. Schames. — *Elektronenring-Modell und elektrisches Moment einiger Dipolmoleküle.* Phys. Zeit. 21, 156, 1920.

P. Debye. — *Die van der Waalschen Kohäsionskräfte.* Phys. Zeit. 21, 178, 1920.

J. Herweg. — *Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektricis.* Phys. Zeit. 21, 572, 1920.

W. H. Keesom. — *Die van der Waalschen Kohäsionskräfte.* Phys. Zeit. 22, 129, 1921.

P. Debye. — *Die Molekularkräfte und ihre elektrische Deutung.* Phys. Zeit. 22, 302, 1921.

F. Zwicky. — *Der zweite Virialkoefficient von Edelgasen.* Phys. Zeit. 22, 449, 1921.

[1] Verain. *Loc. cit.*, p. 37.

O. E. Frivold. — *Elektrostriktion in Gasen, nebst Bestimmung von elektrischen Momenten fertiger Dipole.* Phys. Zeit. 22, 603, 1921.

P. Lertes. — *Der Dipolrotationseffekt bei dielektrischen Flüssigkeiten.* Phys. Zeit. 22, 621, 1921.

H. Weigt. — *Die elektrischen Momente des* CO- *und* CO_2 *Moleküle.* Phys. Zeit. 22, 643, 1921.

H. Falkenhagen. — *Kohäsionskräfte und Zustandgleichung bei Dipolgasen.* Phys. Zeit. 23, 87, 1922.

W. H. Keesom. — *Die Berechnung der molekularen Quadrupolmomente aus der Zustandgleichung.* Phys. Zeit. 23, 225, 1922.

C. E. Guye. — *Sur la loi de Paschen généralisée au cas de dielectriques polarisables.* Arch. 4, 1, 1922.