Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 43 (1917)

Artikel: Décharge disruptive dans les gaz comprimés
Autor: Guye, C.-E. / Stancescu, C.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-743019

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: 14.07.2025

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

DÉCHARGE DISRUPTIVE
DANS LES GAZ COMPRIMÉS

PAR

Ch.-Eug. GUYE et C. STANCESCU

(Avec les planches II, III et IV)

I. — Introduction

Dès la découverte de l'électricité l'attention des physiciens s'est portée sur la décharge disruptive, en raison de ses analogies avec les décharges atmosphériques et de la grande variété des aspects et des propriétés que présente le passage de l'électricité à travers les gaz.

A première vue, en raison de la simplicité des lois générales de l'état gazeux, on pouvait s'attendre à trouver dans l'étude de la décharge électrique à travers les gaz, des éclaircissements importants sur le mécanisme intime des phénomènes électriques et l'on peut dire que cet espoir n'a pas été déçu.

Il convient de citer à ce propos les belles recherches de MM. J.-J. Thomson, Townsend, Langevin, Bouty, qui ont conduit plus particulièrement à la théorie de l'ionisation des gaz, qui, combinée à la théorie cinétique, est actuellement considérée comme la base de l'explication de la décharge disruptive.

On simplifie les conditions, tant au point de vue expérimental que théorique si on considère le cas relativement simple, de la décharge disruptive entre deux plateaux parallèles. On trouve alors, comme l'a montré Paschen, une relation assez remarquable entre le potentiel explosif V, la distance des électrodes d et la pression du gaz p : le potentiel explosif est alors une fonction de l'argument pd.

Dans les expériences de Paschen [1] la décharge était produite entre deux sphères dont la distance est petite en comparaison de leur rayon, de sorte que le champ peut être considéré comme uniforme dans la région où se produit la décharge. Ces observations ont été faites dans différents gaz à des distances explosives variables et pour des pressions allant jusqu'à 75 cm. de mercure; elles conduisent dans le cas des plateaux parallèles à la loi citée ci-dessus qui peut être interprêtée de la façon suivante : pour un même gaz, le potentiel explosif ne dépend que du nombre des molécules que l'on rencontre en passant d'un plateau à l'autre quelle que soit la pression ou la distance des deux plateaux [2].

D'après les expériences de Bouty effectuées, il est vrai dans des limites peu étendues, il semble que la loi reste appliquable quelle que soit la température du gaz.

Les expériences que nous venons de citer étaient toutes relatives à des pressions voisines ou inférieures à la pression atmosphérique. Il importait de voir dans quelle mesure cette loi resterait vraie pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique.

Les expériences effectuées par M. Wolf [3] ont montré, pour plusieurs gaz simples que l'augmentation du potentiel explosif correspondant à une élévation de la pression d'une atmosphère, est inversément proportionnelle au chemin moyen des molécules pour un même gaz; dans l'anhydride carbonique l'augmentation correspondante du potentiel explosif est plus petite. Ces observations ont été faites pour des pressions jusqu'à 10 atmosphères.

On peut se demander si la loi de Paschen subsiste aux pressions élevées et surtout si elle reste appliquable à des gaz qui s'écartent beaucoup de la loi de Boyle Mariotte-Gay-Lussac [4].

[1]) *Wiedemann Annalen,* t. 37, 1889, p. 69.

[2]) Cette conclusion a été tirée par M. Paschen lui-même en se basant sur les résultats des expériences de P. Cardani (*Rend. C. Acc. des Lincis,* 6, p. 44-57, 1888). Elle est confirmée par M. Langevin (*Bull. Soc. franç.,* 17 Fébr. 1905), qui s'appuie plus particulièrement sur les recherches qu'à faites M. Bouty (*Journ. de Phys.* (4). I, 1903, p. 403), sur la cohésion diélectrique des gaz.

[3]) *Wiedem. Ann.* t. 37 1889, p. 306.

[4]) Il convient de mentionner à ce propos quelques expériences effectuées par MM. Cassuto et Occhialini dans l'air jusqu'à 100 atmosphères;

Pour des gaz parfaits, le potentiel explosif est une fonction de l'argument $\frac{pd}{T}$, T désignant la température absolue du gaz. Si la loi de Paschen subsiste dans des conditions où la loi des gaz parfaits cesse d'être applicable, il suffirait de remplacer le rapport $\frac{p}{T}$ par la densité du gaz; mais il est douteux que dans un gaz très comprimé et dans un état voisin de l'état liquide une loi aussi simple que celle de Paschen représente encore les phénomènes avec une approximation suffisante.

La décharge disruptive dans des gaz soumis à des pressions élevées a été étudiée en 1905 par MM. C. E. Guye et H. Guye [1].

L'étincelle éclatait à l'intérieur d'un tube en verre épais, entre deux électrodes planes en platine de 1 mm. de diamètre et placées à une distance de 0 mm. 180. Les expériences portèrent sur cinq gaz différents: l'air, l'oxygène, l'hydrogène, l'azote et l'anhydride carbonique; elles conduisirent au résultat qu'aux pressions élevées le potentiel explosif en fonction de la pression est représenté par des courbes d'une allure à peu près parabolique.

Mais pour vérifier d'une façon complète la loi de Paschen, il est nécessaire de pouvoir varier la distance des électrodes, ce qu'a fait M. Paschen. Dans les expériences de MM. C. E. Guye et H. Guye, par contre, comme dans celles de M. Wolf, cette distance était invariable.

Il était donc digne d'intérêt de reprendre dans des conditions plus générales l'étude du potentiel explosif dans les gaz comprimés.

Mais ici intervient une nouvelle difficulté; si l'on veut augmenter la distance, il faut disposer d'une source de potentiel

les auteurs en concluent que dans la limite des erreurs d'expériences, la loi de Paschen se trouverait vérifiée; mais ces expériences sont, au dire même des auteurs peu précises et les valeurs du produit *ad*, de la distance par la densité pour un même potentiel varient de 13 % dans une première série et de 23 % dans la seconde qui semble indiquer en outre une variation systématique du produit *ad*; alors que le produit *ad* devrait rester constant.

[1]) *Archives des Sc. Phys.*, t. XIX, juillet et août 1905,

plus élevé et des moyens de la mesurer exactement. L'emploi de l'électromètre Bichat et Blondhot, utilisé dans le travail de MM. C. E. Guye et H. Guye ne permettait pas de mesurer des potentiels suffisamment élevés et les limites dans lesquelles on peut étudier la décharge explosive sont forcément restreintes. Pour ces diverses raisons, il nous a semblé intéressant de reprendre l'étude de la décharge disruptive aux pressions élevées en cherchant à remédier dans la mesure du possible aux inconvénients signalés. Nous verrons plus loin comment par l'emploi des électromètres sous pression cette difficulté a été surmontée.

Tel a été le premier but de notre travail.

II. — Théorie de la décharge disruptive dans les gaz

D'après les idées actuellement admises, la décharge électrique à travers les gaz est due à des particules chargées, en mouvement à l'intérieur du gaz. Si l'on soumet un milieu fluide renfermant des particules chargées à l'influence d'un champ électrique produit entre deux électrodes, les particules chargées (ions ou électrons) en suivant les lignes de force, iront se décharger aux électrodes. Pour rendre un gaz conducteur il suffit donc de faire agir sur le gaz une source (rayons X, rayons émis par les corps radioactifs, lumière ultra-violette, rayons émis par une flamme, etc.), qui dissocie les atomes du gaz en électrons et en ions positifs.

Ces corpuscules chargés sont soumis à deux effets agissant en sens contraire : d'une part, le champ tend à imprimer aux ions une vitesse qui les rend propres à dissocier par chocs les molécules du gaz, et d'autre part, les ions libres de signes contraires tendent à se recombiner.

Si la vitesse de production des ions dépasse celle de leur recombinaison le gaz devient conducteur et on a un courant électrique dû au fait que l'excès des ions formés est transporté d'une électrode à l'autre ; si, par contre, la vitesse de recombi-

naison dépasse celle de production le nombre des ions libres diminue et le gaz perd sa conductibilité.

Si la décharge disruptive se produit en absence de tout agent extérieur, autre que le champ électrique, le champ seul peut être la cause immédiate ou indirecte de l'ionisation. La production des ions sous l'influence d'un champ électrique peut s'expliquer de la façon suivante :

On peut toujours supposer la préexistence au sein du gaz de quelques atomes dissociés en électrons et en ions positifs. Un corpuscule chargé soumis à l'action d'un champ électrostatique subit une accélération ; si sa vitesse devient suffisamment grande, le corpuscule devient apte à dissocier par collisions les molécules du gaz. Telle est l'hypothèse qui forme actuellement la base de la théorie de la décharge disruptive.

Nous croyons bien faire pour la clarté de cet exposé de reproduire ici en résumé la théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs telle qu'elle a été établie par Townsend [1].

Désignons par X la force électrique agissant dans le sens du déplacement de l'ion négatif, par ε la charge de l'ion, par λ son libre parcours moyen et par E l'énergie minimum nécessaire pour produire l'ionisation par choc d'une molécule, on doit avoir

$$E = X\varepsilon\lambda \ . \tag{1}$$

Si la pression augmente λ diminue. Il résulte de la formule (1) qu'il faut alors augmenter la force électrique X pour que l'ionisation par chocs puisse avoir lieu.

Pour simplifier la représentation nous supposerons un champ électrique uniforme établi entre deux électrodes planes dont le plateau négatif est illuminé par de la lumière ultra violette. Soit α le nombre des ions produits par le choc d'un ion négatif sur un parcours de 1 cm.

Le nombre total des chocs pour un parcours de 1 cm. est $^1/\lambda$; $\alpha\lambda$ représentera donc le rapport du nombre des chocs ionisants au nombre total des chocs et nous aurons

$$\alpha\lambda = f(X\varepsilon\lambda) \ , \tag{2}$$

[1]) Un résumé de cette théorie a été donné par M. Blanc. Conférences de la Société Française de Physique 1912. Nous en reproduisons les points principaux dans les lignes suivantes.

f étant une fonction qui reste toujours inférieure à l'unité, sauf le cas théorique où tous les chocs sont ionisants.

Le libre parcours λ étant dans le cas des gaz parfaits inversément proportionnel à la pression du gaz et la charge ε de l'électron étant constante, la relation (2) peut être mise sous la forme

$$\frac{\alpha}{p} = \varphi_1 \left(\frac{X}{p}\right). \tag{3}$$

La signification de cette formule se comprend aisément: Si l'on élève la pression du gaz dans un certain rapport k, il faudra augmenter le champ X dans la même proportion pour communiquer aux ions la même énergie cinétique E le long du trajet parcouru entre deux chocs successifs. D'autre part, il y aura maintenant k fois plus de chocs sur un parcours de 1 cm., c'est-à-dire la quantité α se trouve multipliée par le même facteur k ; le rapport $\frac{\alpha}{p}$ reste donc le même.

Jusqu'ici nous avons admis que l'ionisation par chocs est due uniquement aux ions négatifs, mais l'expérience montre que, si l'on augmente l'intensité du champ, le nombre des ions qui parviennent au plateau positif est supérieur à celui que fait prévoir l'équation (3). Cela conduit à l'idée, émise par M. Townsend, que les ions positifs interviennent à leur tour.

Soient donc n_0 le nombre des ions négatifs produits dans l'unité de temps sur le plateau négatif; $n_0 + \nu$ le nombre de ceux qui arrivent dans un plan parallèle aux plateaux et situé à la distance x du plateau négatif; ν sera le nombre des ions de chaque signe produits par collisions dans la couche du gaz comprise entre le plateau négatif et ce plan d'abscisse x.

Désignons maintenant par ν' le nombre des ions produits dans une couche comprise entre le plan considéré et le plateau positif.

La somme :

$$\nu + \nu' + n_0 = n$$

exprime le nombre total des ions produits entre les deux électrodes.

Utilisons encore, comme ci-dessus, le symbole α pour représenter le nombre des ions de chaque signe produits par choc

d'un ion négatif sur un parcours de 1 cm. et soit β le nombre correspondant pour un ion positif; le nombre des ions produits entre les deux plans situés aux distances x et $x + dx$ du plateau négatif sera

$$d\nu = [\alpha(n_0 + \nu) + \beta\nu']\, dx$$

ou bien

$$d\left(\frac{n_0 + \nu}{dx}\right) - (\alpha - \beta)(n_0 + \nu) = \beta n \ .$$

La solution de cette équation est

$$n_0 + \nu = -\frac{n \,.\, \beta}{\alpha - \beta} + ce^{(\alpha-\beta)x} \ . \tag{4}$$

Pour $x = 0$, on a $\nu = 0$ et la relation précédente donne avec ces valeurs la constante c.

En écrivant que pour $x = d$, $n_0 + \nu$ est égal à n, on obtient finalement la relation [1]

$$n = \frac{n_0(\alpha - \beta)e^{(\alpha-\beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)d}} \ (^1) \ . \tag{5}$$

Le coefficient β est proportionnel, de même que α et pour les mêmes raisons, à la pression p. On aura comme précédemment

$$\frac{\beta}{p} = \varphi_2\left(\frac{X}{p}\right) \ . \tag{6}$$

Si l'on pose maintenant

$$\alpha = \beta e^{(\alpha-\beta)x} \ , \tag{7}$$

l'équation (5) fournit

$$n = \infty$$

condition caractéristique pour la décharge disruptive.

[1]) Nous avons dans la démonstration précédente supposé que l'action ionisante initiale était due à des rayons ultra violets frappant le plateau négatif. Dans le cas où l'action ionisante est supposée repartie uniformément entre les plateaux l'expression (5) a la forme

$$n = n_0 \frac{e^{(\alpha-\beta)d} - 1}{\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)d}} \ ;$$

le dénominateur est le même (voir Langevin: Le Radium 1906).

La distance particulière d entre les deux plateaux pour laquelle la décharge disruptive se produit (distance explosive) est donnée par l'équation (7) qu'on peut aussi mettre sous la forme :

$$d = \frac{1}{\alpha - \beta} \log \frac{\alpha}{\beta} . \tag{8}$$

d connu, on peut calculer le potentiel explosif au moyen de la relation :

$$V = X . d . \tag{9}$$

En tenant compte des formules précédentes (3), (6), (8) et (9), on peut écrire

$$pd \left[\varphi_1 \left(\frac{V}{pd} \right) - \varphi_2 \left(\frac{V}{pd} \right) \right] = \log \varphi_1 \left(\frac{V}{pd} \right) - \log \varphi_2 \left(\frac{V}{pd} \right)$$

ou plus simplement

$$V = f(pd) . \tag{10}$$

Cette formule (10) exprime la loi dite de Paschen à température constante.

Cette loi peut être généralisée de façon à tenir compte de l'influence de la température. Elle prend alors la forme :

$$V = \varphi \left(\frac{pd}{T} \right) , \tag{11}$$

T étant la température absolue du gaz.

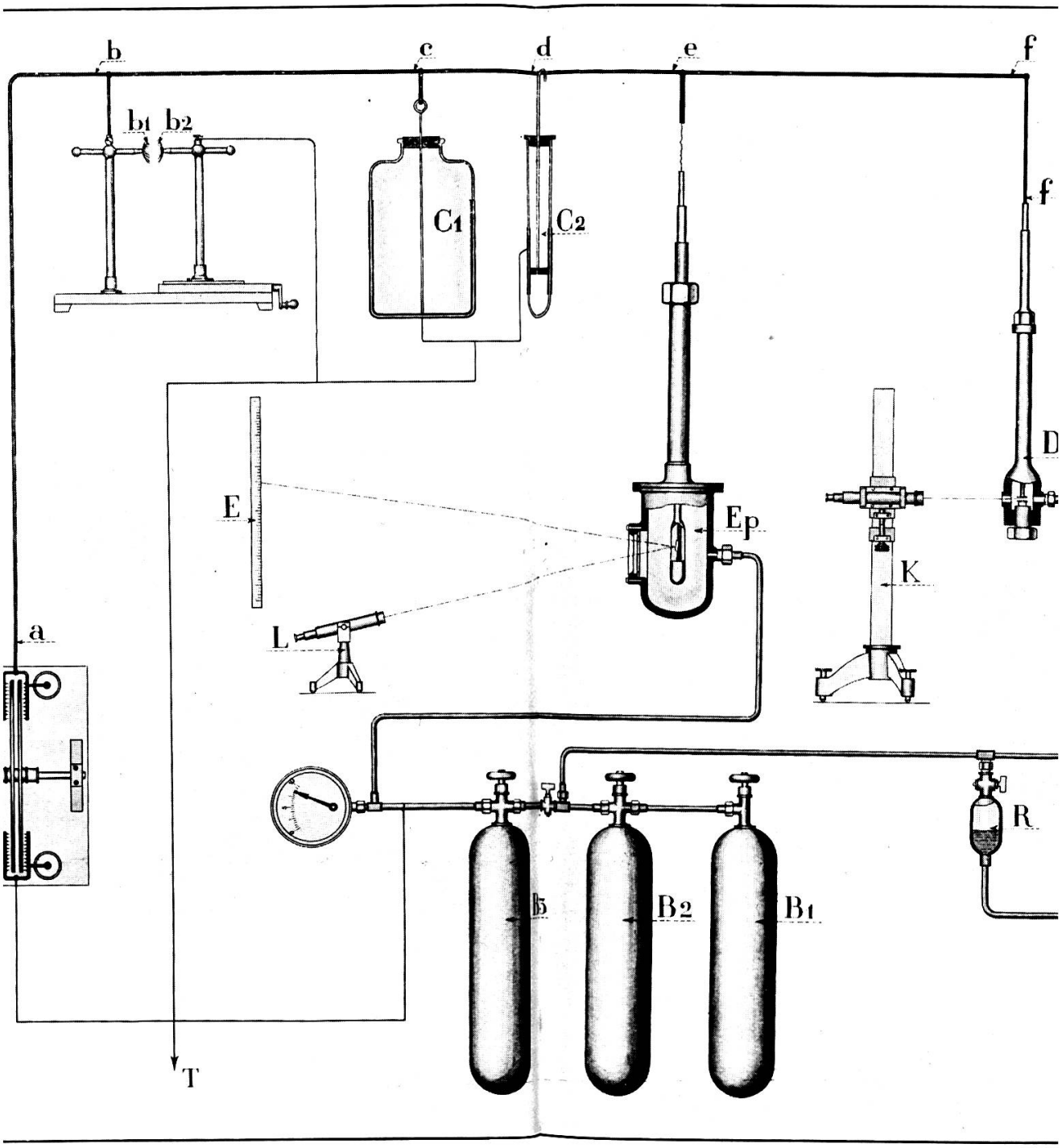
Or, il résulte des considérations précédentes que la formule (11) ne s'accorde avec le raisonnement théorique précédent qu'à la condition que le rapport $\frac{pd}{T}$ soit proportionnel au nombre des molécules rencontrées par un des ions sur un parcours de longueur donnée.

Cette condition sera rigoureusement satisfaite pour un gaz parfait, mais cesse d'être exacte si le gaz n'obéit pas à la loi de Boyle-Mariotte-Gay-Lussac [1].

On peut donc s'attendre à observer des divergences entre l'observation et la formule (11), lorsqu'on étudie la décharge

[1]) Voir Remarque à la fin du mémoire.

ier 1917.



disruptive dans un gaz à des pressions ou à des températures telles que les écarts de la loi de Boyle-Mariotte-Gay-Lussac soient suffisamment sensibles.

III. — Dispositif expérimental

Le but que nous nous étions proposé, à savoir l'étude de la décharge disruptive dans un gaz soumis à des pressions élevées, exigeait la réalisation d'un appareil renfermant le gaz comprimé, ainsi que les électrodes, dont on devait pouvoir régler à volonté la distance. Il fallait mesurer, avec précision, cette distance ainsi que la pression du gaz.

Au moyen d'une source appropriée il fallait produire entre les deux électrodes une différence de potentiel, variable suivant les conditions de l'expérience et suffisante pour provoquer la décharge disruptive. L'électromètre, servant à la mesure du potentiel explosif, devait présenter des qualités spéciales sur lesquelles nous insisterons plus loin. Enfin, il était désirable de pouvoir faire varier la température.

Notre dispositif, représenté par la fig. 1, pl. II, comprend une machine Wimshurst M_e, actionnée par un moteur M ; elle charge à un certain potentiel les deux condensateurs C_1 et C_2 placés en dérivation. Pour le réglage du potentiel nous avons utilisé un appareil composé de deux balais b_1 b_2 dont on peut faire varier micrométriquement la distance. Grâce aux effluves qui s'y produisent les deux balais constituent en quelque sorte un trop plein à débit réglable, les deux condensateurs faisant office de volant.

La mesure du potentiel s'effectue au moyen de l'électromètre sous pression E_p dont la lecture est faite d'après la méthode de de Poggendorff (échelle E, lunette L). Les électrodes entre lesquelles se produit la décharge sont enfermées dans un récipient métallique D (chambre à décharge) de faible capacité (20 cm³ environ). L'électrode supérieure est isolée et en communication métallique avec l'un des pôles de la machine électrique et avec les armatures isolées des deux condensateurs par

l'intermédiaire du câble *abcdef*; l'autre pôle de la machine, l'électrode inférieure et le récipient même sont reliés à la terre, comme le montre la figure.

Le gaz comprimé qui sert à remplir l'électromètre et la chambre à décharge est l'anhydride carbonique du commerce; il provient d'une bonbonne B_1 renfermant le gaz liquéfié. De cette bonbonne on peut diriger le gaz dans deux autres bonbonnes B_2 et B_3 sous une pression voulue. La bonbonne B_3 est en communication avec le récipient de l'électromètre et avec un manomètre métallique servant à la mesure approximative de la pression du gaz de l'électromètre; la bonbonne B_2 communique avec la chambre à décharge et avec les manomètres à azote comprimé M_1 et M_2 utilisés pour la détermination précise de la pression du gaz au sein duquel se produit la décharge disruptive.

Mentionnons encore parmi les accessoires, le cathétomètre K servant à la mesure de la distance des électrodes, la pompe à enveloppe de Gæde permettant d'évacuer la chambre à décharge [1] et le réservoir R destiné à empêcher le gaz contenu dans la bonbonne, d'entrer dans les réservoirs des manomètres.

Nous donnerons ci-après quelques détails sur les trois appareils les plus importants de ce dispositif, soit: *a)* la chambre à décharge; *b)* les manomètres M_1 et M_2; *c)* l'électromètre E_p.

A. *Chambre à décharge* (fig. 2, pl. III)

La chambre à décharge est formée par un manchon métallique construit de façon à pouvoir résister à une pression de 200 atmosphères. Ce manchon se prolonge en un tube métallique T_1 T_2 traversé par le conducteur isolé qui communique avec l'électrode supérieure; il est muni de quatre ouvertures, fermées par des vis, servant principalement pour la mesure de la distance des électrodes; une cinquième vis qui supporte l'électrode inférieure permet de modifier progressivement cette distance; enfin, l'appareil est fermé hermétiquement à la partie inférieure par la vis V.

[1]) Cette pompe ne figure pas sur le schéma de la fig. 1.

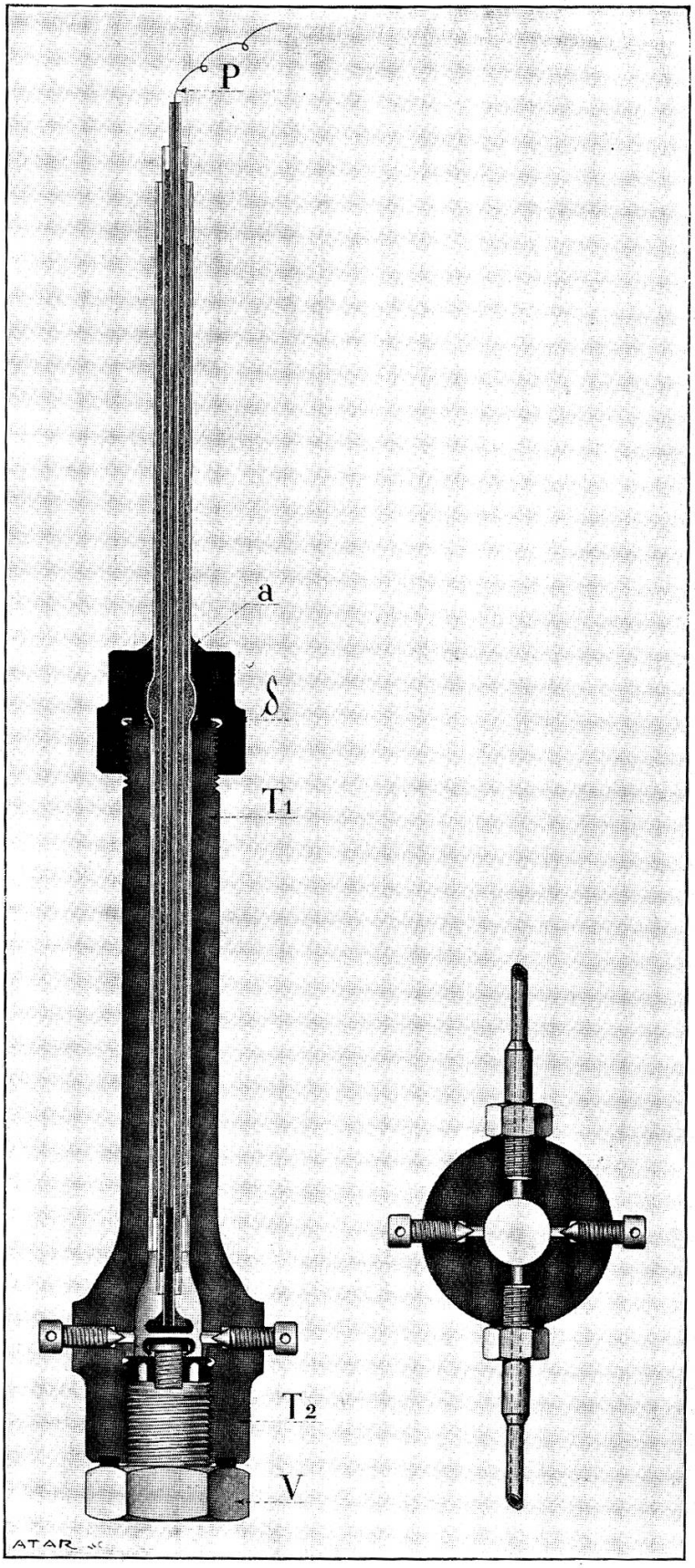


Fig. 2

Dans le tube T_1 T_2 sont mastiqués trois tubes de verre coaxiaux, engagés les uns dans les autres et entourant le conducteur métallique P. Le plus large de ces tubes présente dans sa partie supérieure un renflement garantissant l'étanchéité du contact entre le tube et la douille δ. Cette triple enveloppe de verre présente un très grand avantage vis-à-vis d'une paroi simple de même épaisseur, tant au point de vue de la résistance mécanique qu'en ce qui concerne l'isolement électrique. En effet, il est très possible que chaque tube de verre présente des défauts, mais si l'on utilise plusieurs tubes coaxiaux il y a peu de chance que leurs défauts se superposent au même endroit. L'espace qui reste entre les tubes (représenté en pointillé sur la figure) est rempli de chatterton. En effectuant ce remplissage il convient de prendre des précautions pour éviter la formation des vacuoles qui, contenant du gaz raréfié, donneraient facilement passage à des effluves. Le dégagement de chaleur résultant de ces effluves peut produire deux effets très nuisibles :

1° Le mastic peut se ramollir et, sous l'influence de la pression du gaz, les tubes peuvent être soulevés et l'électrode supérieure peut subir de ce fait un déplacement.

2° L'échauffement des tubes en certains endroits où passent les effluves peut produire des dilations inégales qui, s'ajoutant à la contrainte mécanique due à la pression, peut déterminer la rupture des tubes, comme l'expérience l'a montré.

Le prolongement des tubes en verre au delà de la douille δ répond à un double but : D'une part on a voulu augmenter dans la mesure du possible les surfaces de contact pour réaliser une grande résistance mécanique ; d'autre part, on a cherché à améliorer l'isolement entre le conducteur porté à un haut potentiel et les pièces métalliques reliées à la terre.

De plus pour remédier à l'inconvénient qui résulte de la propriété du verre de se couvrir, en présence d'un gaz humide, d'une couche conductrice, nous avons évité de remplir entièrement l'espace entre les tubes. De cette façon la ligne de fuite, c'est-à-dire la longueur du trajet que doit suivre la décharge, se trouve augmentée ; il en est de même de la résistance d'isolement.

Les précautions que nous avons prises en construisant la chambre à décharge se sont montrées suffisantes pour garantir à l'appareil l'étanchéité nécessaire.

En effet, la pression initiale à l'intérieur du récipient étant environ 50 atmosphères, on constatait une diminution d'une atmosphère au bout de 20 à 30 minutes et il fallait trois jours au moins pour qu'elle s'égalise avec la pression extérieure.

Au point de vue électrique, abstraction faite de l'isolement de l'une des électrodes qui a été réalisé de la façon ci-dessus décrite, et du réglage micrométrique de leur distance, il nous reste à mentionner que les électrodes employées étaient en or et qu'elles présentaient la forme de plateaux arrondis au bord (voir la figure).

Nous avons d'abord utilisé des électrodes planes dont on avait émoussé le bord tranchant, mais alors nous avons constaté que les étincelles se produisaient de préférence au bord des plateaux. Pour éviter cet effet, nous avons adopté une forme spéciale, celle d'une coupe plate dont les bords incurvés furent recouverts de cire à cacheter. Dès que nous avons introduit cette modification l'effet signalé ne s'est plus manifesté.

B. *Manomètres*

La détermination exacte des pressions avait une très grande importance pour le but visé dans nos recherches. Les manomètres métalliques n'étant ni suffisamment précis, ni assez fidèles et les manomètres à air libre étant d'un emploi mal commode pour des pressions élevées, nous avons eu recours, de même que MM. C. E. Guye et H. Guye dans leur travail antérieur, aux manomètres à azote, construits d'après les indications données par Amagat dans ses travaux sur la compressibilité des gaz aux pressions élevées [1]. La sensibilité de ces instruments diminue, comme on sait, rapidement à mesure que la pression augmente. Il faut donc utiliser plusieurs instruments si l'on veut expérimenter dans des limites de pression quelque peu étendues. L'intervalle des pressions à l'intérieur duquel s'effec-

[1]) *Ann. de chim. et Phys.*, 85, p. 345, 1880 et 1885, 22 p. 353, 1881.

tuaient nos expériences rendait nécessaire l'emploi de deux manomètres qui se distinguaient par la capacité de leur réservoir, à savoir un manomètre pour la mesure des pressions les plus basses que nous nommerons « manomètre 1 » et un second pour la mesure des pressions plus élevées dit « manomètre II ».

Le manomètre I a servi pour la mesure des pressions de 2,5 à 20 mètres de mercure et le manomètre II pour mesurer celles de 20 à 40 mètres. Ces manomètres composés d'un réservoir en verre de volume approprié, soudé à un tube capillaire, furent calibrés et remplis d'azote atmosphérique avec les précautions nécessaires. Il nous semble superflu d'insister sur ces opérations qui sont décrites d'une façon plus détaillée dans le mémoire de MM. C. E. Guye et H. Guye. Notons seulement que nous avons opéré avec le plus grand soin possible.

Nous croyons par contre utile de donner ici des tableaux résumant les résultats du calibrage :

Manomètre I

	mm.		mm³
De l'extrémité à la division	368,0	Volume	76,750
» »	326,5	»	160,065
» »	285,0	»	243,370
» »	243,5	»	326,685
» »	202,5	»	410,000
» »	161,5	»	493,315
» »	120,5	»	576,635

Volume (v) occupé par l'azote, et pression (p), au moment du remplissage :

$$v = 17037^{mm^3},170,$$
$$p = 0^m,7258.$$

Manomètre II

	mm.		mm³
De l'extrémité à la division	395,0	Volume	18,800
» »	360,0	»	101,000
» »	321,0	»	184,210
» »	281,5	»	266,905
» »	241,5	»	496,000
» »	201,5	»	432,310
» »	161,5	»	516,000
» »	121,0	»	681,400

Volume et pression au moment du remplissage :

$$v = 1995^{mm^3},33,$$
$$p = 0^m,7258,$$

Après avoir calibré et rempli les manomètres nous les avons introduits dans des cuves à mercure du genre de celles qu'on utilise habituellement pour l'étude des gaz fortement comprimés (dispositif de Cailletet). Le remplissage étant fait à une température voisine de 17,7°, température à laquelle se rapportent les tables d'Amagat, nous avons pu utiliser directement les valeurs du produit (pV) données par cet auteur.

Désignons par p la pression du remplissage et par v le volume correspondant, les tables d'Amagat fournissent les produits (pV), (p'V') pour des pressions quelconques p et p'.

Le volume v' correspondant à la pression p' s'obtient donc au moyen de la formule :

$$v' = \frac{1}{p'}(pv)\frac{(p'V')}{(p.V)}.$$

On a pu dresser de cette façon les tableaux ci-dessous.

Les valeurs inscrites dans ces tables ont été utilisées pour la construction des courbes caractéristiques des deux instruments.

Mentionnons encore que les parties supérieures des manomètres ont été enfermées dans des caisses en bois de section carrée. Deux fenêtres allongées, pratiquées sur deux faces opposées de la caisse et munies chacune d'une glace et d'un

Manomètre I

p'	v'	Division	p'	v'	Division
m. Hg	m³	mm.	p'	mm³	mm.
20	592,19	123,5	55	214,88	306,5
25	473,75	182,0	60	197,00	315,0
30	394,36	220,0	70	169,49	327,5
35	337,84	247,5	75	157,52	333,5
40	295,24	268,0	80	146,71	338,5
45	259,31	285,0	90	132,90	345,0
50	236,45	296,0	100	120,39	349,0

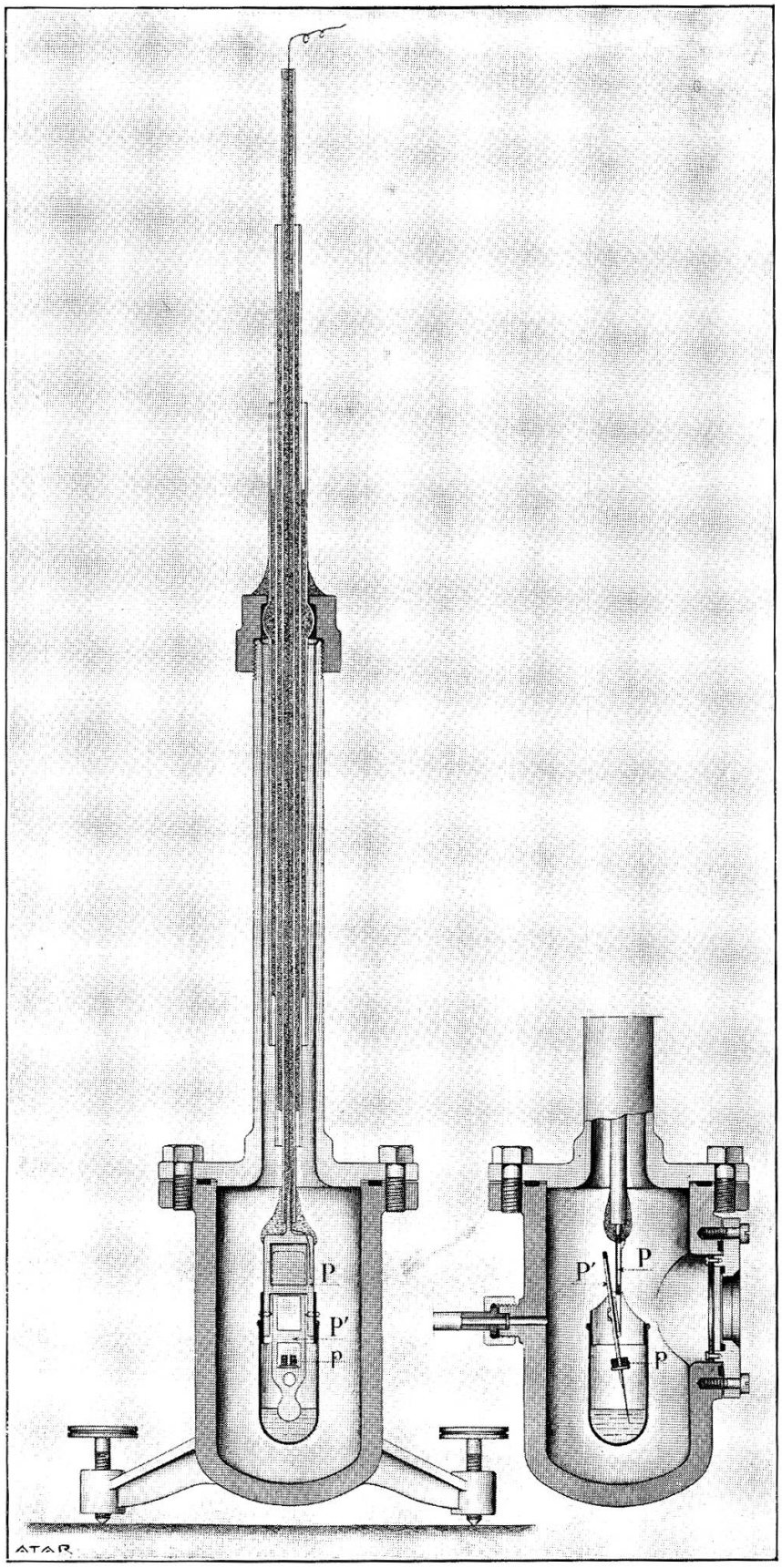


Fig. 3

Manomètre II

p'	v'	Division	p'	v'	Division
m. Hg	mm³	mm.	m. Hg	mm³	mm.
2,5	579,300	136,0	12	120,68	351
3,0	482,737	187,0	13	111,55	355
4,0	362,050	236,0	14	103,44	359
5,0	289,640	270,0	15	96,54	362
6,0	241,370	294,0	16	90,51	364
7,0	206,890	310,0	17	85,19	367
8,0	181,030	322,5	18	80,46	369
9,0	160,910	332,0	19	76,22	371
10,0	144,821	339,0	20	72,41	372
11,0	131,650	345,0	—	—	—

grillage métallique, permettaient de faire les lectures tout en garantissant l'observateur contre les dangers résultant de la rupture éventuelle des tubes.

C. *Electromètre* (fig. 3, pl. IV)

L'appareil utilisé pour la mesure du potentiel explosif doit satisfaire à des exigences multiples :

1° Il doit présenter un isolement suffisant pour mesurer avec précision des potentiels très élevés ; 2° le moment d'inertie de la pièce mobile doit être assez petit, et l'amortissement suffisant pour que l'électromètre puisse suivre sans retard appréciable la variation de la différence de potentiel entre les deux électrodes.

L'électromètre sous pression qui a été imaginé par M. C. E. Guye et étudié en collaboration avec M. A. Tcherniawski [1] remplit suffisamment bien toutes ces conditions. Son emploi est donc indiqué pour ce genre de recherches.

Cet électromètre est basé sur la répulsion qu'exercent l'un sur l'autre deux plans électrisés, portés au même potentiel. L'un de ces plans est fixe, l'autre est mobile et suspendu à un axe qui passe par son centre de gravité.

[1]) Pour plus de détails sur le montage de ce genre d'électromètre, voir : *Arch. des Sc. Phys. et Nat.* 19.

Soit P le plan fixe et P′ le plan mobile (voir la fig. 3, pl. IV); celui-ci est en équilibre indifférent. Mais si l'on dispose sur le plan mobile un poids p dont le centre de gravité se trouve à une distance d de l'axe de suspension, l'action de la pesanteur s'oppose ainsi à celle de la répulsion électrostatique et on a la condition d'équilibre entre les deux couples

$$pd \sin \alpha = C_\alpha . V^2 , \tag{12}$$

α étant l'angle de déviation correspondant à un potentiel V et C_α un coefficient, fonction de α, qui dépend des dimensions de l'appareil.

La distance d étant une constante pour un instrument donné, on peut mettre l'équation (1) sous la forme :

$$V^2 = f_{(\alpha)} \cdot p . \tag{13}$$

Si l'on remplace le poids p par un autre poids p_1 dont le centre de gravité se trouve à la même distance de l'axe de suspension on a, *pour un même angle de déviation,* un autre potentiel V, défini par la condition :

$$V_1 = V\sqrt{\frac{p_1}{p}} . \tag{14}$$

La graduation de l'instrument, c'est-à-dire la détermination de la fonction $f_{(\alpha)}$, se fait à l'aide d'un électromètre absolu. Connaissant les valeurs du potentiel pour un certain poids p, on peut, au moyen de la formule (14), calculer le potentiel pour tout autre poids p_1.

Dans le modèle que nous avons utilisé (fig. 3, pl. IV) le plan mobile était formé par une aiguille en aluminium qui portait un miroir. Elle était munie d'une ouverture permettant l'introduction des poids et son extrémité inférieure, plongeant légèrement dans de l'huile de vaseline, servait de palette d'amortissement. L'action répulsive s'exerçait sur la moitié supérieure seule de l'aiguille, l'autre moitié était entourée d'un cylindre en laiton, en communication métallique avec elle ; ce cylindre la protégeait contre toute action électrostatique extérieure.

Cet électromètre est logé à l'intérieur d'un cylindre résistant étanche, muni d'une fenêtre fermée par une vitre épaisse. Il s'y trouve fixé et isolé de la même façon que l'électrode supérieure de la chambre à décharge.

Les lectures de la déviation de l'aiguille ont été faites d'après la méthode de Poggendorff, au moyen d'une lunette disposée à côté d'une échelle verticale placée à une distance d'environ deux mètres du miroir de l'électromètre.

Nous avons chargé l'aiguille de l'instrument avec des poids en or de forme telle et disposés de façon que le système mobile conservât le même centre de gravité quelque fut le poids introduit, condition exigée par la théorie. Les poids utilisés étaient de 1, de 4 et de 16 grammes.

La table suivante indique les résultats de la graduation faite par comparaison avec un électromètre de Bichat et Blondlot, l'aiguille étant chargée avec le poids de 4 grammes :

El. Bichat et Blondlot	Electromètre sous pression		El. Bichat et Blondlot	Electromètre sous pression	
Grammes	Divisions	Volts	Grammes	Divisions	Volts
0,0	100,0	0,0	0,6	278	14.099
0,1	127,0	5.749,2	0,7	310	15.228
0,2	155,5	8.132,6	0,8	348	16.365
0,3	180,0	9.940,2	0,9	385	17.365
0,4	209,0	11.498,0	1,0	420	18.193
0,5	242,5	12.863,0	—	—	—

La pression dans l'électromètre était d'environ 6 atmosphères ; elle était réglée par la bonbonne B_2 et le manomètre métallique.

IV. — Mode opératoire

a) *Réglage et mesure de la distance des électrodes*

Une des opérations les plus importantes que nous avions à effectuer était la mesure de la distance des électrodes. Pour que les résultats obtenus avec des distances différentes soient comparables il est indispensable avant tout de s'assurer que les portions planes des électrodes sont parallèles, de plus il s'agit

d'empêcher que le parallélisme des surfaces ne soit troublé et leur distance changée lorsqu'on introduit du gaz comprimé dans la chambre à décharge.

Pour l'électrode supérieure, seule, un déplacement, sous l'influence de la pression était à craindre. Il était donc nécessaire d'assurer l'immobilité de cette électrode à toute pression. Dans ce but, après avoir fait entrer dans la chambre à décharge l'anhydride carbonique sous une pression de 50 atmosphères, on a fixé extérieurement le tube de verre supportant l'électrode à la partie supérieure de la chambre à décharge au moyen d'une grande masse de cire à cacheter *a* (fig. 2, pl. III). Ce procédé présente encore l'avantage d'améliorer l'étanchéité de l'appareil.

Ceci fait, on a laissé échapper le gaz comprimé, on a procédé au réglage du parallélisme des deux plateaux, condition qui fut réalisée de la façon suivante : On rapprochait d'abord l'électrode inférieure de l'électrode supérieure jusqu'au contact des deux plateaux, puis on chauffait légèrement de façon à ramollir la cire à cacheter qui fixe le plateau supérieur au conducteur d'amenée. Il est alors possible d'établir un contact très bon entre les deux surfaces planes et si on laisse refroidir dans cette position, le parallélisme des deux surfaces subsiste lorsqu'on écarte ensuite les deux électrodes à la distance voulue.

La mesure de la distance étant faite à la pression ordinaire, nous avons admis que l'introduction du gaz comprimé dans l'appareil ne modifie pas d'une façon sensible la distance des électrodes.

Il se peut cependant que les pressions les plus élevées auxquelles l'appareil a été soumis puissent produire un très petit changement de la distance.

Notons toutefois que la distance des électrodes, mesurée au début d'une série d'observations, était contrôlée, le groupe d'expériences une fois terminé ; on a toujours retrouvé la distance primitive ce qui prouve en tout cas l'absence de toute déformation permanente.

Avant chaque série d'expériences nous avons fait polir les surfaces des électrodes. Cette précaution était nécessaire car après un passage prolongé de la décharge les surfaces des électrodes étaient toujours criblées de petites excavations.

La mesure de la distance des électrodes se faisait au moyen d'un cathétomètre permettant d'atteindre une précision de 0,02 mm.

b) *Marche d'une expérience*

L'écartement des électrodes étant réglé et mesuré, on fermait hermétiquement l'appareil à décharge, puis on faisait entrer dans la bonbonne-réservoir du gaz comprimé sous une pression de 5 à 6 atmosphères, contrôlée au moyen du manomètre métallique. Ensuite, le robinet R (fig. 1, pl. II) qui préserve les manomètres à azote étant fermé, on laissait échapper le gaz comprimé de la chambre à décharge et on y faisait le vide au moyen d'une machine pneumatique, puis en interceptant la communication avec celle-ci on ouvrait le robinet de la canalisation reliant la chambre à décharge aux manomètres à azote. Ceci fait, on établissait à l'intérieur de l'appareil la pression voulue en manœuvrant convenablement les robinets des deux bonbonnes B_1 et B_2.

Après avoir mis en fonction le moteur qui actionnait la machine électrique, on en réglait la vitesse de façon à produire un débit plus ou moins élevé. Le potentiel de charge des condensateurs pouvait en outre être réglé à volonté en modifiant la distance des balais du micromètre à effluves.

En faisant croître progressivement le potentiel, on arrivait à produire la décharge. A ce moment, l'aiguille de l'électromètre, dont on suivait à la lunette le déplacement progressif et lent, descendait brusquement.

La pression était mesurée avant et après chaque décharge.

Pour une distance donnée, on a fait toujours deux séries d'observations, une fois en étudiant la décharge à des pressions de plus en plus élevées et ensuite en descendant l'échelle des pressions.

Pour chaque distance explosive on a fait dix groupes d'expériences de sorte que chaque point marqué sur la courbe qui résume l'ensemble des résultats est la moyenne de vingt mesures.

V. — Résultats et Conclusions

Nous donnons ci-après les résultats des mesures effectuées pour cinq distances explosives : 0,34 ; 0,54 ; 0,80 ; 1,11 et 2,24 mm. La première colonne de chaque tableau indique les potentiels explosifs V, la seconde donne les pressions correspondantes p, en mètres de Hg et la troisième les produits pd qui, du reste sont proportionnels à p pour une même distance d.

d = *0,34 mm.*

V	p m. Hg	pd	V	p m. Hg	pd
7.000	13,0	4,42	20.000	27,4	10,316
11.750	17,0	5,78	21.950	30,1	10,234
15.000	21,0	7,14	24.440	33,4	11,356
17.000	23,2	7,89	27.000	39,0	13,260
18.450	25,0	8,50	27.500	40,0	13,600

d = *0,54 mm.*

V	p m. Hg	pd	V	p m. Hg	pd
8.500	9,0	4,86	22.770	22,7	12,26
10.000	9,7	5,24	24.000	25,0	13,50
12.750	12,2	6,59	27.000	28,2	15,23
15.500	15,2	8,21	30.000	32,0	17,28
18.050	17,5	9,45	31.000	34,0	18,36
20.000	19,9	10,75	—	—	—

d = *0,80 mm.*

V	p m. Hg	pd	V	p m. Hg	pd
15.100	9,9	7.92	26.500	20,5	16,40
17.000	11,4	9,12	30.100	24,3	19,44
19.500	13,2	10,56	34.500	29,5	23,60
23.100	16,7	13,36	35.200	30,4	24,32
25.050	18,9	15,12	—	—	—

d = *1,11 mm.*

V	*p* m. Hg	*pd*	V	*p* m. Hg	*pd*
15.500	7,3	8,10	27.000	15,5	17,20
17.700	8,1	8,99	30.150	18,25	20,26
20.000	9,9	10,99	33.150	21,6	23,98
21.950	11,3	12,54	35.100	24,6	27,31
25.150	13,7	15,21	—	—	—

d = *2,24 mm.*

V	*p* m. Hz	*pd*	V	*p* m. Hz	*pd*
19.750	5,1	11,42	26.650	7,8	17,47
21.750	5,6	12,54	30.000	9,5	21,28
24.200	6,6	14,78	32.000	10,5	23,52
25.000	7,0	15,68	35.000	12,1	27,10

L'ensemble des résultats est résumé par la famille de courbes de la fig. 4 qui représente la variation du potentiel explosif V, en fonction de la pression p pour différentes distances des électrodes.

Il semble à première vue que le prolongement de toutes ces courbes devrait passer très près de l'origine des coordonnées. On constatera qu'il en est ainsi pour les courbes qui se rapportent aux plus grandes distances d, mais celle qui représente les résultats des observations pour la distance $d = 0,34$ mm. s'en écarte particulièrement en descendant trop brusquement vers l'axe des pressions. Le défaut est probablement dû à ce que la distance n'est plus alors appréciée avec une exactitude suffisante. En outre, si la pression produisait une très petite déformation cette influence serait particulièrement sensible lorsque la distance des électrodes est petite et la pression élevée.

Quelle que soit la cause de l'irrégularité observée on remarquera qu'elle ne se présente pas au même degré pour les plus grandes valeurs de la distance d.

La source de potentiel dont nous disposions (machine Wimshurst à deux plateaux) ne nous a pas permis d'atteindre avec notre dispositif des potentiels supérieurs à 40,000 volts. Cela

nous a obligé à borner l'étude pour les plus grandes distances explosives à des pressions relativement faibles (allant jusqu'à

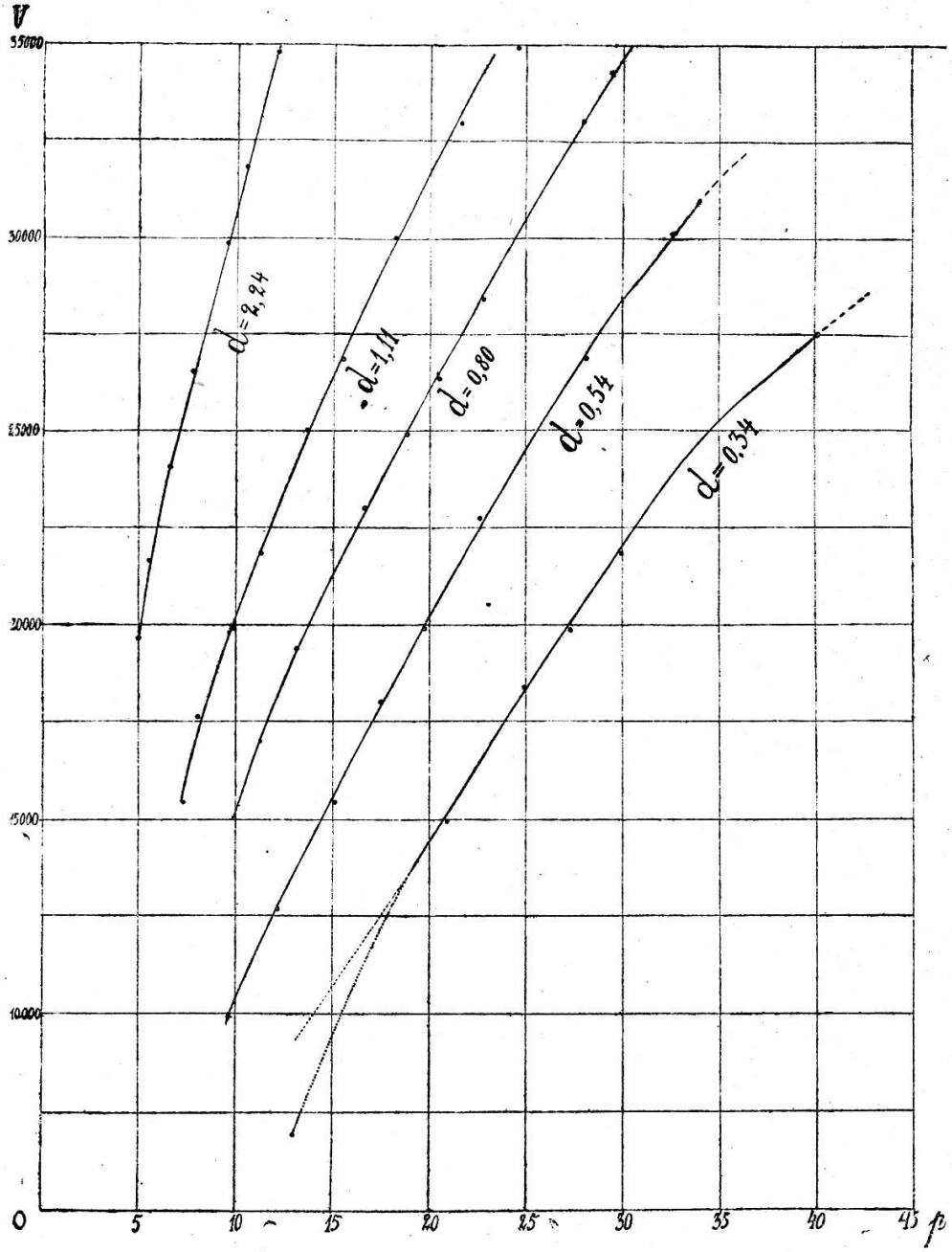


Fig. 4

13 atmosphères). Pour les petites distances, par contre (0,34 et 0,54 mm.), il nous a été possible de dépasser la pression de 50 atmosphères. On peut alors constater que les courbes du

potentiel V esquissent dans le voisinage de cette pression, un changement d'allure d'ailleurs peu prononcé.

L'ensemble des résultats obtenus va nous permettre de vérifier dans quelle mesure la loi de Paschen est satisfaite. Dans ce but nous pouvons représenter graphiquement le potentiel explosif en fonction du produit *pd* sans nous soucier de savoir quelles sont les valeur individuelles de *p* et de *d*.

La fig. 5 nous montre dans ce cas que les points relatifs aux diverses observations ne peuvent être groupés sur une courbe

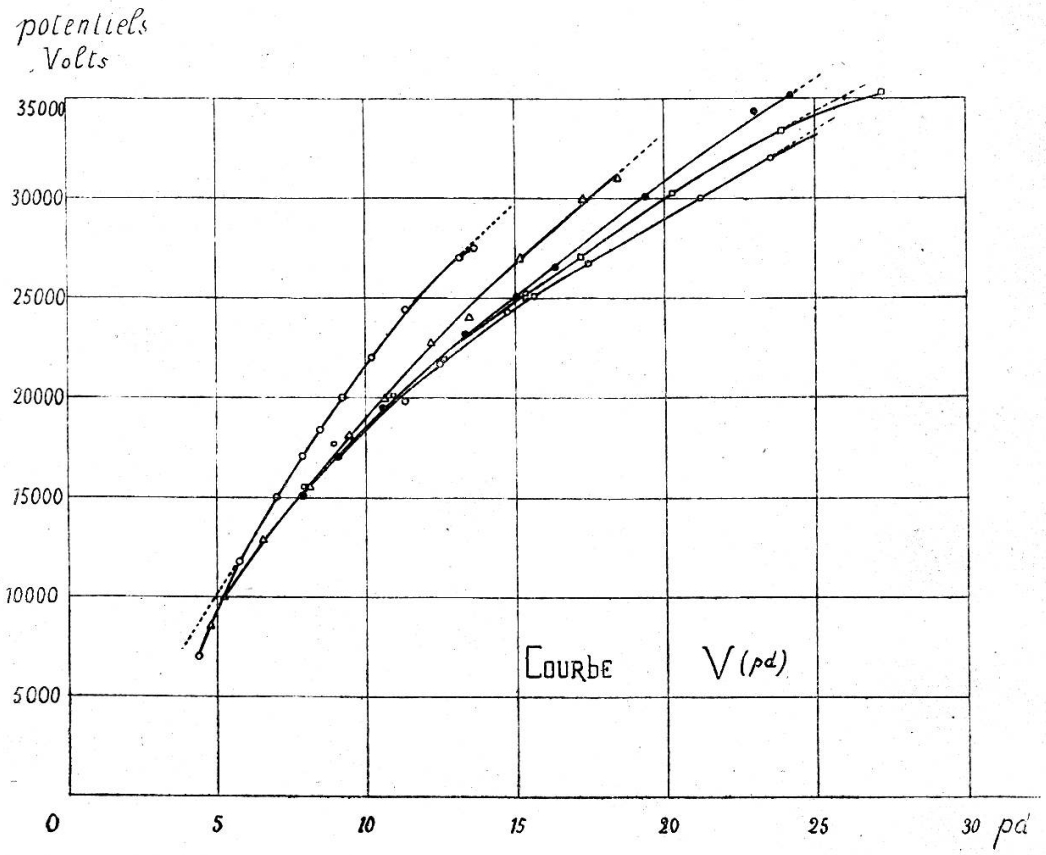


Fig. 5

unique, sauf peut être les points pour lesquels les pressions sont faibles et où la loi de Mariotte-Gay-Lussac est approximativement satisfaite. D'une façon générale ce sont les observations faites avec les plus grandes distances qui se groupent le mieux autour d'une courbe unique, précisément parce que ces observations ont été effectuées à des pressions plus faibles.

Mais au lieu de représenter le potentiel explosif comme une fonction de pd, on peut le considérer comme une fonction du produit md, m étant la masse du gaz contenue dans l'unité de volume.

Pour calculer la masse de l'unité de volume du gaz comprimé correspondant aux différentes pressions, nous avons utilisé les courbes qui ont été obtenues par Amagat dans son étude sur la compressibilité de l'anhydride carbonique pour différentes températures de ce gaz. Nous en avons déduit, par interpolation entre les courbes relatives à 10° et à 20°, celle qui correspond à 18°,5, température à laquelle nos expériences ont été effectuées.

Suivant l'exemple d'Amagat, nous avons tracé, la courbe représentant la variation du produit pv avec la pression p, en prenant comme unité la valeur de ce produit à 0° et à la pression d'une atmosphère. Les résultats du calcul sont indiqués dans le tableau ci-dessous :

p atm.	$p.v.$	p atm.	$p.v.$	p atm.	$p.v.$
5	1,0485	25	0,9087	45	0,725
10	1,0175	30	0,867	50	0,662
15	0,9825	35	0,8225	55	0,1375
20	0,9475	40	0,777	—	—

Si l'on tient compte du fait que la densité de CO_2 à 0° et 760 mm. de mercure est :

$$m_0 = 0,001293 . 1,5288 = 0,001947$$

on peut calculer la masse de 1 cm³ du gaz à 18°,5 pour toutes les pressions intéressant nos expériences.

Les courbes (fig. 6) et le tableau suivant indiquent le résultat

m	atm.	m. Hg	m	atm.	m. Hg
0,0105	5	3,80	0,0675	30	22,8
0,0210	10	7,60	0,0830	35	26,6
0,0315	15	11,40	0,1015	40	30,4
0,0420	20	15,2	0,1220	45	34,20
0,0535	25	19,0	0,1545	50	38,0

de ce calcul; les pressions étant exprimées soit en atmosphères (A), soit en mètres de mercure (B).

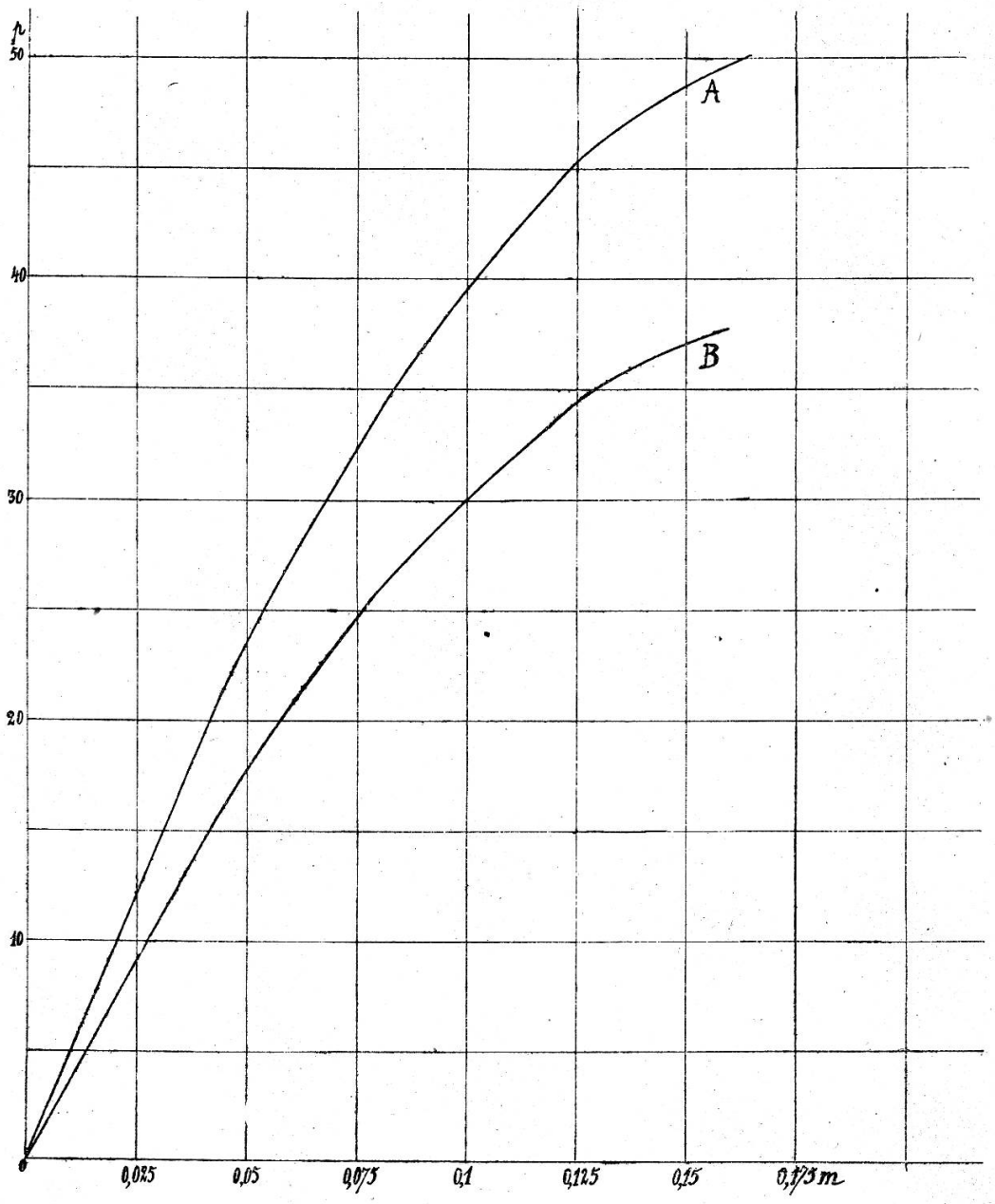


Fig. 6

Ce tableau permet de rapporter les potentiels explosifs observés aux valeurs correspondantes de m et de md, ce qui conduit aux résultats indiqués dans les tableaux suivants.

d = *0,34 mm.*

V	m.	md.	V	m.	md.
7.000	0,0360	0,01224	18.450	0,076	0,0258
11.750	0,0475	0,01615	20.000	0,087	0,0296
15.000	0,0615	0,0209	21.950	0,105	0,0357
17.000	0,0690	0,0235	24.440	0,175	0,0405

d = *0,54 mm.*

V	m.	md.	V	m.	md.
8.500	0,0245	0,0132	22.770	0,0680	0,0367
10.000	0,0265	0,0143	24.000	0,0760	0,0410
12.750	0,0335	0,0181	27.000	0,0910	0,0491
15.500	0,0420	0,0227	30.000	0,1110	0,0599
18.050	0,0490	0,0265	31.000	0,1230	0,0664
20.000	0,0570	0,0308	—	—	—

d = *0,80 mm.*

V	m.	md.	V	m.	md.
15.100	0,0275	0,0220	26,500	0,0590	0,0472
17.000	0,0315	0,0252	30.100	0,0735	0,0588
19.500	0,0365	0,0292	34,500	0,0975	0,0780
23.100	0,0465	0,0372	35,200	0,1020	0,0816
25.050	0,0535	0,0428	—	—	—

d = *1,11 mm.*

V	m.	md.	V	m.	md.
15.500	0,0200	0,0222	27.000	0,0430	0,0477
17.700	0,0220	0,0244	30.150	0,0515	0,0572
20.000	0,0275	0,0305	33.150	0,0630	0,0699
21.950	0,0310	0,0344	35.100	0,0745	0,0827
25.150	0,0380	0,0422	—	—	—

d = *2,24 mm.*

V	m.	md.	V	m.	md.
19.750	0,0135	0,0302	26.650	0,0215	0,0482
21.750	0,0155	0,0347	30.000	0,0260	0,0582
24.200	0,0180	0,0403	32.000	0,0290	0,0649
25.000	0,0190	0,0426	35.000	0,0335	0,0750

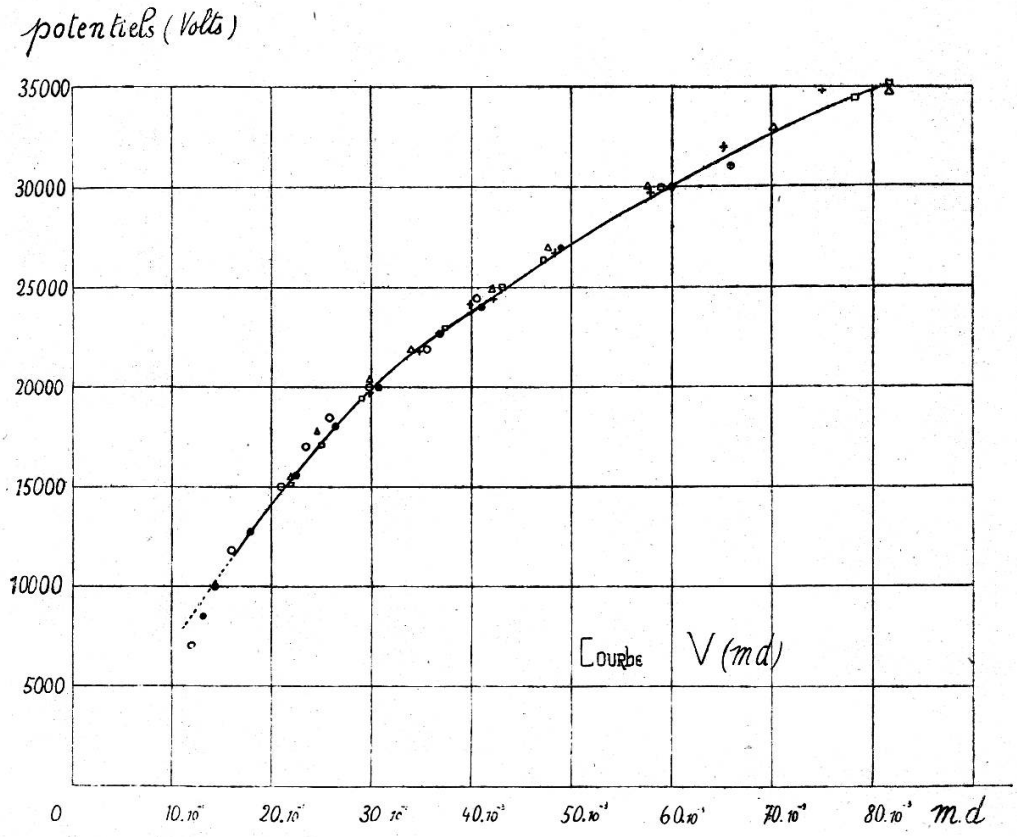


Fig. 7

A l'aide de ces valeurs, nous avons tracé une courbe représentant le potentiel V en fonction du produit *md*.

Bien que toutes les irrégularités n'aient pas encore disparu particulièrement au voisinage du maximum de compressibilité de l'anhydride carbonique, on constate cependant que l'ensemble des observations se groupe assez bien autour d'une courbe unique (fig. 7).

Il importe de remarquer qu'au voisinage du maximum de compressibilité de l'anhydride carbonique la densité de ce gaz

subit de grandes variations avec la pression et qu'une vérification exacte de la loi de Paschen nécessiterait la mesure très précise de la pression.

Cette considération nous a engagés à reprendre, en augmentant encore la précision de nos mesures, une étude minutieuse du potentiel explosif dans l'acide carbonique au voisinage même du maximum de compressibilité afin de déterminer dans cette région la forme de la courbe du potentiel explosif.

En résumé, on peut conclure qu'à la condition de prendre comme variable indépendante non la pression mais la densité du gaz, la loi de Paschen se trouve assez bien vérifiée par nos expériences, dans les limites de précision où elles ont été effectuées.

Donc *sous sa forme plus générale et plus exacte*

$$V = F(md)$$

la loi de Paschen est applicable dans de larges limites à des gaz comprimés s'écartant considérablement de la loi de Mariotte-Gay-Lussac.

Remarque

Dans quelles limites l'expression

$$V = F(md) \qquad (I)$$

est-elle applicable aux gaz comprimés.

Pour s'en rendre compte, il suffit de conserver à la démonstration (page 135) toute sa généralité, en ne la limitant pas au seul cas des gaz parfaits.

Les formules (4) et (6) doivent être remplacées par les expressions

$$\alpha\lambda_0 = \varphi_0 (X\varepsilon\lambda_0) \qquad (a)$$

$$\beta\lambda_1 = \varphi_1 (X\varepsilon\lambda_1) \qquad (b)$$

dans lesquelles λ_0 désigne le chemin moyen d'un électron entre deux chocs ; λ_1 le chemin moyen d'un ion positif entre deux chocs, dans les mêmes conditions de température et de pression.

La condition de la décharge disruptive est toujours donnée par la formule

$$d = \frac{1}{\alpha - \beta} \log_e \frac{\alpha}{\beta} \qquad (c)$$

Mais en y substituant les valeurs de α et β déduites de (a) et (b) elle devient

$$d = \frac{1}{\dfrac{\varphi_0 (X\varepsilon\lambda_0)}{\lambda_0} - \dfrac{\varphi_1 (X\varepsilon\lambda_1)}{\lambda_1}} \log_e \frac{\lambda_1 \varphi_0 (X\varepsilon\lambda_0)}{\lambda_0 \varphi_1 (X\varepsilon\lambda_1)} \qquad (d)$$

Il est facile de voir que tant que les chemins moyens λ_0 et λ_1 restent inversément proportionnels au nombre m des molécules par unité de volume, c'est-à-dire à la densité du gaz, cette expression peut être mise sous la forme

$$V = F(md) \qquad (I)$$

Il suffit en effet pour l'obtenir de poser dans l'équation (d)

$$\lambda_0 = \frac{1}{\pi\sigma_0^2 m} \qquad \lambda_1 = \frac{1}{\pi\sigma_1^2 m} \qquad X = \frac{V}{d} \qquad (e)$$

Dans ces expressions σ_0 est la somme des rayons d'une molécule et d'un électron (approximativement le rayon d'une molécule, si on néglige la dimension de l'électron) ; σ_1 est la somme des rayons d'un ion positif et d'une molécule (approximativement le diamètre d'une molécule si l'ion positif est peu différent de la molécule).

Mais lorsqu'on envisage des gaz fortement comprimés, les relations qui donnent les chemins moyens ne sont probablement plus tout à fait exactes.

En outre on peut supposer qu'un champ moléculaire X_m vient se superposer au champ extérieur de sorte que l'on a

$$X = \frac{V}{d} + X_m$$

La formule (I) n'est plus alors nécessairement applicable.

Bien que, dans l'état actuel de nos connaissances, il soit bien difficile de se rendre compte exactement, comment l'ionisation par chocs se produit dans un fluide très dense ; il semble néanmoins assez probable d'après les remarques qui précèdent qu'au fur et à mesure que la densité augmente et qu'on s'approche par exemple de l'état liquide, la loi de Paschen $V = F(md)$ doive subir des modifications.

Toutefois les expériences qui précèdent montrent qu'elle est encore exacte, même dans le cas où les gaz s'écartent considérablement de la loi de Mariotte-Gay-Lussac.

Pour savoir dans quelles limites la formule (I) est applicable, il conviendrait de comparer avec une précision plus grande que celle de nos expériences actuelles, les deux valeurs du potentiel explosif correspondant à une même valeur du produit md ; la première devrait être faite avec un gaz de faible densité et une grande distance explosive ; la seconde sur le même gaz, fortement comprimé et une faible distance explosive. Dans cette dernière expérience les variations des chemins moyens et le champ moléculaire X_m pourraient intervenir pour modifier la loi de Paschen. Nous reviendrons prochainement sur cette partie du travail.

C. E. G.