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

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

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741308

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: 09.08.2025

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 9 figures)

INTRODUCTION.

Dans un précédent travail, MM. P. Mercier et Hammershaimb[1] avaient montré que la loi de Paschen $V = f(md)$ était vérifiée expérimentalement aux pressions élevées dans le cas de l'azote, la décharge jaillissant entre deux électrodes hémisphériques de 15 mm de rayon. Ces auteurs attribuèrent ce résultat au fait que la diffusion latérale, facilitée par la forme des électrodes, empêche les ions de s'accumuler à leur voisinage et de modifier ainsi le champ électrique.

D'autre part dans l'anhydride carbonique cette relation n'était point satisfaite même en faisant usage des mêmes électrodes[2]. On pouvait donc invoquer le fait que dans ce dernier gaz les coefficients de diffusion, les mobilités et les recombinaisons étant moindres, le phénomène de l'inégale répartition des ions n'était pas complètement éliminé et que pour cette raison la relation $V = f(md)$ était même moins bien satisfaite que la formule ordinaire $V = f(p.d)$.

En outre la très grande condensation du gaz carbonique pouvait aussi faire supposer que dans les conditions de l'expérience aux pressions élevées, il se produisait indépendamment du

[1] P. MERCIER et G. HAMMERSHAIMB, *Arch.* 1921. t. 3. p. 356 et 481.
[2] C. E. GUYE et P. MERCIER, *Arch.* 1922. t. 4. p. 27.

champ extérieur un champ moléculaire, non négligeable, dû à la polarisation et dont l'action s'ajoutait pour faciliter le passage de la décharge disruptive.

Il convenait avant tout de s'assurer que l'inégale répartition des ions était bien réellement éliminée. Deux moyens semblent principalement permettre d'atteindre ce résultat: le premier est l'emploi de potentiels alternatifs, mais les difficultés et les complications qui en résultent, au point de vue des mesures, firent d'emblée éliminer cette première solution et nous nous sommes arrêtés au dispositif plus simple d'entraînement mécanique du gaz entre les électrodes. Le courant qui circulait dans ces conditions empêchait toute accumulation des ions au voisinage des électrodes. En même temps une forte ionisation, produite par les rayons X, avait pour effet de maintenir, dans l'intervalle entre les électrodes, le nombre d'ions suffisant pour assurer à la décharge toute sa régularité. Cette méthode nous a donné des résultats entièrement satisfaisants, ainsi que nous le verrons plus loin. La décharge se produisait régulièrement dans un champ que l'on pouvait considérer comme uniforme et il nous fut possible alors d'étudier quelle pouvait être l'influence du champ moléculaire créé par la polarisation du gaz, lequel champ doit faciliter l'ionisation par chocs et abaisser le potentiel explosif. Telles ont été les idées directrices qui nous ont fait entreprendre ces nouvelles recherches.

I. — Dispositif expérimental.

Notre dispositif expérimental est en principe le même que celui employé par MM. Mercier et Hammershaimb[1]. Il est représenté sur la figure 1.

ME Machine électrostatique de Wommelsdorf, actionnée par un moteur à courant continu Mo au moyen d'une transmission T; nous avons dû prendre des précautions spéciales pour la marche de la machine par les temps humides. Pour dessécher l'air environnant les plateaux d'ébonite nous avons introduit à l'intérieur de l'appareil de petits godets d'acide

[1] *Loc. cit.*

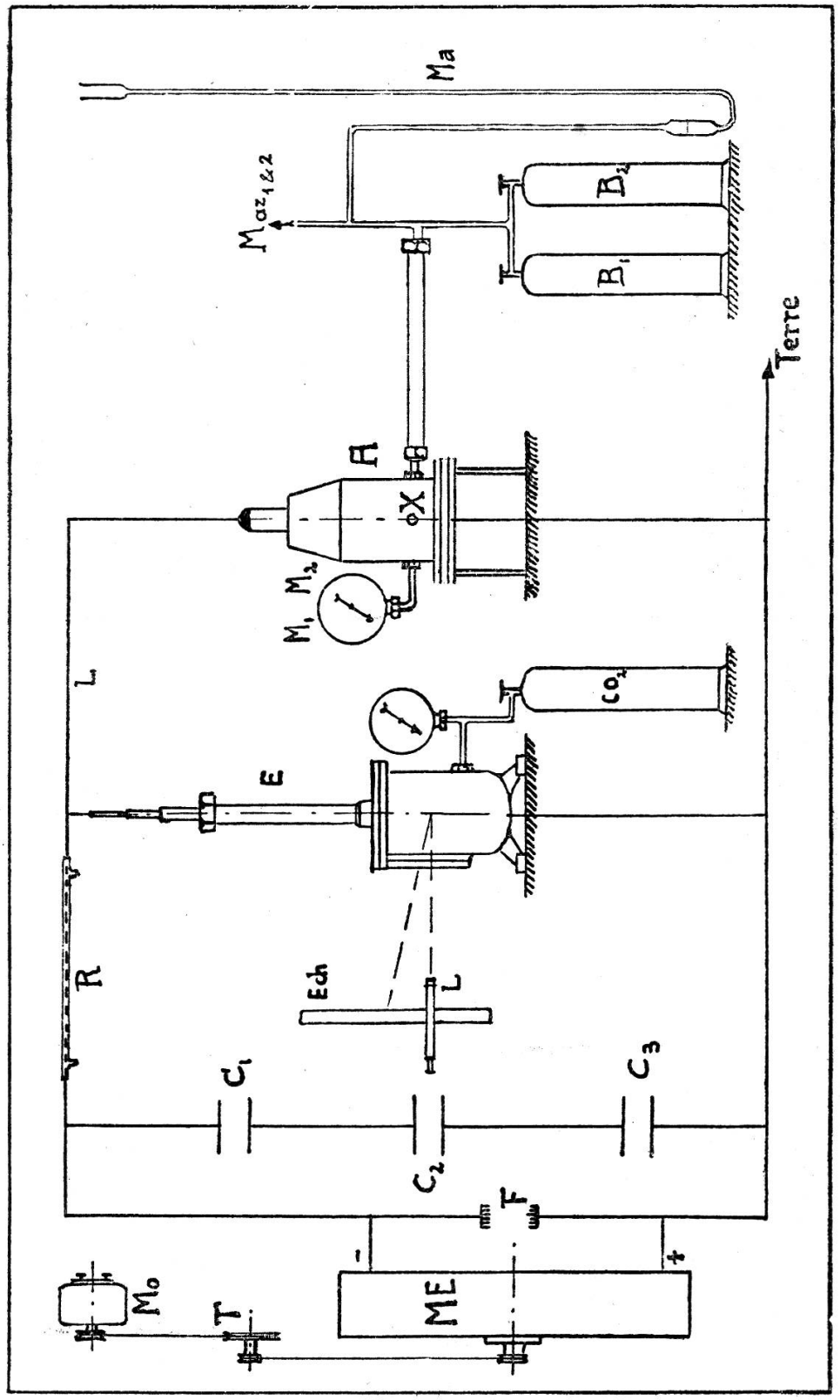

Fig. 1.

sulfurique concentré. Le pôle positif de la machine était relié à la terre. En F est un porte étincelle réglable formé de deux disques munis de balais. La distance des deux disques peut être modifiée de manière à régler le potentiel. Les condensateurs $C_1C_2C_3$ sont des condensateurs sous pression du type étudié par Wien [1]; ils sont remplis d'acide carbonique comprimé à 25 atmosphères. E électromètre sous pression rempli de CO_2 à 9 atmosphères [2]. La partie extérieure de l'électromètre est mise

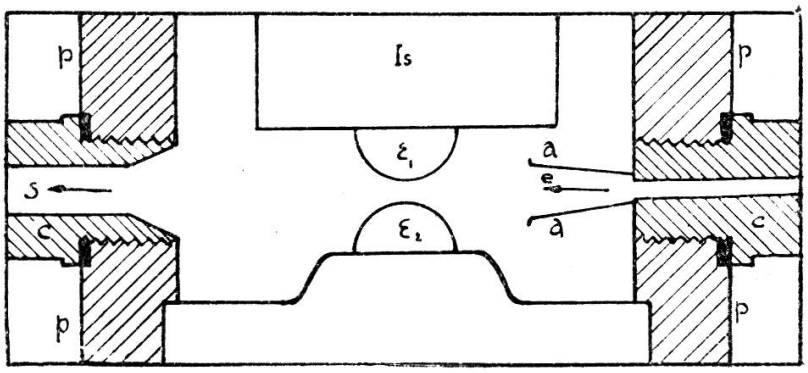

Fig. 2.

c, canalisation du gaz ; *e*, entrée ; *s*, sortie ; *a*, ajutage en entonnoir ; *p*, parois de l'appareil ; $\varepsilon_1\varepsilon_2$, électrodes ; *i*, isolateur de porcelaine. On voit que le gaz entrant en *c* et sortant en *s* est forcé de passer entre les électrodes.

à la terre et protège ainsi l'aiguille contre toutes les influences extérieures. Pour augmenter l'isolation de l'appareil employé dans le travail précédent, nous avons remplacé la partie supérieure par un isolateur en porcelaine (en tous points semblable à celui de l'appareil à décharge [3]). A appareil à décharge. La seule modification que nous ayons apportée à l'appareil à décharge est la suivante: nous avons ajouté à la canalisation d'amenée du gaz un ajutage divergent en entonnoir de manière à pouvoir balayer par un courant gazeux l'espace compris entre les électrodes. C'est ce qu'on voit sur la figure 2.

[1] WIEN, M., *Ann. d. Phys.*, t. 29, p. 679, 1909.

[2] Cet électromètre, imaginé par l'un de nous, a été décrit déjà avec ses diverses modifications, dans les travaux antérieurs du Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.

[3] Cette modification ne figure pas sur la fig. 1 empruntée au travail de MM. Hammershaimb et Mercier, auquel nous renvoyons pour plus de détails.

La pression était mesurée par les manomètres métalliques M_1 et M_2 adaptés à l'appareil à décharge (fig. 1) et soigneusement étalonnés.

Toutes nos expériences ont été faites avec une source ionisante extérieure; nous avons employé pour cela des rayons X dont le tube était alimenté par une bobine d'induction munie d'un interrupteur Wehnelt.

II. — Opérations préliminaires.

Mesure de la distance des électrodes. — Aux hautes pressions (40 atmosphères) une charge de 500 kg environ pesait sur l'isolateur de porcelaine de l'appareil à décharge, de telle sorte qu'une vérification constante de la distance des électrodes était nécessaire. Nous nous sommes servis pour cela d'un cathétomètre à oculaire micrométrique placé en face d'une des fenêtres de la chambre à décharge. Après chaque lecture du potentiel explosif il était facile de vérifier la distance disruptive.

Electrodes. — Le dernier travail de MM. C.-E. Guye et Mercier [1] a montré que le potentiel explosif dépend dans une certaine mesure de l'état de la surface des électrodes. Mais les écarts observés, entre les résultats obtenus avec des électrodes neuves ou usagées, sont considérablement diminués lorsque l'on utilise une source ionisante accessoire; en outre les résultats sont alors beaucoup plus réguliers, comme on le sait depuis longtemps. Il y a donc un intérêt évident, dans l'étude de la décharge disruptive, à utiliser une source ionisante accessoire et à se rendre aussi indépendant que possible des irrégularités qui sont dues à l'état de la surface des électrodes. Nos expériences ont donc toutes été faites avec des rayons X et d'autre part nous n'avons jamais eu besoin de repolir les électrodes.

Vérification de l'électromètre sous pression. — Avant et après chaque série de mesures nous avons étalonné l'électromètre sous pression avec un électromètre absolu de Bichat et Blondlot.

[1] *Loc. cit.*

Nous avons ainsi constaté une concordance très satisfaisante. D'autre part la mesure d'un même potentiel avec différents poids sur l'électromètre ne nous a pas donné de différences notables.

Mode opératoire. — La méthode de mesure la plus exacte consiste, comme nous l'avons expérimenté, à mesurer continuellement le potentiel explosif pour une variation de pression allant de une à deux atmosphères (la pression dans la bonbonne tampon en rapport avec la chambre à décharge diminuant en effet constamment à cause du courant gazeux qui s'en échappe). A chaque décharge disruptive on notait la pression correspondante. On obtenait ainsi environ dix étincelles pour une chute de deux atmosphères. En prenant ensuite la moyenne arithmétique respectivement des potentiels et des pressions, on obtenait une valeur moyenne sensiblement exacte. En effet la courbe des potentiels en fonction de la pression est pratiquement rectiligne dans cet intervalle de pression.

Ordre des expériences. — Comme nous l'avons dit plus haut notre méthode d'expérience exigeait l'emploi d'un courant gazeux circulant entre les électrodes, afin d'empêcher l'inégale répartition des ions. D'autre part nous nous sommes servis d'une source ionisante extérieure pour remplacer les ions emportés par le courant gazeux et pour diminuer l'influence de la surface des électrodes sur le potentiel explosif.

La première chose à faire était donc d'étudier l'effet sur le potentiel explosif du nombre plus ou moins grand des ions présents entre les électrodes. Cela revenait à étudier les variations de celui-ci en fonction de l'intensité de l'ionisation due aux rayons X. Il fallait deuxièmement examiner l'influence de la vitesse du courant gazeux et cela en expérimentant successivement avec et sans rayons X.

Les premières expériences furent effectuées dans le CO_2 en éliminant autant que possible l'inégale répartition des ions; elles ont été exécutées avec les petites électrodes de cuivre de 15 mm de diamètre pour lesquelles la loi de Paschen avait été vérifiée dans l'azote sans courant gazeux (Hammershaimb et Mercier, *loc. cit.*).

Puis, comme vérification, nous avons repris l'étude de l'azote, avec les mêmes électrodes, en y ajoutant le courant gazeux pour voir si ce dernier avait une influence quelconque.

III. — Expériences dans l'Anhydride carbonique.

Expériences préliminaires : Influence des rayons X. — L'ionisation produite dans les gaz par les rayons X est proportionnelle au nombre des molécules absorbantes contenues dans l'unité de volume, c'est-à-dire à la densité. Dans nos expériences la pression a varié de 1 à 50 atm., ce qui correspond pour le CO_2 à une variation de densité de 1 à 60 environ. Par conséquent le nombre des ions produits par les rayons X entre les électrodes devait considérablement changer d'une mesure à l'autre.

Il importait donc d'étudier l'influence sur le potentiel explosif du nombre des ions présents entre les électrodes. Pour faire varier l'intensité de l'ionisation nous nous sommes servis de plusieurs moyens: nous avons employé deux tubes à rayons X de dureté différente dont nous pouvions faire varier le débit en augmentant ou en diminuant le courant dans le primaire de la bobine d'induction alimentant le tube. En éloignant plus ou moins les ampoules de l'appareil à décharge, on diminuait aussi l'intensité de l'ionisation; en effet l'intensité des rayons X mesurée à partir d'un centre d'émission varie en raison inverse du carré de la distance. En réalité l'influence de la distance est plus forte encore, car il faut tenir compte de ce que les rayons de grande longueur d'onde sont facilement absorbables par l'air ou le milieu avoisinant, interposés avant l'arrivée entre les électrodes.

Les deux tubes à rayons X que nous avons utilisés étaient de grosseur différente. La petite ampoule avait une dureté d'environ 3° Benoît tandis que la grosse nous donnait autour de 5 à 6°. On sait que lorsque la tension augmente entre les électrodes d'un tube à rayons X, la longueur d'onde minimum du spectre diminue, donc la dureté augmente. En même temps l'intensité de toutes les radiations croît linéairement, si bien que l'énergie totale du rayonnement est proportionnelle au carré de

LABORATOIRE DE PHYSIQUE UNIVERSITÉ NEUCHATEL

la tension appliquée. De plus l'intensité de chaque radiation élémentaire est proportionnelle au nombre des corpuscules qui abandonnent leur énergie à l'anticathode [1]. On voit donc qu'en faisant varier l'intensité du courant dans le circuit primaire de la bobine d'induction, on augmente dans une forte proportion le nombre des ions produits entre les électrodes.

D'autre part on sait que le retard explosif étudié par Warburg [2] est éliminé en employant une source ionisante extérieure, et que le potentiel explosif observé dans ce dernier cas est le même que celui qu'on mesure lors d'une succession rapide d'étincelles. Il était intéressant de voir si dans le CO_2 une ionisation très intense pouvait produire un abaissement du potentiel explosif supérieur à celui correspondant à une succession d'étincelles. Tel ne fut pas le cas dans les limites de nos expériences: le potentiel explosif fut parfaitement constant, soit que nous employions la petite ampoule (3° Benoît) à 30 cm de la chambre à décharge avec le courant minimum dans le primaire de la bobine d'induction, soit que nous nous servions de la grosse ampoule (5° B) placée directement contre la fenêtre de quartz de l'appareil à décharge et avec le maximum de courant dans la bobine.

L'expérience suivante était très caractéristique: les électrodes étaient portées à un certain potentiel mesuré à l'électromètre. On ionisait alors le gaz par une source accessoire; le potentiel des électrodes baissait alors sans que l'étincelle se produisît et cet abaissement était d'autant plus rapide et plus grand que l'ionisation était plus forte. Il était très caractéristique de voir que si l'on faisait monter le potentiel des électrodes jusqu'à la décharge disruptive le potentiel explosif restait indépendant de l'état d'ionisation du gaz. C'est ce que montrent les expériences consignées dans la table n° 1.

[1] Ledoux-Lebard et Dauvilliers. *La Physique des Rayons X.* Paris, Gauthier-Villars 1921.

[2] Warburg. *Ann. d. Phys.*, t. 5, 1901.

TABLE N° 1.

V potentiel explosif en volts dans CO_2. Température 8° C. Electrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre. Distance explosive 0,5 mm. Pression 15 atmosph. d distance en cm de l'ampoule à rayons X à l'appareil à décharge.

d (cm)	V (volts). Petite ampoule	V grosse ampoule
0	26220	26210
5	26210	26220
10	26220	26220
20	26220	26210
30	26210	26220

Distance explosive 1 mm. Pression 10 atmosphères. Température 23°5.

d	V petite ampoule	V (volts). Grosse ampoule
0	26450	26450
15	26440	26450
30	26450	26450

Chacun de ces chiffres représente la moyenne de dix observations. Les différences qu'on remarque n'atteignent pas le 0,4 ‰ et proviennent ou des erreurs expérimentales ou de l'irrégularité du phénomène.

La conclusion que nous pouvons tirer de ces expériences, est que notre source ionisante accessoire ne trouble pas les conditions normales de la décharge disruptive. Nous pourrons donc utiliser les rayons X, sans qu'aucune anomalie du potentiel explosif ne leur soit imputable.

Influence du courant gazeux. — Nous avons pensé qu'un courant gazeux chassant les ions empêcherait ceux-ci de s'accumuler au voisinage des électrodes, en renouvelant le gaz à leur surface et éliminerait ainsi la perturbation apportée à la loi de Paschen par le phénomène de l'inégale répartition des ions.

Le courant gazeux était obtenu en ouvrant le robinet à pointeau de la chambre à décharge. Le gaz passait alors entre les électrodes grâce à l'ajutage que nous avions adapté à la canalisation (voir fig. 2) et la bonbonne tampon reliée à l'appareil se vidait peu à peu. On pouvait faire varier la vitesse du courant en ouvrant plus ou moins le robinet. Le temps employé pour abaisser d'une atmosphère la pression dans l'appareil donnait une mesure relative assez exacte de la vitesse du courant gazeux. Ce temps était naturellement variable avec la pression d'expérience.

Il était évident que ce courant gazeux devait modifier les conditions normales dans lesquelles on doit se placer pour établir la loi de Paschen par la théorie de l'ionisation par chocs. En effet on admet dans cette théorie ou qu'un certain nombre d'ions préexistent dans le gaz ou que des rayons ultra-violets agissent sur l'électrode négative, qui émet alors des photoélectrons, ou bien encore que des rayons X ou γ ionisent le gaz entre les électrodes. On est alors conduit à une formule du type

$$n = n_0 \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{l(\alpha-\beta)}} \text{ [1]}$$

où n est le nombre des ions qui arrivent à l'électrode positive par unité de temps, n_0 celui des ions produits dans le même temps au sein du gaz par une action extérieure (dans le cas de la formule ci-dessus la source ionisante est une ampoule à rayons X), l la distance entre les électrodes, α et β le nombre de chocs ionisants par cm de parcours pour les ions négatifs et positifs respectivement.[1]

Seul le numérateur de la fraction du second membre varie suivant les conditions initiales envisagées ci-dessus. Au contraire le dénominateur reste toujours le même. Or on admet que la

[1] La formule correspondant au cas où la source ionisante est consituée par des rayons ultra-violets est

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{l(\alpha-\beta)}}{\alpha - \beta e^{l(\alpha-\beta)}}$$

Le dénominateur est le même.

décharge disruptive a lieu quand n devient infiniment grand; autrement dit, lorsque l'intensité du courant qui passe entre les électrodes tend vers l'infini, la décharge disruptive se produit. La condition mathématique pour que n devienne infini est comme on sait :

$$\alpha - \beta e^{l(\alpha-\beta)} = 0 .$$

On voit que n_0 n'intervient pas théoriquement dans cette condition qui suppose qu'il préexistait dans le gaz un nombre d'ions *suffisant* pour amorcer le phénomène de l'ionisation par chocs.

D'autre part, il se peut que lorsque n_0 lui-même devient très grand, le potentiel explosif soit abaissé car il n'est pas nécessaire pratiquement pour que la décharge disruptive se produise que n devienne infini; il suffit que n devienne *très grand* pour décharger, pour ainsi dire instantanément, les électrodes. Cependant nous avons vu au paragraphe précédent qu'avec les sources ionisantes dont nous disposions ce n'était pas le cas, et que, dans les limites de nos expériences avec les rayons X, le potentiel explosif dans l'anhydride carbonique est resté indépendant de n_0.

Notre courant gazeux emportant les ions au fur et à mesure qu'ils se produisaient, il était évident qu'on devait observer une élévation du potentiel disruptif (fig. 3.) en absence d'ionisation auxiliaire.

Pour remédier à cet inconvénient c'est-à-dire pour se replacer dans les conditions normales (champ uniforme) il fallait faire en sorte que, malgré le courant gazeux, l'espace entre les électrodes soit constamment garni d'ions. Pour ioniser le gaz nous nous sommes uniquement servis, comme nous l'avons dit, d'une ampoule à rayons X.

En résumé, tandis que, d'une part le courant gazeux, tendant à emporter les ions au fur et à mesure qu'ils se formaient, empêchait le phénomène de l'inégale répartition de se produire, d'autre part la forte ionisation extérieure ramenait le milieu dans des conditions normales pour l'étude des lois de la décharge disruptive.

TABLE N° 2.

Potentiel explosif en volts dans CO_2. Distance explosive 0,5 mm. Electrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre. Courant gazeux avec et sans rayons X.

p pression en atmosphères. V_x potentiel explosif avec rayons X. V potentiel explosif sans rayons X.

p_{atm}	V_x (volts)	p_{atm}	V (volts)
9,16	14180	7,64	14245
9,74	14915	8,79	14865
10,56	15360	9,15	15870
11,06	15860	9,68	16660
12,16	17020	10,82	17140
12,83	17670	11,93	17500
13,36	18100	12,56	19250
13,82	18610	13,65	19860
14,50	19390	14,82	20110
15,52	20185	15,34	21350
16,41	21415	15,70	22315
17,54	22140	17,02	22890
18,07	22690	17,39	23510
19,38	24190	17,93	24800

La figure 3 montre les variations du potentiel disruptif en fonction de la pression entre 10 et 20 atmosphères. Les points marqués par des croix ont été obtenus avec le courant gazeux sans ionisation extérieure. On voit qu'ils sont très irrégulièrement placés. D'autre part on remarque que les potentiels auxquels ils correspondent, sont sensiblement plus élevés que ceux qui correspondent aux potentiels explosifs avec courant gazeux et avec rayons X. Ces derniers potentiels dessinent une courbe dont les points s'écartent très peu. Cette figure montre d'une façon caractéristique l'effet régulateur des rayons X.

Enfin avant d'utiliser cette méthode il fallait encore éclaircir un dernier point: toute inégale répartition des ions était-elle réellement éliminée par l'action du courant gazeux ? Pour nous en assurer nous avons étudié l'influence de la vitesse de ce courant sur le potentiel disruptif, en employant toujours les

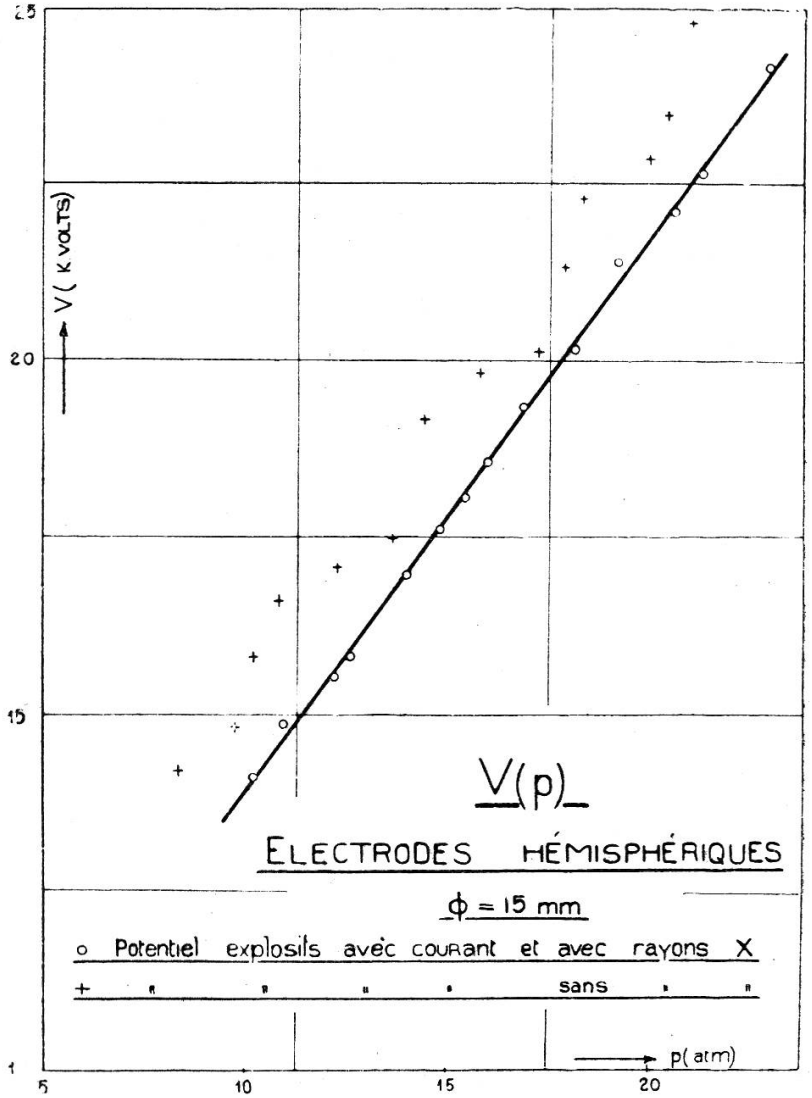

Fig. 3.

rayons X. *En faisant varier la vitesse du courant de CO_2 de 1 à 60 environ, nous n'avons constaté que des variations du potentiel explosif restant dans les limites des erreurs d'expérience.* Les mesures furent faites à différentes pressions mais les résultats furent toujours les mêmes.

Ceci montre que l'inégale répartition des ions n'avait plus

lieu, et que nous mesurions bien un potentiel satisfaisant à la condition d'un champ uniforme, nécessaire pour pouvoir interpréter simplement les lois du potentiel explosif.

Résultats des expériences dans l'anhydride carbonique. — Ainsi que nous l'avons rappelé dans notre introduction les travaux précédents effectués au laboratoire de physique de l'Université de Genève, ont montré que les courbes du potentiel explosif en fonction du produit de la distance des électrodes par la pression du gaz, ne vérifiaient pas la loi de Paschen.

Les courbes relatives aux différentes distances formaient un faisceau compris entre la courbe pour la distance 0,5 mm et celle correspondant à la distance 1 mm. C'est donc entre ces deux limites qu'on observe la plus grande divergence, et c'est pourquoi nos expériences n'ont porté que sur les distances 0,5 et 1 mm.

TABLE N° 3.

Potentiel explosif V en volts dans CO_2. Température 23°,5 C. Electrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre.

d = distance explosive en mm. p = pression en atmosphères. δ = densité du CO_2. pd et δd = produits de la distance explosive respectivement par la pression et la densité.

d (mm)	p (atm)	δ	pd	δd	V (volts)
0,50	6,92	6,51	3,46	3,26	10680
»	7,84	7,44	3,92	3,72	11865
»	9,68	9,32	4,84	4,66	14080
»	13,04	12,89	6,52	6,45	17730
»	15,04	15,05	7,52	7,53	20175
»	20,28	21,13	10,14	10,57	25740
»	25,20	27,24	12,60	13,62	30625
»	26,84	29,36	13,42	14,68	32650
»	30,44	34,15	15,22	17,07	36350
»	39,78	48,79	19,89	24,39	46400
»	43,46	55,31	21,73	27,65	49695
1,00	3,12	2,80	3,12	2,80	10410
»	4,98	4,67	4,98	4,67	14765
»	7,84	7,43	7,84	7,43	21320
»	11,66	11,48	11,66	11,48	29685
»	14,29	14,30	14,29	14,30	34935
»	18,23	18,72	18,23	18,72	44070
»	20,74	21,63	20,74	21,63	49520
»	22,91	24,12	22,91	24,12	54460

Les résultats sont résumés dans la table n° 3 où V représente le potentiel disruptif en volts, d la distance disruptive en mm, p la pression en atmosphères, δ la densité du CO_2 en prenant comme unité la densité à 0° et 1 atmosphère. Chaque potentiel noté dans la table est la moyenne d'au moins 10 observations faites suivant la méthode décrite plus haut.

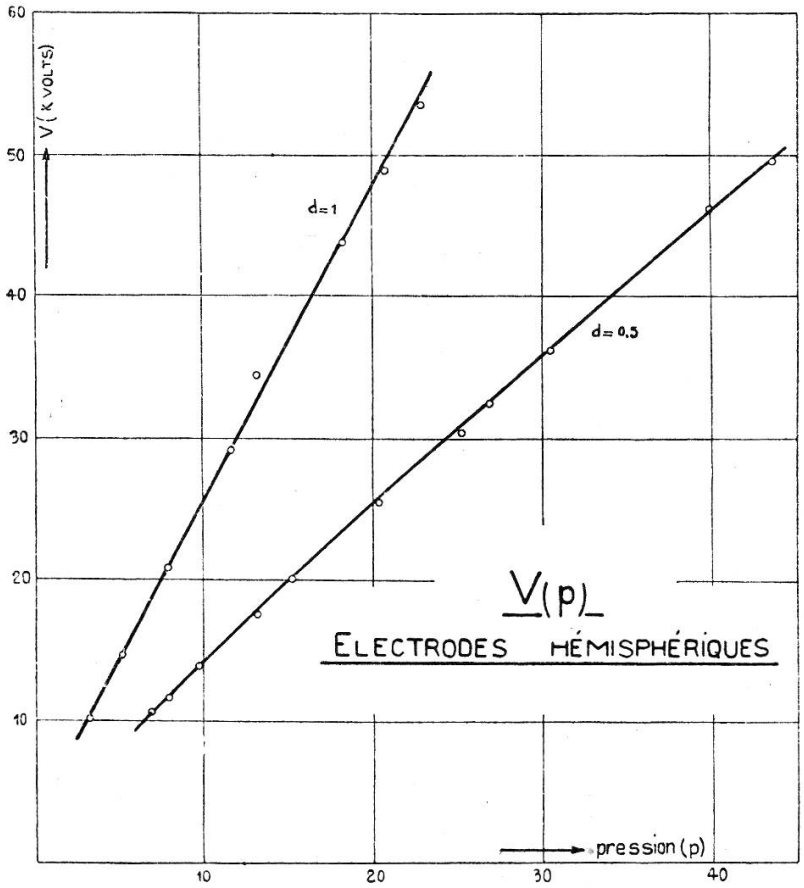

Fig. 4.

La figure 4 représente les variations du potentiel V en fonction de la pression pour les différentes distances des électrodes. On remarquera l'allure rectiligne des deux courbes qui ne tendent à s'incurver que vers les basses pressions.

La figure 5 est beaucoup plus intéressante. En abscisses sont portés les produits de la pression par la distance explosive, tandis que les potentiels disruptifs sont comptés en ordonnées. On voit que la loi de Paschen qui voudrait que le potentiel explosif soit uniquement fonction du produit pd, n'est pas

complètement vérifiée. En effet la courbe pour la distance $d = 0{,}5$ mm diverge peu mais nettement de la courbe $d = 1$ mm. Cette dernière a une allure rectiligne remarquable, tandis que

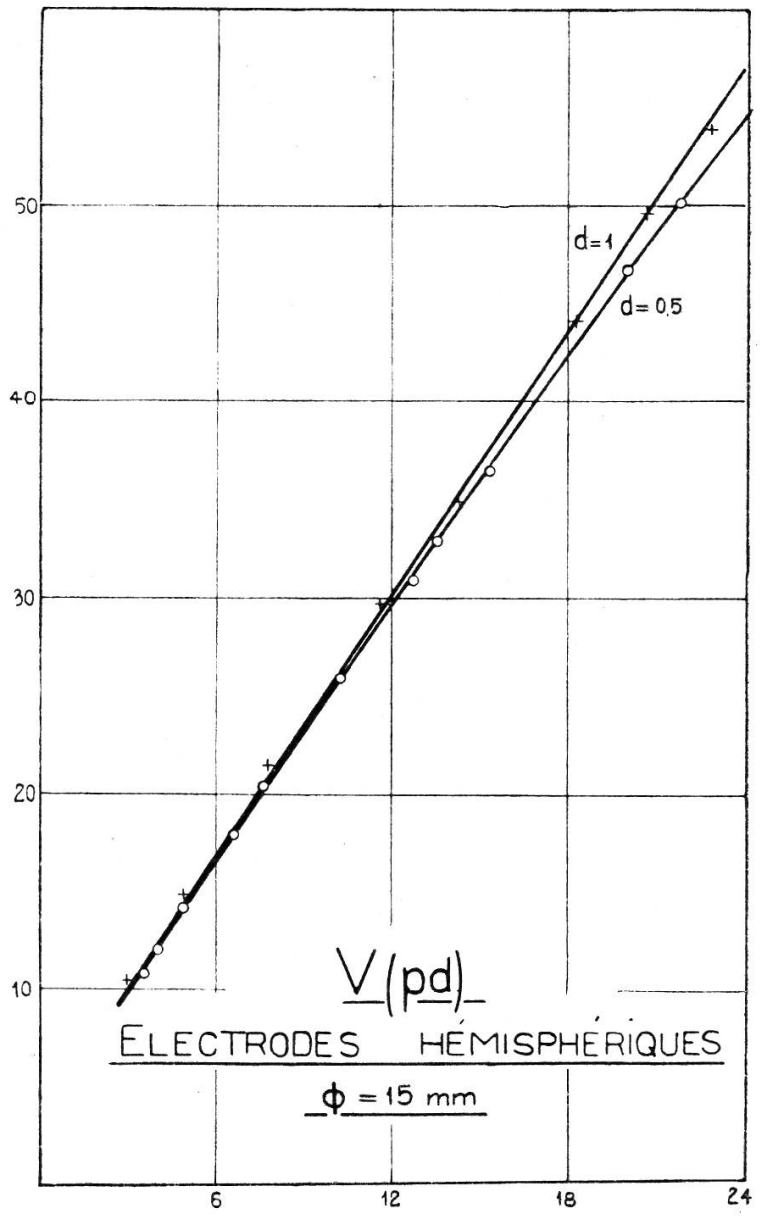

Fig. 5.

celle de la distance 0,5 mm tend à s'incurver aux hautes pressions (35 atm.). Nos résultats concordent un peu mieux (de 1 à 3 %) avec la loi de Paschen que ceux du dernier travail de

MM. C.-E. Guye et P. Mercier[1]. Cela tient à ce que toute l'accumulation des ions au voisinage des électrodes n'avait vraisemblablement pas été éliminée dans ce travail. Cette amélioration des résultats est certainement due à la méthode du courant gazeux.

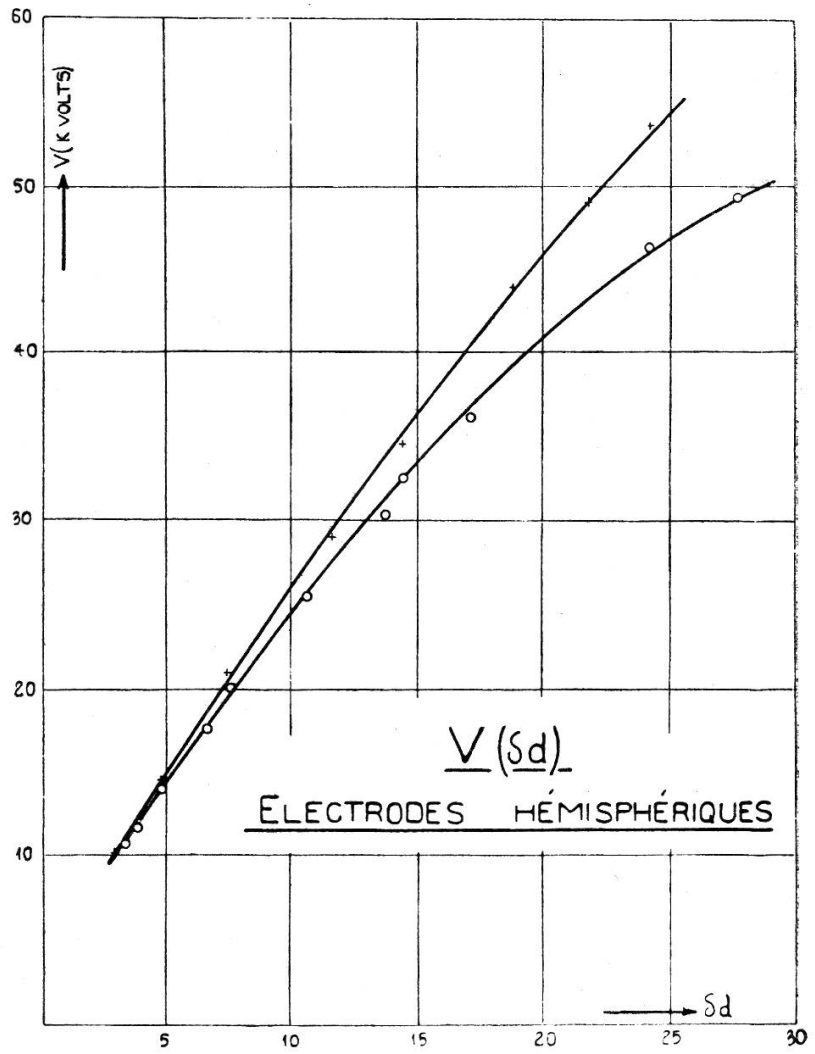

Fig. 6.

La figure 6 montre les variations du potentiel explosif V en fonction du produit δd de la densité de CO_2 par la distance disruptive. Ici les deux courbes sont nettement incurvées vers le bas et la divergence entre elles est beaucoup plus marquée que dans la figure 5.

[1] *Loc. cit.*

D'après la théorie de la décharge disruptive telle qu'on l'envisage actuellement, il semblerait que la loi de Paschen mise sous la forme $V = F(\delta d)$ devrait être mieux vérifiée que la loi $V = F(pd)$. Or les résultats des expériences particulièrement précises que nous avons effectuées, montrent qu'au contraire c'est la seconde de ces lois qui s'écarte le moins de la réalité expérimentale.

En résumé, malgré que toute l'inégale répartition des ions ait été éliminée dans nos expériences, la loi de Paschen n'est pas complètement vérifiée dans le CO_2. On peut donc conclure qu'un autre phénomène intervient pour altérer le champ électrique auquel sont soumis les ions.

Dans un travail précédent, l'un [1] de nous avait invoqué l'existence possible d'un champ électrostatique moléculaire qui, venant s'ajouter au champ extérieur, faciliterait la décharge disruptive. C'est dans cette hypothèse, croyons-nous, qu'il convient de rechercher la cause de la non-vérification de la loi de Paschen. Nous reviendrons du reste plus en détail sur cette question dans les considérations théoriques développées au cours de cette étude.

(A suivre).

[1] C. E. Guye. *Arch.* 1916. t. 42. p. 14, 68, 374.