

Recherches sur le potentiel disruptif dans l'anhydride carbonique aux pressions élevées [suite et fin]

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

Objektyp: **Article**

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

Band (Jahr): **2 (1920)**

PDF erstellt am: **29.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742537>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

RECHERCHES
SUR LE
Potentiel disruptif dans l'anhydride carbonique
AUX PRESSIONS ÉLEVÉES

PAR
C.-E. GUYE et P. MERCIER

(Avec 2 pl. hors texte et 11 fig.).

(Suite et fin).

V. — OPÉRATIONS PRÉLIMINAIRES.

Mesure de la distance des électrodes. — Le dispositif à vis micrométrique décrit précédemment et visible sur la planche II a grandement facilité la mesure de la distance des électrodes. Il suffit en principe d'amener les électrodes au contact puis de les écarter de la quantité voulue au moyen de la vis micrométrique. Cependant une condition capitale doit être satisfaite : celle du parallélisme rigoureux des électrodes. Nous avons utilisé des électrodes en laiton recouvertes d'une feuille d'or 14 carats de 0,6 mm d'épaisseur, soudée et sertie sur l'électrode. Les électrodes symétriques ont 45 mm de diamètre total, elles comportent une surface plane centrale de 30 mm de diamètre qui se raccorde au bord par une surface de forme parabolique. Leur épaisseur est de 5 mm. Le réglage du parallélisme est fait de la façon suivante : l'électrode supérieure a été soigneusement dressée et polie puis vissée en place. On l'enduisait alors légèrement de rouge à polir délayé dans un peu d'huile. L'électrode inférieure vissée sur son écrou était approchée de l'électrode supérieure au moyen de la vis micrométrique jusqu'au contact. En examinant l'empreinte déposée par le rouge sur l'électrode

inférieure, il est possible de corriger sa surface jusqu'à ce qu'elle devienne parfaitement parallèle à l'électrode supérieure. Ce résultat est obtenu quand le rouge se dépose également sur toute la surface plane de l'électrode inférieure. Notons ici que l'électrode inférieure ne subissant qu'un mouvement de translation dans le sens vertical, le parallélisme est conservé quelle que soit la distance des électrodes.

Nous avons procédé comme suit pour la mesure de la distance : les électrodes, en place dans l'appareil et nettoyées au préalable avec un peu d'alcool, sont amenées au contact. Ce contact ferme un circuit électrique comprenant une pile Daniell et un galvanomètre dont l'aiguille subit une déviation ; le galvanomètre sert ainsi d'indicateur. Le contact électrique étant atteint il suffit d'écarter les électrodes d'une fraction de centième de mm pour le faire cesser. D'autre part, si on essaye de rapprocher davantage les électrodes, le contact mécanique arrête presque instantanément ce mouvement. Il persistait un écart de 0,02 mm entre le contact électrique et le contact mécanique. Cet écart est en partie apparent et dépend du jeu résiduel des vis qu'il est impossible d'éliminer complètement. Quoiqu'il en soit, le contact électrique définissait exactement la distance 0 des électrodes et nous l'avons choisi comme point de départ. A ce moment-là on note le chiffre en regard de l'index sur le tambour divisé. Si l'on fait subir alors au tambour une rotation de n divisions dans le sens convenable, l'écart des électrodes devient égal à n centième de mm ; un tour complet soit 100 divisions représente 1 mm.

Dans nos expériences nous avons utilisé les écarts de 0,5, 1, 2, 3, 4, 5 mm. La distance une fois réglée, le tambour est retiré et l'appareil fermé est placé sur sa plate-forme. On établit alors les connexions électriques et pneumatiques comme on peut le voir sur la pl. I.

Les observations à l'intérieur de l'appareil se font au moyen d'une lunette munie d'un oculaire à micromètre. Cette lunette, non visible sur le schéma général, se place dans l'axe des fenêtres d'observation à une distance fixe. L'échelle micrométrique est divisée en 100 parties. Quand l'écart des électrodes est de 5 mm, le champ libre est recouvert exactement par les 100 di-

visions du micromètre. Une division du micromètre représente donc 0,05 mm. Ce dispositif nous a permis de constater les variations de distance des électrodes dues à la pression.

Pour les expériences dans l'anhydride carbonique, l'air doit être évacué de l'appareil et de la canalisation et remplacé par le gaz provenant des bonbonnes. Dans ce but nous avons tout d'abord fait circuler dans la canalisation un courant d'acide carbonique puis opéré alternativement quelques compressions et détentés dans cette première partie sans y faire participer l'appareil. Ensuite nous avons fait le vide dans l'appareil et rempli avec le gaz frais provenant de la bonbonne B₄ servant de réservoir. Il suffisait de répéter cette opération deux fois en poussant le vide jusqu'à 15 mm de mercure pour avoir dans l'appareil un mélange pratiquement identique au gaz de la bonbonne. Nous rappelons en outre que la pureté de celui-ci ne pouvait être garantie au delà de 0,5 %.

Si l'on fait des expériences à 0°, on introduit de la glace pilée dans le cylindre en zinc autour de l'appareil. Au bout de quelques minutes l'appareil est refroidi et prêt pour les expériences. Nous avons vérifié, en sortant l'appareil de la glace, que la distance des électrodes mesurée à la température de la salle n'est pas modifiée par cette variation de température.

Avant d'entreprendre des expériences à 0° à des pressions élevées, nous avons étudié les potentiels explosifs à la température ordinaire et à la pression de 760 mm. Ces expériences ont été faites avec l'air et l'acide carbonique. Nous avons étudié en outre l'influence de la lumière ultraviolette sur le potentiel explosif dans le cas de ces deux gaz.

VI. — EXPÉRIENCES A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE. INFLUENCE DE LA LUMIÈRE ULTRAVIOLETTE.

La source de rayons ultraviolets dont nous nous sommes servi était une lampe à mercure en quartz schématisée en L_e sur la planche I. Cette lampe, absorbant une puissance de 150 w. environ, était placée devant l'entrée du tube de laiton s'adaptant sur le regard muni de la fenêtre de quartz. Les rayons venant

de la lampe traversaient d'abord 8 cm d'air puis une épaisseur de quartz de 7 mm avant de pénétrer à l'intérieur de l'appareil.

Pour une même distance explosive les expériences ont eu lieu successivement dans l'air et dans l'acide carbonique. La distance des électrodes étant réglée, l'appareil plein d'air est fermé hermétiquement et relié au manomètre à air libre. On introduit de l'air par la canalisation au moyen d'une pompe jusqu'à ce que la pression soit égale à 76 cm de mercure. Le potentiel explosif est alors mesuré d'abord sans la lumière ultraviolette puis en faisant fonctionner la lampe. Ensuite on évacue l'air qui est remplacé par de l'acide carbonique avec les précautions indiquées précédemment. La pression est amenée à 76 cm également et l'on mesure le potentiel disruptif comme précédemment.

TABLE 4.

Potentiels explosifs pour $\left\{ \begin{array}{l} p = 76 \\ \theta = 19^\circ \end{array} \right.$ entre plateaux de 45 mm de diamètre				
d	Air		CO ²	
	s	a	s	a
0,5	2150	2010	2150	2010
1	3750	3525	3775	3525
2	7750	7530	6980	6630
3	10600	10580	9800	9600
4	13860	13800	12650	12140
5	16750	16700	15150	14630

θ température en degrés centigrades ; p pression du gaz en cm de Hg ; d distance des électrodes en mm ; a avec la lampe à mercure ; s sans la lampe à mercure.

La plus grande distance explosive considérée étant 5 mm, nous avons chargé l'aiguille de l'électromètre avec le poids de 1 gr. On peut ainsi mesurer les potentiels jusqu'à 18000 volts. Nous avons employé les électrodes planes à bords incurvés décrites précédemment. Nous donnons ici (table 4, fig. 4) les résultats de ces expériences.

En comparant ces résultats, nous voyons que pour une même distance explosive le potentiel disruptif est plus élevé dans l'air que dans l'acide carbonique. Cependant, aux petites distances $d = 0,5$ mm et $d = 1$ mm cet écart paraît s'annuler, ainsi que l'ont constaté déjà d'autres expérimentateurs. Nous voyons en outre que l'effet des rayons ultraviolets est beaucoup plus marqué dans le cas de l'acide carbonique que dans le cas de l'air. Pour les distances de 5, 4, 3 mm le potentiel explosif dans l'air n'est guère modifié par la présence des rayons, alors que dans le cas de l'acide carbonique le potentiel explosif est abaissé de 3 à 4 %. Aux petites distances l'effet dans le cas de l'air est du même ordre que dans le cas de l'acide carbonique.

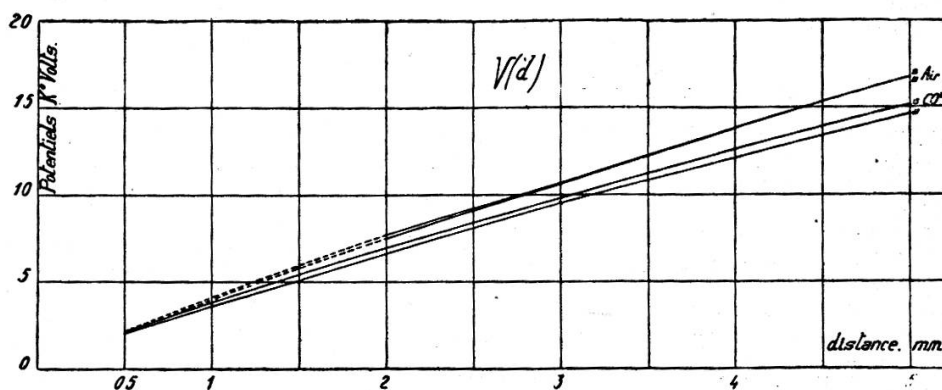


Fig. 4.

Nous avons remarqué, spécialement dans les expériences avec l'acide carbonique, que dans le cas des rayons ultraviolets le potentiel monte à une valeur limite très voisine du potentiel explosif et peut s'y maintenir un certain temps sans qu'il y ait production d'étincelle; si l'on augmente alors légèrement la vitesse de la machine électrostatique, l'étincelle éclate.

Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que le débit étant faible, la dissociation des molécules en ions, provoquée par les rayons au voisinage de l'électrode négative suffit au transport du courant sans que la décharge disruptive intervienne. Si l'on répète l'expérience, on retrouve exactement la même valeur du potentiel disruptif. En l'absence de lumière ultraviolette le gaz est beaucoup moins conducteur et, dans les mêmes conditions, le potentiel monte plus rapidement à la valeur correspondant à

la décharge disruptive. Si l'on répète l'expérience plusieurs fois on obtient pour le potentiel disruptif une série de valeurs peu différentes les unes des autres dont on prend la moyenne.

Nos expériences ultérieures, dans les mêmes conditions d'éclairement, nous ont montré que l'effet des rayons ultraviolets diminue rapidement à mesure que la pression augmente. A la pression de 10 atmosphères cet effet devenait insignifiant.

Remarquons que les courbes $V(d)$ de la fig. 4 sont incurvées au début et paraissent tendre vers une ligne droite à mesure que la distance explosive augmente. Ce résultat peut être rapproché de la loi linéaire limite proposée par Abraham et Villard¹ pour électrodes sphériques de rayon infini (électrodes planes indéfinies) et valable pour l'air à la pression atmosphérique à partir d'une distance explosive de 20 mm.

VII. — EXPÉRIENCES AUX PRESSIONS ÉLEVÉES ET A 0°.

Les opérations préliminaires sont identiques à celles décrites au chapitre IV. L'enceinte de l'appareil contient de la glace pilée. Les expériences ont été faites dans l'acide carbonique pour les distances de 5, 4, 3, 2, 1 et 0,5 mm. Grâce aux précautions d'isolement que nous avons prises, nous avons pu monter jusqu'à 54,000 volts. Pour mesurer ce potentiel élevé, nous avons dû charger l'aiguille de l'électromètre avec un poids de 9 grammes. Dans ces conditions, pour une même déviation α le potentiel mesuré est trois fois plus élevé² que celui indiqué dans la table 1.

La marche des expériences était la suivante : pour chaque distance explosive nous avons déterminé à l'avance approximativement la pression du gaz correspondant au potentiel limite de 54 000 volts que nous pouvions atteindre ; nous avons pu nous rendre compte ainsi de l'intervalle de pression qu'il convenait de choisir entre deux expériences d'une même série pour déterminer chaque courbe avec un nombre de points suffisant. Pour

¹ ABRAHAM et VILLARD. *C. R.*, t. 153, p. 1200, 1911.

² Le potentiel mesuré est en effet, à déviation égale, proportionnel à la racine carrée du poids utilisé, soit $\sqrt{9}$ dans le cas particulier.

une distance explosive donnée nous nous fixions ainsi d'avance l'échelle des pressions que nous devons parcourir.

Les expériences nécessitaient deux observateurs : l'un placé près des manomètres réglait la pression dans l'appareil au moyen des bonbonnes B_3 et B_4 et la maintenait constante pendant toutes les expériences relatives à un même point ; l'autre, placé à l'électromètre, pouvait régler la vitesse de la machine électrostatique et modifier progressivement la distance des balais. En faisant croître lentement le potentiel, il arrive un moment où l'étincelle éclate dans l'appareil à décharge. A ce moment on note la déviation maximum atteinte par l'aiguille de l'électromètre qui descend alors brusquement. Après chaque étincelle nous arrêtons la machine et recommençons la même expérience avec les mêmes précautions. Pour un même point les mesures différaient peu les unes des autres. Les chiffres indiqués dans les tableaux ci-dessous sont le résultat de la moyenne de quatre expériences au minimum ; de plus, nous avons fait pour chaque point deux expériences au minimum en présence de la lumière ultraviolette. En général, nous avons opéré en montant dans l'échelle des pressions et nous avons vérifié quelques points en descendant. En redescendant nous avons toujours obtenu des valeurs un peu plus fortes qu'en montant. En effet, sous l'influence de la pression, l'électrode supérieure subit un déplacement, constaté au moyen de la lunette munie de l'oculaire à micromètre, qui n'excède pas, pour les plus fortes pressions considérées, 0,07 mm. La matière isolante n'est pas parfaitement élastique et, si l'on supprime la pression, elle ne reprend qu'au bout d'un certain temps son état initial. En vérifiant la distance des électrodes immédiatement à la fin des expériences, après être monté à 35 atmosphères, nous avons trouvé qu'elle avait augmenté de 0,02 mm. Le lendemain, vérifiant cette distance, cet écart avait disparu.

Nous avons, pour chaque expérience, ramené le potentiel à ce qu'il aurait été si la distance n'eût pas varié ; ceci afin d'établir la comparaison de toutes les expériences pour les distances correspondant au réglage initial, soit 5, 4, 3, 2, 1 et 0,5 mm.

Les résultats figurent dans la table 5. La première colonne de chaque tableau indique le potentiel explosif sans l'influence de

la lumière ultraviolette, la deuxième et la troisième la pression en mètres de mercure et en atmosphères, la quatrième la densité, la cinquième les produits pd et la sixième les produits δd .

TABLE 5.

$d = 5 \text{ mm}$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm.}$	δ	pd	δd
15500	0,76	1,00	1,00	5,00	5,00
22270	1,16	1,53	1,57	7,65	7,85
28280	1,56	2,05	2,12	10,25	10,60
34650	1,97	2,59	2,70	12,95	13,50
41100	2,37	3,12	3,30	15,60	16,50
47500	2,77	3,64	3,91	18,20	19,55
52750	3,12	4,10	4,40	20,50	22,00

$d = 4 \text{ mm}$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm.}$	δ	pd	δd
12850	0,76	1,00	1,00	4,00	4,00
19650	1,26	1,66	1,70	6,64	6,80
26050	1,76	2,32	2,42	9,28	9,68
31950	2,27	2,98	3,13	11,92	12,52
38400	2,82	3,71	3,96	14,84	15,84
43980	3,25	4,28	4,6	17,12	18,40
50750	3,78	4,97	5,35	19,88	21,40
53050	3,95	5,20	5,62	20,80	22,48

$d = 3 \text{ mm}$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm}$	δ	pd	δd
10190	0,76	1,00	1,00	3,00	3,00
16800	1,45	1,91	1,98	5,73	5,94
24000	2,16	2,84	3,00	8,52	9,00
30350	2,86	3,76	4,02	11,28	12,06
36400	3,55	4,67	5,03	14,01	15,09
43500	4,25	5,59	6,08	16,77	18,24
49900	5,00	6,58	7,20	19,74	21,60
52650	5,30	6,97	7,58	20,91	22,74

$d = 2 \text{ mm}$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm.}$	δ	pd	δd
7350	0,76	1,00	1,00	2,00	2,00
14490	1,76	2,32	2,42	4,64	4,84
20500	2,65	3,49	3,72	6,98	7,44
24650	3,34	4,39	4,70	8,78	9,40
31125	4,35	5,72	6,25	11,44	12,50
36720	5,30	6,97	7,58	13,94	15,16
41100	6,02	7,92	8,61	15,84	17,22
46700	6,92	9,11	10,00	18,22	20,00
51780	7,90	10,40	11,40	20,80	22,80

108 POTENTIEL DISRUPTIF DANS L'ANHYDRIDE CARBONIQUE

$$d = 1 \text{ mm}$$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm.}$	δ	pd	δd
3800	0,76	1	1,00	1,00	1,00
7780	1,92	2,53	2,63	2,53	2,63
12050	3,02	3,97	4,27	3,97	4,27
18100	4,85	6,38	6,95	6,38	6,95
23800	6,67	8,78	9,57	8,78	9,57
29400	8,50	11,20	12,3	11,20	12,30
33100	9,80	12,90	14,3	12,90	14,30
37500	11,25	14,80	16,62	14,80	16,62
41250	12,80	16,84	19,17	16,84	19,17
46200	14,32	18,84	21,90	18,84	21,90
50100	16,32	21,47	25,61	21,47	25,61

$$d = 0,5 \text{ mm}$$

V	$pm \text{ Hg}$	$p \text{ atm.}$	δ	pd	δd
2200	0,76	1	1,00	0,50	0,50
5500	2,50	3,29	3,49	1,64	1,74
9700	5,00	6,58	7,17	3,29	3,58
13300	7,50	9,87	10,80	4,93	5,40
16500	10,00	13,15	14,61	6,57	7,30
19600	12,50	16,45	18,68	8,22	9,34
22500	15,00	19,74	23,13	9,87	11,56
25400	17,50	23,03	27,98	11,51	13,99
28100	20,00	26,32	33,28	13,16	16,64

Les courbes de la figure 5 représentent la variation du potentiel explosif V en fonction de la pression p exprimée en mètres de mercure pour les différentes distances considérées.

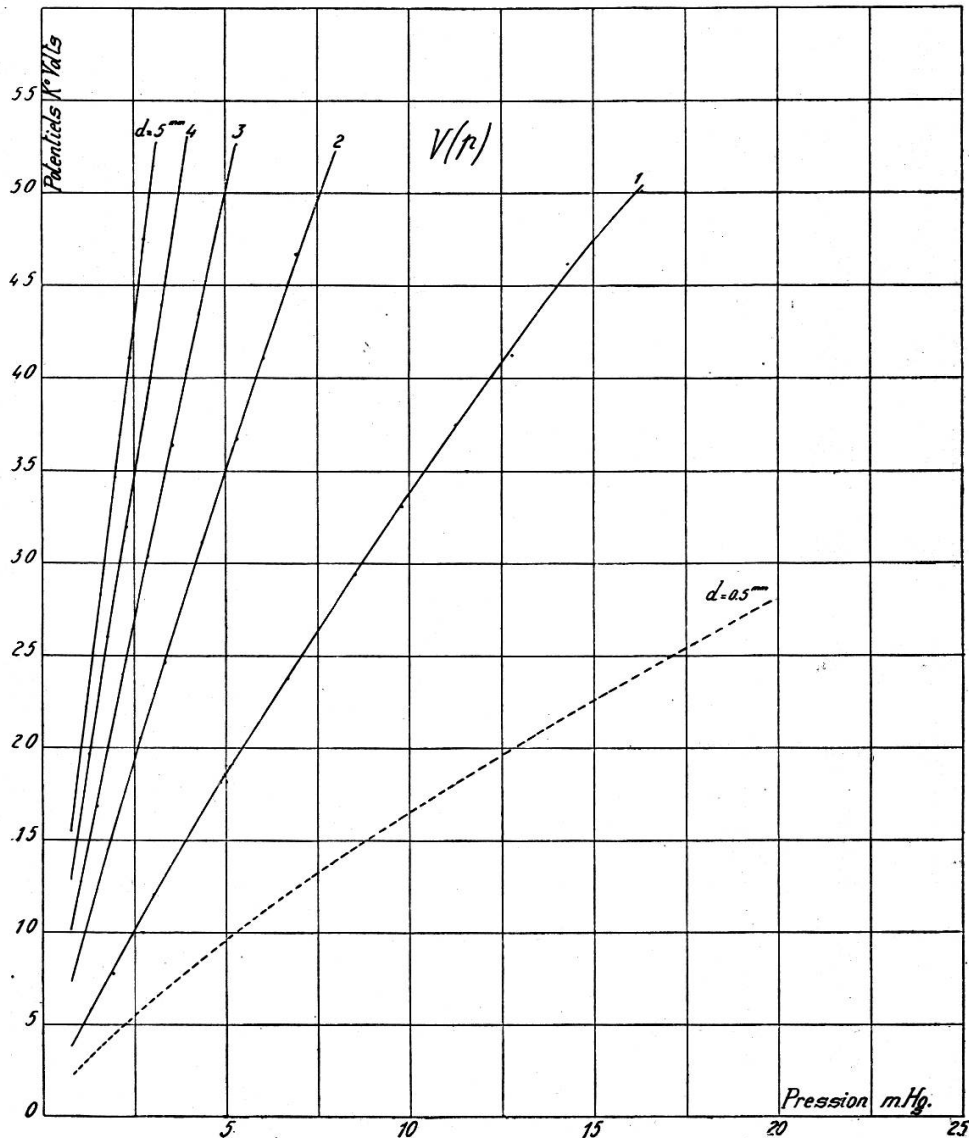


Fig. 5.

La première remarque qui s'impose est l'allure nettement rectiligne de la fonction $V(p)$ pour les distances explosives 5, 4, 3 et 2 mm. La pression maximum, dans le cas de cette dernière, était de 7 m 90, soit 10,4 atmosphères. D'autre part les courbes, qui se rapportent aux distances $d = 1\text{ mm}$ et $d = 0,5\text{ mm}$, s'incurvent nettement à mesure que la pression augmente.

Nous avons marqué la courbe relative à la distance $d = 0,5\text{ mm}$

en pointillé, d'une part parce qu'elle ne présente pas un caractère de garantie équivalent aux autres, d'autre part parce que la nature de la décharge paraissait modifiée. En effet, à partir

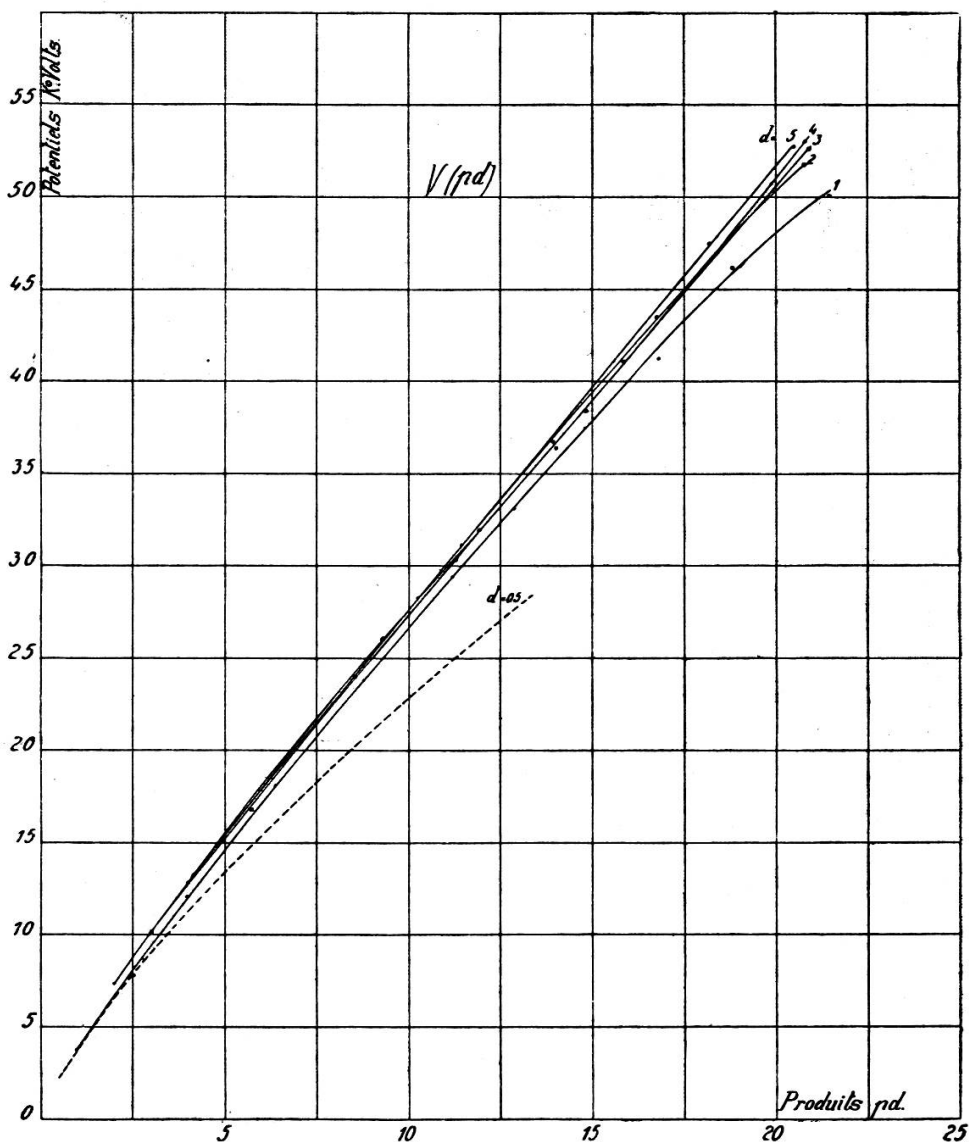
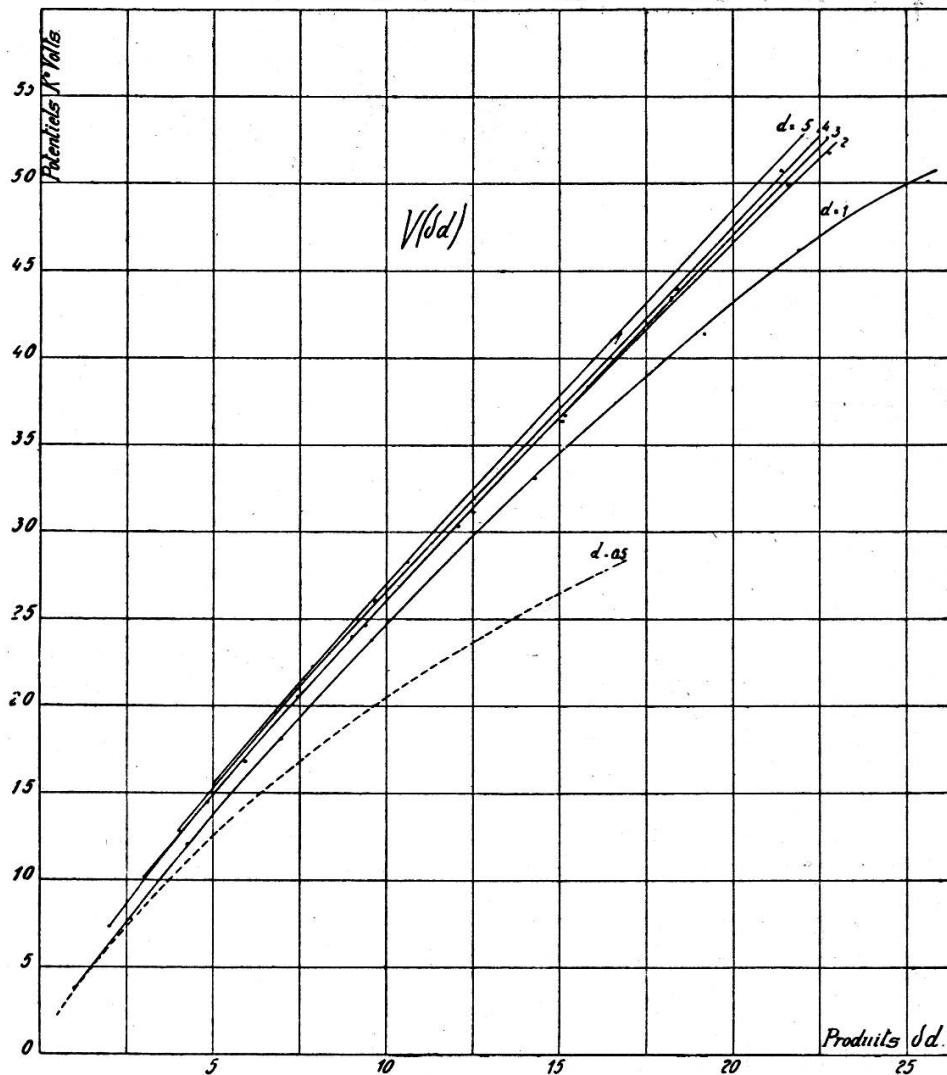


Fig. 6.

de 22,6 mètres de Hg, soit 29,7 atmosphères, le potentiel disruptif n'augmentait que très lentement avec la pression, passant de 30 500 volts pour cette pression à 31 500 pour la pression de 34 atmosphères. En outre, le son produit par l'éclatement de l'étincelle, toujours nettement perceptible, était particulièrement intense, sec et bas, donnant l'impression d'un choc. L'étincelle était large et très lumineuse. Nous avons répété cette série

d'expériences une seconde fois et obtenu les mêmes résultats. Nous avons vérifié, au moyen de la lunette, qu'aucune poussière n'était venu se loger entre les électrodes.

Le profil des électrodes paraît jouer un rôle capital dans ce



ig. 7.

phénomène. En effet, nous avons étudié la même distance explosive avec des électrodes en forme de calotte sphérique prises dans une sphère de 3 cm de diamètre (voir chap. VIII) ; au lieu de s'arrêter de croître le potentiel est monté graduellement avec la pression jusqu'à 43 500 volts, valeur atteinte pour le début de la liquéfaction.

Remarquons encore que le prolongement de toutes ces courbes

vient couper l'axe des ordonnées en des points situés en dessus de l'origine. Cette disposition s'explique logiquement en remarquant que ces prolongements sont, en réalité, des tangentes à des courbes qui passent par un minimum prévu par la loi de Paschen.

Il nous reste à voir si les résultats obtenus nous permettent de vérifier la loi de Paschen mise sous la forme $V = f(pd)$ ou la forme $V = f(\delta d)$ pour les pressions supérieures à 1 atmosphère.

Pour chaque point de chaque courbe nous avons calculé le produit pd correspondant, p étant exprimé en atmosphères. A chaque valeur de la pression correspond une valeur de δ qui peut être déduite de la table 3, fig. 3 ; le produit δd en résulte immédiatement.

Les figures 6 et 7 représentent ces deux fonctions, leurs coordonnées sont indiquées dans la table 5.

Nous voyons sur la figure 6 que les courbes relatives aux distances 5, 4, 3, 2 mm s'écartent peu les unes des autres, par contre celles relatives aux distances 1 et 0,5 mm s'en écartent notablement. La loi de Paschen $V = f(pd)$ n'est donc pas applicable à l'ensemble des expériences, mais peut convenir pour interpréter celles faites aux distances comprises entre 2 et 5 mm et pour des pressions ne dépassant pas 10,5 atmosphères.

La figure 7 nous montre qu'en prenant pour abscisses les produits δd on obtient un faisceau de courbes plus dispersé que dans le cas précédent. Cependant les quatre premières relatives aux distances 5, 4, 3, 2 mm ne s'écartent que peu les unes des autres. Les deux dernières par contre, relatives aux distances 1 et 0,5 mm s'en écartent considérablement.

Le caractère commun à ces deux figures est l'ordre dans lequel les courbes sont disposées. Cet ordre signifie que, à produits pd ou δd égaux, le potentiel disruptif est moins élevé dans le cas des petites distances explosives que dans celui des grandes.

VIII. — EXPÉRIENCES AVEC DES ÉLECTRODES EN FORME
DE CALOTTES SPHÉRIQUES.

Il nous a paru intéressant de voir dans quelle mesure le potentiel disruptif dépendait du profil des électrodes. On sait en effet, comme J.-B. Baille¹ l'a montré tout d'abord dans des expériences effectuées à la pression atmosphérique, que 1° « Pour une longueur d'étincelle jaillissant entre deux sphères égales, l'une électrisée et l'autre au sol, le potentiel du conducteur varie avec le diamètre de la sphère et l'on peut trouver une sphère de diamètre tel que le potentiel soit maximum. »

2° « Le diamètre de ces sphères correspondant au maximum est d'autant plus petit que la distance explosive est plus petite. Il grandit avec la distance explosive sans qu'on puisse dire cependant qu'il y ait proportionnalité entre ces deux éléments ».

Il résulte de ces observations que pour une distance explosive suffisamment faible, le potentiel explosif entre deux sphères de grand rayon est inférieur au potentiel explosif entre deux sphères de petit rayon. C'est l'inverse qui se produit pour de plus grandes distances explosives.

M. Tœpler² qui a fait une étude comparative des résultats obtenus avec des électrodes sphériques par plusieurs expérimentateurs a formulé la règle suivante : Si l'on évalue le potentiel explosif en prenant pour unité le potentiel explosif qui correspond à $f : d = 1$, f étant la distance explosive et d le diamètre des sphères, les valeurs relatives des potentiels ainsi obtenues sont indépendantes de la courbure.

Cette règle est connue aussi sous le nom de « règle des champs semblables » ; elle ne fournit qu'une première approximation dans le cas de grands diamètres et de grandes distances explosives³.

Bien que les conditions dans lesquelles nous opérions fussent très différentes, nous avons pensé qu'en employant des calottes

¹ BAILLE, J.-B. *Annales de Chimie et de Physique*, t. 25, 1882.

² TOEPLER. *Annalen der Physik* (4), 10, p. 730, 1903 et (4), 29, p. 153, 1909.

³ ABRAHAM et VILJARD. *C. R.*, t. 153, p. 1200, 1911.

sphériques comme électrodes nous rendrions les expériences mieux comparables entre elles.

Dans ce but nous avons construit trois paires d'électrodes symétriques en forme de calottes sphériques représentées sur la figure 8.

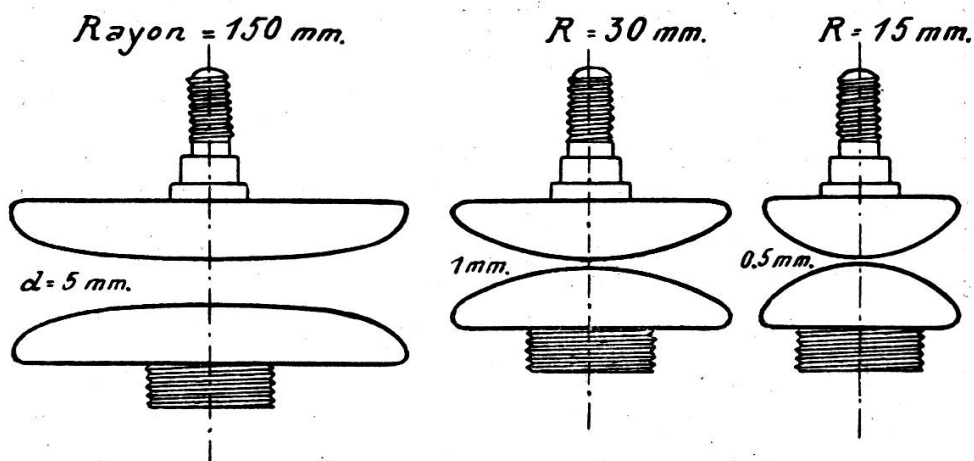


Fig. 8.

Avec la première paire nous avons étudié la distance $d = 5$ mm ; avec la seconde, la distance $d = 1$ mm et avec la troisième la distance 0,5 mm. Les rayons de courbure des sphères sont dans le rapport des distances, soit 5 : 1 : 0,5. En ne considérant que la partie centrale des électrodes nous avons alors des figures homologues. Les expériences ont été faites à 0° . Les résultats obtenus figurent au tableau suivant.

TABLE 6.

 $d = 5$ mm

V	pm Hg	p atm.	δ	pd	δd
15750	0,76	1	1	5	5
22600	1,16	1,53	1,56	7,65	7,8
29000	1,56	2,05	2,12	10,25	10,6
35250	1,96	2,58	2,7	12,90	13,5
41300	2,37	3,12	3,28	15,60	16,40
48200	2,76	3,63	3,91	18,15	19,55
51300	2,97	3,91	4,18	19,55	20,90
53300	3,12	4,11	4,4	20,55	22,00

$d = 1 \text{ mm}$

V	<i>pm</i> Hg	<i>p</i> atm.	δ	<i>pd</i>	δd
4050	0,76	1,00	1,00	1,00	1,00
8100	1,76	2,32	2,42	2,32	2,42
13300	3,04	4,00	4,30	4,00	4,30
20900	5,24	6,89	7,50	6,89	7,50
25500	6,76	8,89	9,70	8,89	9,70
32000	9,21	12,12	13,36	12,12	13,36
38800	11,66	15,34	17,27	15,34	17,27
44000	13,75	18,10	20,75	18,10	20,75
51700	17,55	23,10	28,07	23,10	28,07

$d = 0,5 \text{ mm}$

V	<i>pm</i> Hg	<i>p</i> atm.	δ	<i>pd</i>	δd
6800	2,94	3,87	4,15	1,93	2,07
11300	5,47	7,20	7,82	3,60	3,91
15700	8,06	10,61	11,62	5,30	5,81
19000	10,02	13,18	14,63	6,59	7,31
24500	13,50	17,76	20,40	8,88	10,20
29700	16,93	22,28	26,81	11,14	13,40
35000	20,62	27,13	34,72	13,56	17,36
39800	23,76	31,26	42,45	15,63	21,22
43500	26,50	34,86	50	17,43	25

Les courbes de la figure 9 représentent la variation du potentiel explosif en fonction de la pression p exprimée en mètres de mercure pour les différentes distances considérées.

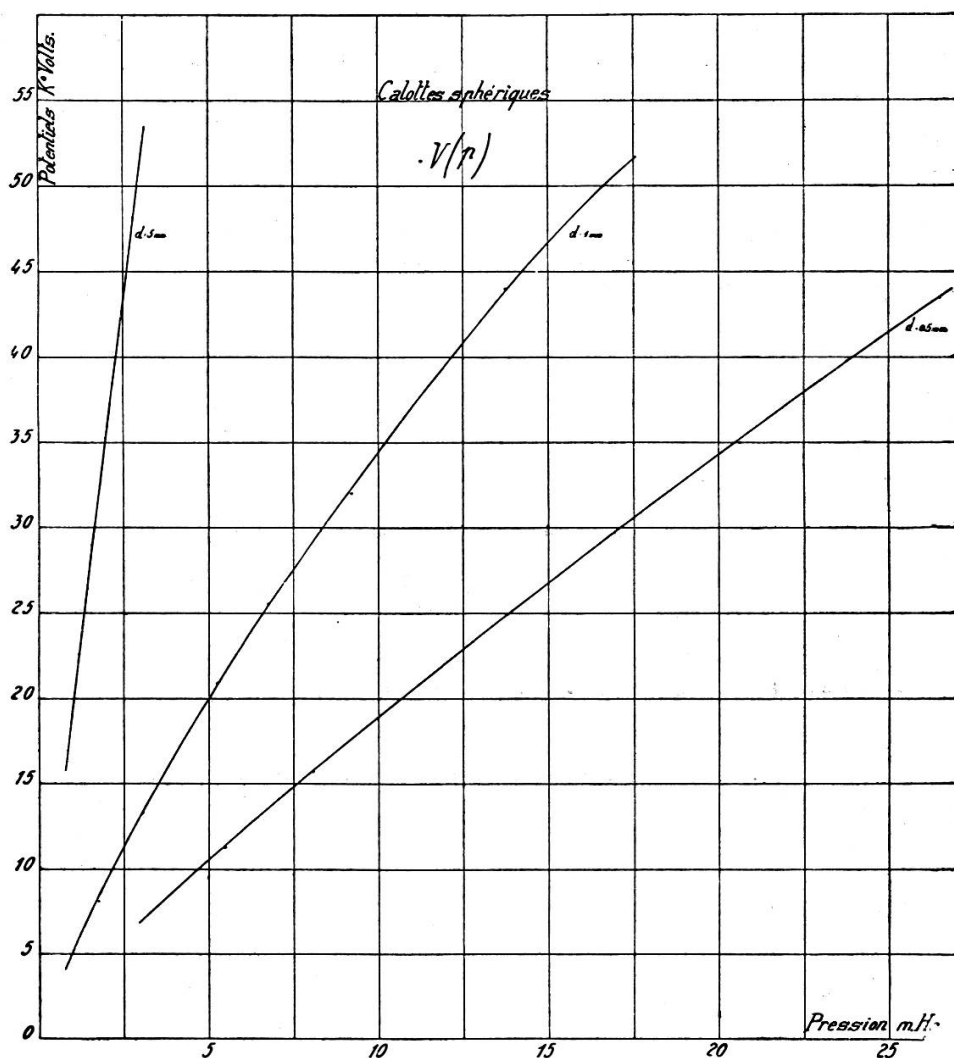


Fig. 9.

En comparant ces résultats avec ceux que nous avons obtenus avec les électrodes planes, nous remarquons que pour la distance de 5 mm le potentiel explosif est un peu plus élevé dans le cas des calottes que dans celui des plateaux.

Pour la distance de 1 mm le potentiel explosif, d'abord plus élevé dans le cas des calottes, paraît augmenter ensuite moins rapidement. A la pression de 12 m de mercure les potentiels explosifs sont égaux à 40 000 volts dans les deux cas. Au delà le potentiel disruptif est plus élevé entre les plateaux qu'entre les calottes.

Mais ces différences sont très faibles et ne permettent pas de tirer de ces faits des conclusions certaines. Enfin, pour la distance de 0,5 mm, le potentiel explosif est notablement plus élevé dans le cas des calottes que dans celui des plateaux.

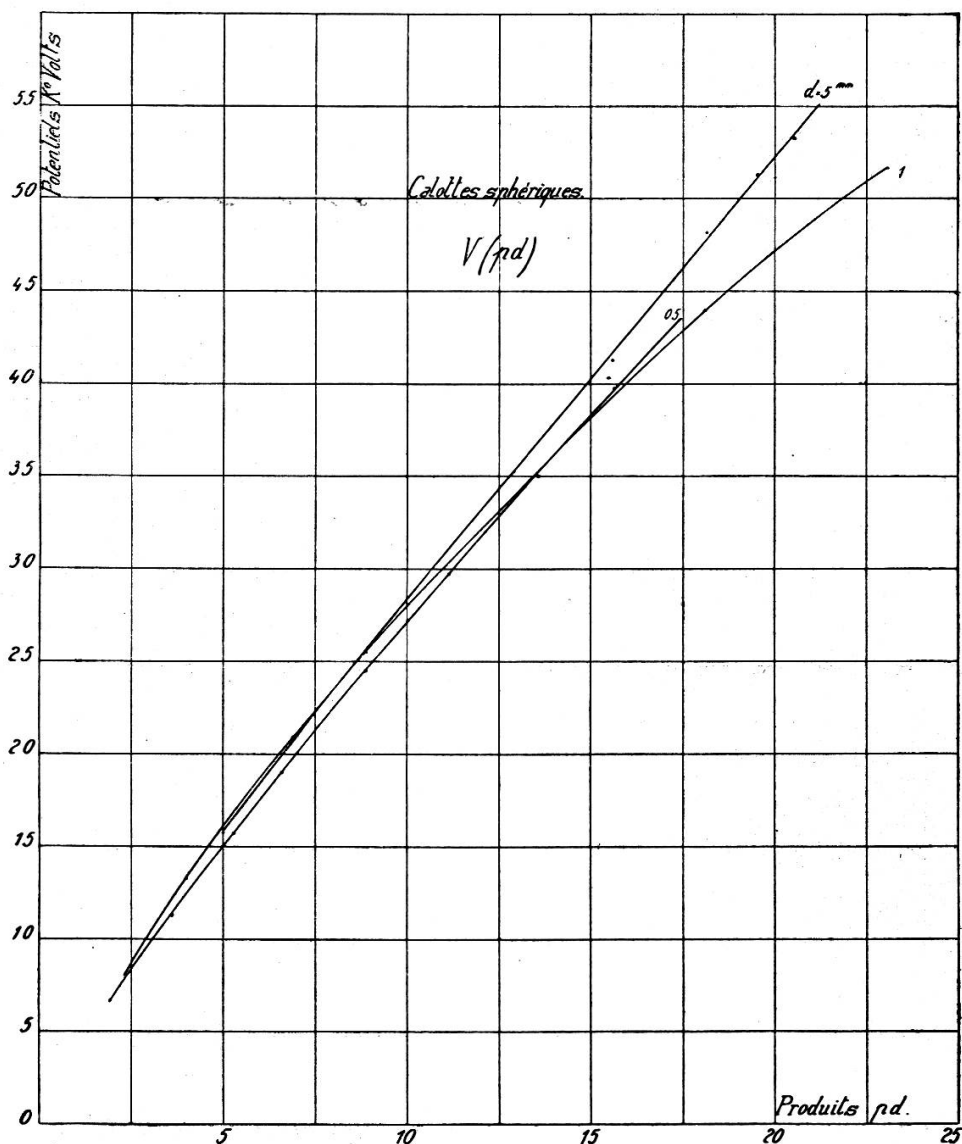


Fig. 10.

Les figures 10 et 11 présentent les résultats relatifs aux calottes sphériques sous la forme $V = f(pd)$ et $V = f(\delta d)$. Comme pour les plateaux le faisceau des courbes est plus resserré dans le premier cas que dans le second. Remarquons que l'aspect de la figure 10 est même plus satisfaisant à ce point de vue que celui de la figure 6 ; en effet, dans le cas des calottes sphériques,

lés courbes relatives aux distances 1 et 0,5 mm se rapprochent davantage de la courbe supérieure. Cependant les conclusions générales sont les mêmes dans le cas des calottes que dans celui des plateaux.

IX. — REMARQUES DIVERSES.

Traces laissées sur les électrodes. — Après chaque série d'expériences faites avec les plateaux nous avons examiné sur les électrodes les traces laissées par les étincelles. Les extrémités de chaque étincelle sont marquées par deux piqûres symétriques sur le métal des électrodes. En soufflant sur les électrodes de l'air humide et chaud les piqûres fraîches apparaissent nettement entourées d'une petite zone de buée. On voit alors facilement que l'effet produit sur l'une des électrodes est l'image de celui produit sur l'autre.

Les piqûres étaient assez uniformément réparties sur la surface plane des électrodes. Dans le cas où les électrodes sont éclairées avec de la lumière ultraviolette, les étincelles ont une tendance à se rapprocher de la source lumineuse.

Dans le cas des électrodes en forme de calotte sphérique, la zone où se produit la décharge est très limitée. Le diamètre de cette zone est inférieur à 1 mm, 2 mm et 8 mm pour les calottes dont les rayons de courbure sont respectivement 15 mm, 30 mm et 150 mm. Ces électrodes sont en cuivre, nous avons doré leur surface, mais en constatant que la dorure était arrachée par l'étincelle nous avons préféré la supprimer.

Distances des électrodes. — Nous avons tenu compte des variations de distance dues au déplacement élastique des électrodes sous l'effet de la pression. Ce déplacement, bien que très faible en valeur absolue, nécessite une correction du potentiel disruptif qui devient importante dans le cas des faibles distances explosives et des hautes pressions. Cette correction n'est que de 1 % dans le cas de la plus grande distance mais elle atteint environ 8 % pour la plus petite distance $d = 0,5$ mm. Comme la variation de la distance des électrodes pouvait être contrôlée au moyen d'une lunette, cette correction pouvait être effectuée assez exactement.

On peut se demander si l'écart observé des électrodes sous l'effet de la pression n'est pas dû en partie à un phénomène d'optique. En effet, si l'on intercale entre une lunette placée dans l'air et l'ob-

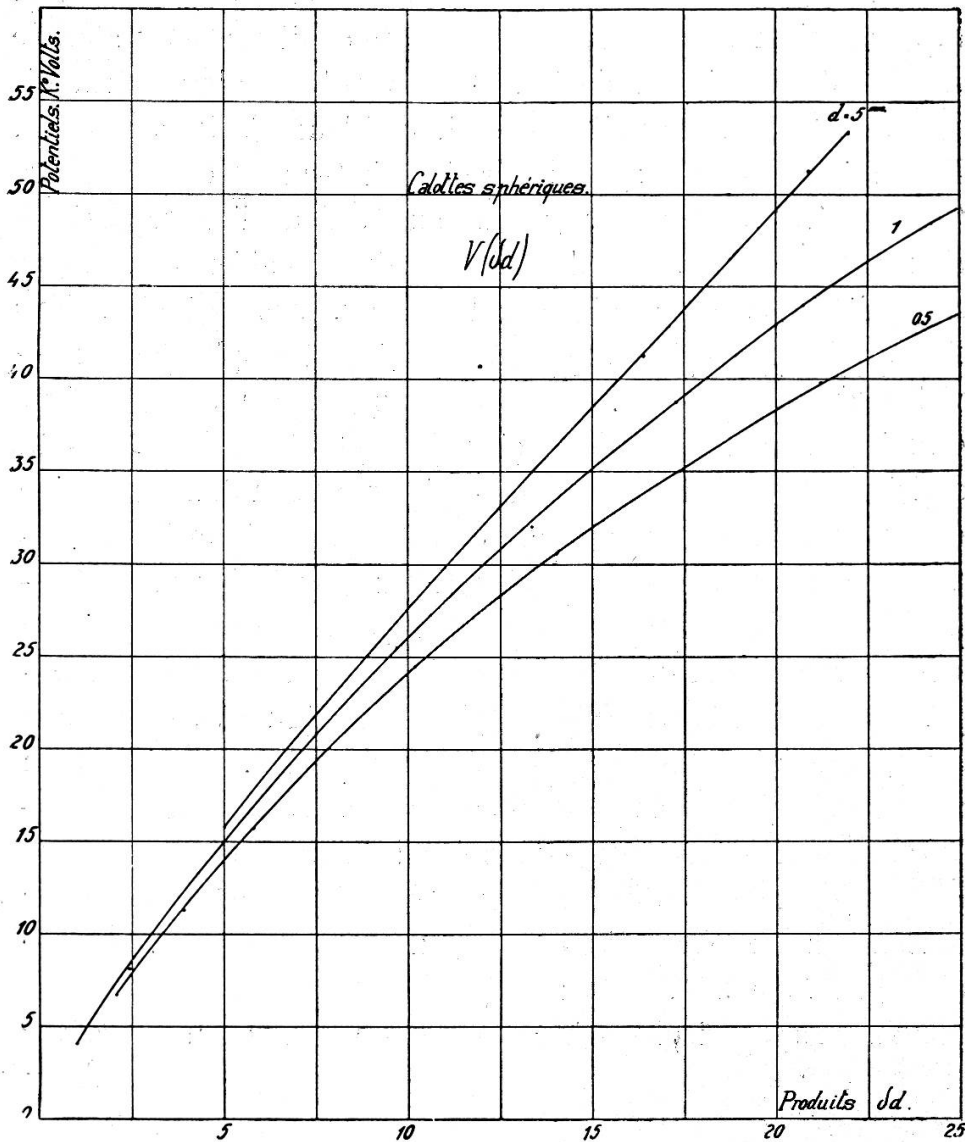


Fig. 11.

jet visé un fluide dont l'indice de réfraction est élevé, il est facile de voir que l'objet paraîtra rapproché et par suite plus grand. Si y_0 est l'épaisseur du fluide traversé et n son indice de réfraction par rapport à l'air, la diminution de la distance apparente de la lunette à l'objet sera, pour de petits angles :

$$\Delta y_0 = y_0 \left(\frac{n - 1}{n} \right).$$

Dans le cas de l'acide carbonique, le facteur $\frac{n-1}{n}$ est très petit pour les faibles densités, mais si l'on considère l'acide carbonique liquide, dont la densité à 0° est 470 fois plus forte que celle de ce gaz à la pression atmosphérique, l'indice de réfraction est environ 1,2 et la variation apparente de distance est alors le sixième de l'épaisseur de liquide traversée par le rayon lumineux. Une expérience directe était d'ailleurs facile à réaliser. Nous avons fixé au moyen de cire à cacheter un tronçon de tige thermométrique finement gradué au bord de l'électrode inférieure et placé la lunette dans les conditions habituelles. L'acide carbonique a été introduit avec les précautions ordinaires dans l'appareil entouré de glace. A la pression atmosphérique 12 divisions de la tige graduée étaient couvertes par 92,5 divisions du micromètre oculaire. Au voisinage de la liquéfaction, ces 12 divisions correspondaient à 93,5 divisions; enfin dans le liquide cet espace correspondait à 99,8 divisions du micromètre. Sans modifier la position de l'objectif de la lunette il devenait nécessaire d'allonger le tirage de l'oculaire pour conserver la mise au point. Il ressort de cette expérience que l'accroissement apparent (approx. 1 %) de la distance est négligeable tant que l'on n'opère pas dans l'acide carbonique liquide. Tel était bien notre cas, la présence de poussières nous ayant empêché d'étudier la décharge disruptive dans l'acide carbonique liquide.

Poussières. — Il est important de se préserver des poussières qui ont tendance à venir se loger entre les électrodes. Dans ce but le gaz traversait une grande épaisseur de coton avant de pénétrer dans l'appareil; là un bec (voir pl. II) l'empêchait d'arriver directement entre les électrodes et rabattait le courant gazeux sur les parois que nous avons pris la précaution de huiler légèrement. En travaillant avec les électrodes planes nous n'avons pas été gênés par les poussières; par contre, avec les électrodes en forme de calottes sphériques et pour la distance $d = 0,5$ mm nous avons observé l'apparition de filaments entre les électrodes dès que celles-ci baignaient dans le gaz liquéfié. Ces filaments rendaient naturellement toute mesure impossible.

Étanchéité de l'appareil. — La seule fuite que nous avons constatée sans pouvoir y remédier se produisait par l'extrémité supérieure de la tige isolante. Aux pressions élevées, malgré la

texture très serrée de l'isolant, un peu de gaz passait entre les couches concentriques de la masse isolante. La pression initiale à l'intérieur de l'appareil étant de 35 atmosphères, on constatait une diminution de 1 atmosphère au bout de 15 minutes.

Température. — Il est à présumer que bien que l'appareil fût tout entouré de glace, la température du gaz à l'intérieur devait être un peu supérieure à 0°. Il en résulte que pour une pression donnée, la densité du gaz est en réalité moins forte que la densité calculée; cependant à 34 atmosphères l'écart entre la densité de l'acide carbonique à 0° et à 1° est inférieur à 1‰.

Une telle correction serait insuffisante pour atténuer la divergence des courbes $V = f(\delta d)$ des fig. 7 et 11.

X. — CONCLUSIONS.

Résumons d'abord brièvement les résultats obtenus tels qu'ils ressortent directement des expériences, nous reviendrons plus loin sur l'interprétation que nous croyons devoir leur donner.

1° A la pression atmosphérique et en utilisant des électrodes planes de 45 mm de diamètre à bords incurvés, le potentiel explosif pour une même distance est plus grand dans l'air que dans l'acide carbonique. Mais ainsi que l'ont constaté déjà d'autres expérimentateurs cette différence paraît s'annuler aux petites distances. En outre les rayons ultraviolets semblent avoir une action plus efficace dans l'anhydride carbonique que dans l'air pour abaisser le potentiel explosif (table 4, fig. 4).

Les expériences aux pressions élevées ont montré en outre que cette action de la lumière ultraviolette diminue rapidement quand la pression augmente. Dans les conditions de nos expériences, à 10 atmosphères elle était insignifiante.

2° Pour les grandes distances 5, 4, 3 et 2 mm le potentiel explosif en fonction de la pression croît linéairement, la pression maximum atteinte étant d'environ 10 atmosphères, tandis que pour les distances 1 mm et surtout 0,5 mm, les courbes s'infléchissent nettement à mesure que la pression augmente (fig. 5), cette dernière atteignant environ 30 atmosphères pour la plus petite distance. Le phénomène tend alors à se modifier

et la forme des électrodes semble jouer un rôle important sur la valeur du potentiel explosif.

3° Malgré l'incertitude qui résulte de cette modification de la décharge, nous avons essayé dans le but de vérifier la loi de Paschen, de représenter les résultats par les courbes $V=f(pd)$ et $V=f(\delta d)$. Contrairement au résultat obtenu dans un travail précédent, exécuté il est vrai dans des conditions un peu différentes, nous avons trouvé que la première de ces deux relations (fig. 6) était plutôt mieux vérifiée que la seconde (fig. 7).

Toutefois si l'on fait abstraction des courbes relatives aux distances 1 mm et 0,5 mm, la divergence est très petite et pourrait s'expliquer par une erreur de distance de 0,02 mm. dont il est difficile de s'affranchir d'une façon certaine.

4° Les expériences effectuées sur des électrodes de formes diverses (fig. 8) ont conduit aux conclusions suivantes :

Avec des champs homologues, le potentiel explosif $V=f(p)$ (fig. 9) est représenté par des courbes qui diffèrent peu de celles obtenues avec les électrodes planes, du moins pour les distances 5 mm et 1 mm; la divergence est au contraire très marquée pour la plus petite distance 0,5 mm. En outre si l'on cherche à représenter les résultats obtenus avec calottes sphériques par les courbes $V=f(pd)$ et $V=f(\delta d)$ (fig. 10 et 11), les courbes relatives aux distances 1 mm et 0,5 mm se rapprochent davantage des courbes relatives aux distances plus grandes qu'elles ne le font dans le cas des électrodes planes; en d'autres mots la loi de Paschen se trouve un peu mieux vérifiée dans le cas des électrodes en forme de calottes sphériques qu'elle ne l'est avec des électrodes planes. Tels sont les résultats assez complexes, comme on le voit, qui découlent directement des expériences.

Après avoir examiné les diverses causes d'erreur susceptibles d'agir sur les résultats et leur importance, nous sommes arrivés à la conclusion que la modification qui se produit dans la décharge particulièrement aux courtes distances et avec les électrodes planes, était de nature à expliquer, du moins qualitativement, les résultats observés, sans qu'il soit nécessaire de modifier pour le moment la théorie de la décharge disruptive du moins dans ses éléments essentiels.

Nous avons dit qu'aux courtes distances entre les électrodes

planes et particulièrement aux pressions élevées, le caractère de la décharge disruptive est profondément modifié. L'étincelle devenait large et lumineuse comme le serait une étincelle de capacité; elle produisait en outre un son sec et bas donnant l'impression d'un choc¹.

Il nous a semblé que l'explication la plus plausible était qu'il se produisait, par suite de la lenteur avec laquelle les ions se déplacent dans les gaz comprimés, une accumulation d'ions positifs et négatifs au voisinage des électrodes. En d'autres mots, le phénomène de l'inégale répartition des ions dans le diélectrique pendant la période qui précède l'éclatement de l'étincelle doit être particulièrement accentué d'une part lorsque la pression du gaz est élevée, ce qui est le cas aux petites distances, d'autre part lorsque la forme des électrodes gêne leur diffusion latérale, ce qui est le cas des larges électrodes planes.

Cette accumulation d'ions au voisinage des électrodes, pendant la période qui précède la décharge doit avoir un double effet. D'une part elle diminue le potentiel explosif, ce qui expliquerait la grande divergence de la courbe relative à la distance 0,5 mm avec la loi de Paschen (fig. 6 et 7). D'autre part elle augmente l'énergie de chaque étincelle comme le ferait une augmentation de capacité, d'où le bruit sec et bas de l'étincelle.

Si l'on examine les résultats qui précèdent à la lumière de cette explication, on conçoit en premier lieu pourquoi les courbes relatives aux courtes distances 1 mm et 0,5 mm obtenues avec électrodes planes diffèrent considérablement de la loi de Paschen.

On conçoit également pourquoi les électrodes en forme de calottes sphériques, étant donné le fait que la diffusion latérale des ions est moins contrariée, donnent des potentiels explosifs plus élevés se rapprochant davantage de cette loi.

Pour trancher définitivement cette question il conviendrait naturellement de faire des expériences systématiques sur des électrodes de diverses formes et diverses dimensions et cela à plusieurs pressions.

¹ Cette observation peut être rapprochée de celle faite par M. Wien à propos des condensateurs sous pression. *Annalen der Physik* (4) 29, 1909, p. 679.

Cette étude actuellement en cours permettra, nous l'espérons, de mieux se rendre compte de l'influence de cette action secondaire; elle nous montrera s'il y a moyen de l'éliminer ou d'en tenir compte et peut-être reviendrons-nous un jour sur cette question. En attendant nous voulons développer à l'appui de cette hypothèse quelques considérations théoriques qui nous paraissent en sa faveur.

D'une façon générale le phénomène de l'inégale répartition des ions est d'autant plus marqué que l'ionisation est plus forte et le champ plus petit¹, ce qui revient à dire que ce phénomène est d'autant plus accentué que la vitesse des ions produits est plus petite. Or, si l'on exprime la vitesse des ions dans le champ par

$$v = \frac{X \epsilon \lambda}{mu}$$

on voit que cette vitesse est d'autant plus petite que le champ X et le libre parcours λ sont plus petits, la charge ϵ de l'ion, sa masse m et sa vitesse u d'agitation thermique restant constantes. Il en résulterait que cette vitesse serait à première vue indépendante de la pression si X et λ variaient toujours proportionnellement et en sens inverse.

Mais l'expérience montre que pour les fortes pressions, le champ X qui correspond au potentiel explosif croît beaucoup moins rapidement que la pression n'augmente, tandis que λ reste inversement proportionnel à cette pression. Il en résulte qu'aux fortes pressions la vitesse des ions tendra à diminuer; le phénomène d'inégale répartition s'accroîtra donc particulièrement si la diffusion latérale des ions est contrariée comme c'est le cas avec les électrodes planes aux courtes distances.

Nous donnons, cela va sans dire, cette explication sous toutes réserves; elle nous a semblé cependant fournir une explication qualitative de la complexité des phénomènes que nous avons observés.

¹ Voir P. Langevin, thèse de doctorat, p. 48 et 116.