

N° D'ORDRE :

40

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

EN VUE DE L'OBTENTION

DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

**ANDRÉ BOULLOUD**

---

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — AMORÇAGE DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE DANS LES  
GAZ COMPRIMÉS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 avril 1953 devant la Commission d'examen.

MM. NÉEL ..... *Président.*

FÉLICI ..... }  
ESCLANGON ..... } *Examineurs.*

---

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1953

# UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

## FACULTÉ DES SCIENCES

	MM.	
<i>Doyens honoraires</i>	GAU, FORTRAT.	
<i>Doyen</i> .....	MORET.	
<i>Professeurs hono- raires</i> .....	FLUSIN.....	Electrochimie, Electrometallurgie.
	FAVARD .....	Professeur à la Sorbonne.
	FORTIER.....	Mécanique des fluides.
<i>Professeurs</i> .....	GIGNOUX .....	Géologie et Minéralogie, Membre de l'Institut.
	FORTRAT.....	Physique générale, Correspondant de l'Institut.
	MORET.....	Géologie, Correspondant de l'Institut.
	ANDRIEUX.....	Chimie.
	de LITARDIÈRE .	Botanique, Correspondant de l'Institut.
	NÉEL.....	Physique expérimentale, Correspondant de l'Institut.
	BRELOT .....	Calcul différentiel et intégral.
	PARDE.....	Hydrologie fluviale.
	ESCLANGON....	Physique industrielle.
	DORIER.....	Zoologie.
	HEILMANN.....	Chimie.
	KRAVTCHENKO .	Mécanique rationnelle.
	BENOIT.....	Radio-Électricité.
	CHÈNE.....	Chimie papetière.
	NOBÉCOURT ...	Micrographie papetière.
WEIL.....	Physique.	
FÉLICI.....	Physique.	
KUNTZMANN...	Analyse appliquée.	
<i>Professeurs sans chaire</i> .....	DODERO....	Electrochimie, Electrometallurgie.
	FALLOT.....	Physique.
	REULOS.....	Physique.
	SANTON.....	Mécanique des fluides.
<i>Maître de Confé- rences honoraire</i> }	OFFNER.....	Botanique.
<i>Maîtres de Confé- rences</i> .....	SILBER.....	Mécanique des fluides.
	SOUTIF.....	Physique.
	REEB.....	Mathématiques.
	GALVANI.....	Mathématiques.
	TRAYNARD.....	Chimie.
	BARBIER.....	Géologie.
<i>Secrétaire Général</i>	GRENIER.	
<i>Secrétaire</i> .....	BICHET.	

A M. Pauthenet  
avec mon amical  
souvenir  
Boulloud

A MONSIEUR LE PROFESSEUR NÉEL

A MONSIEUR LE PROFESSEUR FÉLICI

*Hommage de ma profonde gratitude.*



C'est sur l'instigation de M. le Professeur Félici qu'a été entreprise l'étude présentée ci-après. Nous sommes heureux de pouvoir lui présenter le témoignage le plus profond et le plus sincère de notre gratitude pour la sollicitude et l'intérêt constants dont il n'a cessé de faire preuve à notre égard, pour nous avoir fait bénéficier de ses vues originales et de ses conseils éclairés et pour la grande liberté qu'il nous a laissée dans nos travaux.

Que M. le Professeur, Néel qui nous a accueilli avec tant de bienveillance au Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, veuille bien trouver ici l'expression de notre respectueuse reconnaissance pour les facilités qu'il nous a accordées tout au long de nos recherches et pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant de présider notre jury.

Nous tenons à adresser à M. le Professeur Esclangon, Directeur de l'École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Grenoble, l'hommage de notre profonde gratitude pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à nos travaux.

Nous exprimons nos remerciements les plus sincères à M. le Professeur Weil qui nous a si aimablement aidé de ses conseils pertinents.

Nous remercions enfin tous nos collègues du Laboratoire pour le dévouement empressé et amical qu'ils nous ont toujours manifesté, ainsi que le Laboratoire d'Essais Mécaniques de l'Institut Polytechnique de Grenoble et la Société Anonyme des Machines Electrostatiques dont le concours nous a été si précieux dans l'exécution de nos recherches.



# AMORÇAGE DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ COMPRIMÉS

Par ANDRÉ BOULLOUD

SOMMAIRE. — Après le rappel des propriétés du potentiel disruptif dans les gaz comprimés, l'extension aux fortes pressions des connaissances classiques sur les phénomènes fondamentaux de la décharge dans les gaz est alors examinée, ce qui amène à poser le problème de la validité de la loi de similitude. On passe ensuite à l'étude des courants pré-disruptifs entre plateaux parallèles à la lumière de l'hypothèse de l'émission froide. La considération de l'ionisation dans le gaz et du rôle joué par les aspérités à la surface des électrodes ainsi que par les charges d'espace apporte l'explication des divergences apparentes en même temps que se révèle la complexité des phénomènes annexes. Les résultats acquis permettent enfin de proposer une théorie de l'amorçage conforme aux observations expérimentales.

## INTRODUCTION

Le travail présenté ci-dessous est une contribution à l'étude de l'influence des électrodes sur l'amorçage de l'étincelle électrique dans les gaz comprimés.

L'accroissement de la rigidité diélectrique des gaz avec la pression a conduit depuis longtemps à proposer leur emploi pour l'isolement des appareils électriques à haute tension (condensateurs, câbles, machines tournantes comme les machines électrostatiques). La conductibilité naturelle des gaz due à des causes diverses (rayonnement cosmique, substances radioactives éparses) n'introduisant que des pertes tout à fait négligeables et un dessin convenable de l'appareil permettant d'éviter l'effet couronne sur les surfaces à trop grande courbure, c'est l'amorçage de l'étincelle qui limite pratiquement les conditions d'emploi.

Loi de Paschen. — Dans les conditions usuelles, le potentiel disruptif entre plateaux parallèles ne dépend, pour un même gaz, que du

produit  $\rho d$  de la densité  $\rho$  du gaz par la distance  $d$  des électrodes. C'est la loi de Paschen (1). Dans son énoncé courant, valable lorsqu'on se borne à opérer au voisinage de la température ambiante, on remplace la densité par la pression. Cette loi se vérifie expérimentalement de façon satisfaisante dans un intervalle de pressions s'étendant de quelques atmosphères à une fraction de millimètre de mercure.

**Potentiel disruptif dans les gaz comprimés.** — De nombreux travaux expérimentaux, notamment ceux de Guye (2-3), Cassuto et Occhialini (4), Hayashi (5), Hammerschaimb (6), Zeier (7), Howell (8) et Gänger (9) ont par contre mis en évidence, à des pressions de quelques dizaines d'atmosphères, des écarts importants à la loi de Paschen et permis en outre de dégager un certain nombre de lois empiriques :

— jusqu'à une pression de l'ordre d'une dizaine d'atmosphères, dans les gaz usuels (air, azote commercial,  $\text{CO}_2$ ) la loi de Paschen reste vérifiée de façon à peu près satisfaisante. Par contre, pour des pressions plus élevées, la courbe représentant les variations du potentiel disruptif en fonction de la pression s'infléchit de plus en plus vers l'axe des pressions, présentant ainsi des écarts sans cesse plus importants par rapport à la loi de Paschen. Seuls les travaux de Cassuto et Occhialini, dont la précision est d'ailleurs médiocre, laissent supposer sa vérification dans ces conditions ;

— en même temps que le potentiel disruptif s'écarte des valeurs prévues par la loi de Paschen, il cesse d'être défini de manière reproductible. Quel que soit le soin apporté aux expériences, les résultats obtenus dans des conditions identiques de pression et de nature du gaz et de distance des électrodes présentent une dispersion d'autant plus accusée que la pression est plus élevée. Les auteurs sont ainsi conduits à prendre la moyenne d'un nombre élevé de mesures pour obtenir des courbes acceptables ;

— la valeur moyenne du potentiel disruptif ainsi obtenue se relève d'abord rapidement, puis atteint une sorte de limite, toutes conditions égales d'ailleurs, au fur et à mesure du passage successif d'étincelles. En même temps la dispersion diminue sans toutefois s'annuler. Cette formation ne met d'ailleurs pas à l'abri d'amorçages intempestifs survenant de façon imprévisible à des tensions anormalement basses. Ce dernier phénomène est particulièrement gênant dans les applications où l'absence totale d'étincelles est nécessaire ;

— on obtient d'emblée, avec des électrodes neuves, un potentiel disruptif d'autant plus élevé et la formation est d'autant plus rapide qu'on a apporté plus de soin au polissage et au nettoyage préalable des électrodes et au dépoussiérage du gaz. Par contre l'influence de l'humidité reste controversée, la plupart des auteurs s'en affranchissant en desséchant convenablement le gaz ;

— au-dessus d'une pression de l'ordre de 5 atmosphères, l'utilisation d'une source d'ionisation artificielle (effet photoélectrique sur les électrodes dû à leur irradiation par des rayons ultraviolets (9) ou emploi de substances radioactives (10)) dans l'espoir de régulariser les mesures de potentiel disruptif s'avère inefficace.

Les recherches plus récentes de Félici et de Mille Marchal (11), de Young (12), de Trump (13) et de Bright (14) ont montré en outre que le potentiel disruptif dépend de façon importante de la nature du métal dont sont faites les électrodes (fig. 1). L'effet de saturation, lorsque la pression croît, est obtenu pour une pression et une tension d'amorçage d'autant plus faibles, en première approximation, que le potentiel d'extraction du métal est lui-même plus petit. Si on emploie deux plateaux de métaux différents, c'est la nature de la cathode qui est déterminante, mais l'anode intervient également de façon sensible si on compare des métaux de propriétés très différentes (13). Il en est de même si on opère en champ non uniforme, le champ étant plus intense sur l'anode (14).

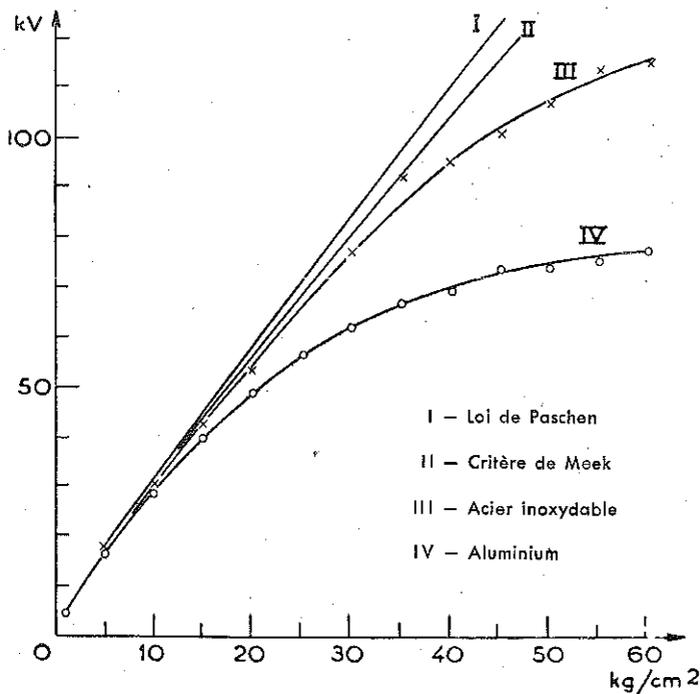


Fig. 1. — Potentiel disruptif dans l'air comprimé entre plateaux écartés de 1 mm.

Tous ces phénomènes ne sont pas liés à la pression elle-même, mais à l'apparition de champs électriques de plusieurs centaines de kilovolts par centimètre, comme en témoignent les mesures effectuées dans l'hydrogène (5-11), dont la rigidité diélectrique est nettement inférieure à celle des gaz mentionnés plus haut.

L'explication des écarts à la loi de Paschen doit ainsi être recherchée dans l'existence de courants prédisruptifs dus à l'émission des électrodes sous l'effet de ces champs élevés. L'étude de ces courants conduit à leur attribuer une origine complexe, où entrent en ligne de compte, à côté de l'émission froide proprement dite, l'ionisation par chocs dans le gaz au voisinage des aspérités sur les électrodes, ainsi que les impuretés souillant leur surface.

## PREMIÈRE PARTIE

### PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES GAZ COMPRIMÉS

Bien que la découverte relativement récente de l'influence de la nature du métal sur le potentiel disruptif implique que toute théorie faisant intervenir le gaz seul soit impuissante à rendre compte des constatations expérimentales, il n'est pas sans intérêt de passer en revue ce que deviennent les phénomènes fondamentaux de la décharge dans les gaz lorsque la pression s'élève. Non seulement c'est vers cette voie que se sont orientés historiquement les premiers chercheurs, mais une telle étude permet également de préciser nombre de facteurs importants pour la discussion des mécanismes auxquels conduisent les travaux modernes.

**Ionisation spontanée des gaz.** — Lorsqu'on applique entre deux électrodes plongées dans un gaz une tension faible, on recueille un courant très petit dû à l'ionisation d'un certain nombre de molécules du gaz sous l'effet du rayonnement cosmique et des substances radioactives éparses. On sait que le courant obtenu est limité par la recombinaison partielle de ces ions avant qu'ils aient eu le temps d'atteindre les électrodes et qu'il faut une tension suffisante pour obtenir le courant de saturation correspondant à la collecte de la totalité des charges libérées dans le gaz. Dans les théories classiques de l'amorçage, ce courant joue un rôle important car c'est à lui qu'est dévolu, en l'absence de toute intervention extérieure, le rôle de fournir les germes nécessaires au développement de la décharge.

L'étude des courants d'ionisation dans les gaz comprimés jusqu'à plus de 100 atmosphères a fait l'objet de nombreuses recherches en vue de la construction de chambres d'ionisation à haute pression pour l'étude du rayonnement cosmique (15, 16, 17). Il est commode,

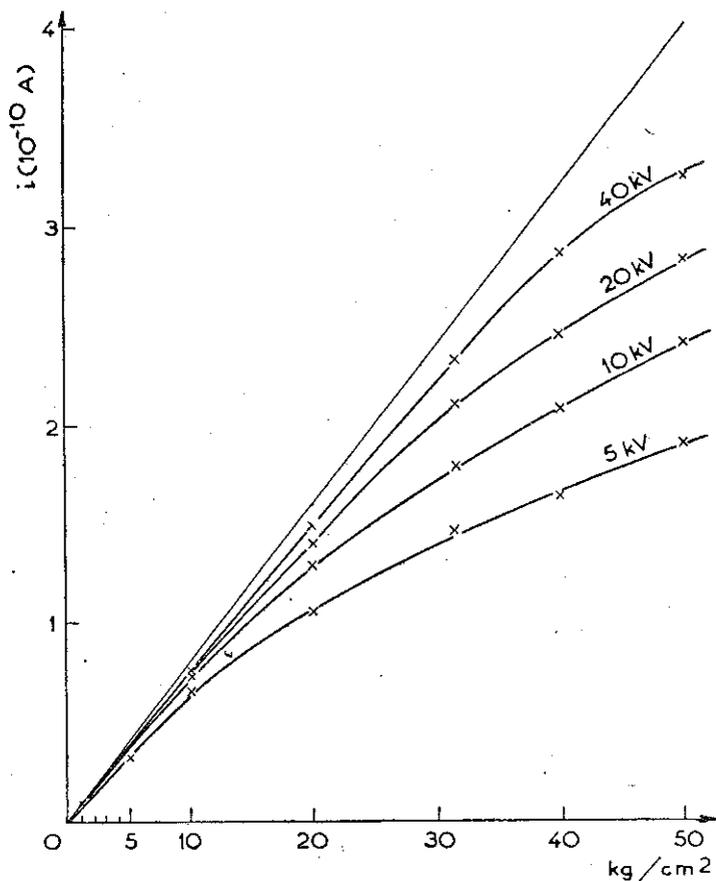


Fig. 2. — Courants d'ionisation dus aux rayons  $\gamma$  du radiocobalt  $\text{Co}^{60}$  entre plateaux parallèles dans l'air comprimé.

afin d'augmenter l'ordre de grandeur de ces courants, de recourir aux rayons  $\gamma$  des substances radioactives. La figure 2 montre les résultats que nous avons obtenus dans l'air entre plateaux parallèles de 8 cm. de diamètre et de 1,5 cm. d'écartement avec les rayons  $\gamma$  d'un échantillon de radiocobalt  $\text{Co}^{60}$  placé à l'extérieur de l'enceinte d'essai. Il convient de remarquer qu'un tel dispositif, utilisé en vue de se ren-

dre compte des phénomènes en champ uniforme, ne vaudrait rien pour une étude rigoureuse de l'ionisation en raison de l'influence parasite trop importante de la région située au voisinage du bord des électrodes. L'ensemble de ces travaux a montré que, pour une tension de collecte constante, le courant d'ionisation tend vers une limite lorsque la pression croît. La vitesse des ions diminue en effet à champ électrique constant quand la pression augmente, si bien que leur concentration s'élève et que leur recombinaison devient de plus en plus importante. L'obtention du courant de saturation demande ainsi l'emploi de tensions de plus en plus élevées. D'ailleurs, aux fortes pressions, la saturation n'est jamais réellement atteinte et les courants maxima mesurés croissent moins vite que ne le voudrait la proportionnalité à la pression. L'écart s'explique par le fait qu'un nombre appréciable de paires d'ions se recombinent au voisinage de leur point de formation (18). La mesure du coefficient de recombinaison (18, 19) dans l'air montre que celui-ci, après être passé par un maximum entre 1 et 2 atmosphères, décroît de façon monotone quand la pression s'élève et à peu près inversement proportionnellement à cette dernière, comme le veut la théorie de Langevin (20), au-dessus de 5 atmosphères.

En conclusion, on peut dire que le nombre de paires d'ions créées dans l'air par centimètre cube et par seconde varie proportionnellement à la pression et ne dépasse guère à 50 atmosphères, d'après les mesures, une valeur de l'ordre de 70 lorsque les causes d'ionisation spontanée interviennent seules. On en déduit qu'entre plateaux parallèles de  $10 \text{ cm}^2$  de surface avec un écartement de l'ordre du millimètre, tels que ceux utilisés dans nos mesures de courants prédisruptifs, le courant d'ionisation spontanée est de l'ordre de  $10^{-17}$  ampère.

**Mobilité des ions et des électrons.** — Les ions créés dans un gaz se déplacent dans la direction du champ avec une vitesse moyenne  $v$  fonction à la fois du champ  $X$  et des chocs avec les molécules du gaz. L'expérience prouve que, dans un domaine très étendu,  $v$  est proportionnel à  $X$ , le facteur de proportionnalité  $k$  étant une constante appelée mobilité des ions. Quand la pression varie, théorie et expérience s'accordent pour montrer que  $k$  varie inversement proportionnellement à la pression.  $v$  est donc proportionnel au rapport  $X/p$ .

Dans l'air comprimé, on ne dispose guère pour la mobilité des ions que de mesures déjà anciennes (21-22) réalisées avec des champs électriques faibles.

En ce qui concerne les ions positifs, elles ont établi que le produit  $kp$  reste constant quand  $p$  est inférieur à 60 atmosphères, c'est-à-dire dans le domaine intéressant la plupart des recherches sur le potentiel disruptif. Aux pressions supérieures, le produit  $kp$  semble s'accroître

tre avec la pression, autrement dit la vitesse des ions serait légèrement supérieure aux prévisions.

Pour les ions négatifs, le produit  $kp$  s'élève régulièrement avec la pression, c'est-à-dire que la vitesse des ions décroît moins vite que ne le voudrait la loi théorique. Les écarts sont de l'ordre de 36 o/o quand  $p$  varie de 5 à 60 atmosphères.

Ces résultats expérimentaux correspondent à des champs électriques fort différents de ceux qu'on rencontre dans les conditions disruptives et leur utilisation dans ce dernier cas comporte tous les risques inhérents à une extrapolation, bien que la proportionnalité de  $v$  à  $X/p$  ait été vérifiée à la pression atmosphérique pour des valeurs de  $X/p$  atteignant et même dépassant celles rencontrées dans l'étude de l'amorçage aux pressions élevées (23).

La situation est encore plus défavorable en ce qui concerne la mobilité des électrons. Pour l'air, les mesures de Bradbury et Nielsen (24) ont été effectuées à de faibles pressions. Dans l'air comprimé, on est conduit soit à employer leurs résultats en se fiant à la loi de similitude soit à utiliser des formules théoriques comme l'équation de Compton ou ses dérivées (25), expressions qui vérifient d'ailleurs cette loi.

**Capture des électrons libres dans l'air.** — Lorsque l'énergie acquise par les électrons du fait du champ électrique n'est pas trop élevée, ceux-ci tendent à se fixer sur les molécules d'oxygène pour former des ions négatifs. Ce phénomène joue un rôle important, notamment dans le calcul des charges d'espace, en raison de la grande différence de mobilité entre les ions et les électrons.

Soit  $h$  la probabilité pour qu'un électron heurtant une molécule du gaz donne naissance à un ion négatif et soit  $i_0$  un courant transporté initialement par des électrons libres. Après un parcours  $dx$  suivant la direction du champ, la fraction  $i_0 h n dx$  de ce courant est transportée par des ions négatifs,  $n dx$  étant le nombre de chocs avec les molécules du gaz subi par un électron au cours de ce parcours. Au bout d'un trajet  $x$  suivant la direction du champ, la fraction  $i_x$  du courant transportée par des électrons libres est telle que :

$$i_x = i_0 \cdot e^{-hx}$$

Or :

$$n = \frac{1}{\lambda_e} \sqrt{\frac{m_g}{1,33m_e}}$$

où  $\lambda_e$  est le libre parcours moyen des électrons égal à  $4\sqrt{2}$  fois celui des molécules du gaz et varie inversement proportionnellement à la

pression,  $m_e$  et  $m_g$  étant respectivement la masse d'un électron et d'une molécule du gaz.

D'autre part  $h$  est une fonction de  $X/p$  déterminée expérimentalement par Bradbury (26) à des pressions inférieures à 100 mm. de mercure. Le rapport  $i_x/i_0$  se trouve ainsi obéir à la loi de similitude dans la mesure où c'est également vrai pour  $h$ .

À 50 atmosphères, et pour des champs de 10 à 60 kV/mm., analogues à ceux rencontrés dans nos études de courants prédisruptifs, soit pour des valeurs de  $X/p$  comprises entre 2,6 et 16 volts par centimètre et par millimètre de mercure,  $h$  est compris entre  $1 \cdot 10^{-6}$  et  $5 \cdot 10^{-6}$ , et présente un maximum relatif pour  $X/p$  voisin de 13, soit  $E = 50$  kV/mm. On en déduit que, après un dixième de millimètre de parcours dans la direction du champ, le rapport  $i_x/i_0$  est compris entre 0,7 o/o et 37 o/o suivant la valeur du champ et que pour  $x = 1$  mm., tous les électrons ont pratiquement été capturés.

**Pouvoir ionisant apparent.** — L'ionisation des molécules d'un gaz par des électrons animés d'une énergie suffisante acquise grâce à leur mouvement dans un champ électrique constitue le phénomène fondamental de la plupart des décharges dans les gaz. La multiplication énorme du nombre des électrons qui en résulte explique le transport de courants massifs aussi bien que la formation d'« avalanches » mettant en jeu plusieurs millions de charges élémentaires à partir d'un germe unique. Ce mécanisme découvert et étudié par Townsend reste à la base de toutes les théories modernes. On sait que, suivant les conceptions de Townsend, un électron initial se mouvant dans un champ suffisamment intense provoque l'ionisation d'un certain nombre de molécules du gaz, libérant ainsi de nouveaux électrons qui se comportent de la même manière, provoquant à leur tour l'ionisation de nouvelles molécules et ainsi de suite. Au bout d'un parcours égal à  $x$  cm. dans la direction du champ, il a été créé de la sorte :

$$N = e^{\int_0^x \alpha dx} - 1$$

électrons par filiation successive à partir de l'électron initial.

Le coefficient  $\alpha$ , appelé pouvoir ionisant apparent, ne dépendant *a priori* que de l'énergie gagnée par les électrons du fait de leur mouvement dans le champ électrique et du nombre de leurs collisions avec les molécules du gaz, obéit lui aussi à la loi de similitude de telle manière que :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right).$$

Si même aujourd'hui on ne dispose pas de théories rendant quantitativement compte de façon satisfaisante du comportement de  $\alpha/p$  en

fonction de  $X/p$  (27), la détermination de la fonction  $f$  a par contre, et en raison même de l'importance du phénomène, fait l'objet de travaux expérimentaux dans la plupart des gaz usuels.

Dans le cas de l'air, les meilleures données actuellement disponibles sont celles obtenues par Sanders (28). La pression utilisée lors de ces déterminations était de 380 mm. de Hg pour les valeurs de  $X/p$  couvrant le domaine intéressant les études de potentiel disruptif au-dessus de la pression atmosphérique. Les résultats obtenus indépendamment par Masch (29) pour des valeurs de  $X/p$  un peu supérieures sont en excellent accord avec ceux de Sanders, auxquels certaines recherches plus récentes (30) ont apporté de nouvelles confirmations.

Le calcul à partir de ces données de  $e^{\int_0^x \alpha dx}$  à la pression atmosphérique pour la tension d'amorçage en champ uniforme entre électrodes écartées de  $d$  cm. conduit aux valeurs de la table I.

TABLE I

$d$ (cm.) :	0,1	1	5	10
V (kV) :	4,47	31,7	140	266
$X/p$ $\left( \frac{\text{volts}}{\text{cm. mm. Hg}} \right)$ :	58,8	41,7	36,9	35
$\alpha/p$ :	0,118	0,022	0,011	0,00605
$e^{\alpha d}$ :	$8 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$10^{20}$

Aux écartements supérieurs à 1 cm., le mécanisme de l'amorçage, suivant les conceptions modernes, se modifie lorsque l'avalanche a parcouru une certaine distance critique  $x$  et les évaluations expérimentales de celle-ci (31) tout comme les nécessités théoriques conduisent à  $e^{\int_0^x \alpha dx}$  de l'ordre de  $10^8$ .

Ces valeurs très élevées de  $e^{\int_0^x \alpha dx}$  font de l'ionisation par chocs électroniques le facteur déterminant de la décharge à la pression atmosphérique. Comme d'autre part  $\alpha/p$  varie exponentiellement avec  $X/p$  dans le domaine envisagé, il en résulte que le critère d'amorçage de Townsend :

$$\gamma \cdot e^{\int_0^d \alpha dx} = 1$$

conduit pour des valeurs très variées de  $\gamma$  à des valeurs acceptables du potentiel disruptif, si bien que la mesure de ce dernier n'apporte

TABLE II

*Champ maximum entre plateaux recouverts d'isolant dans l'air comprimé.*

Pression : (kg./cm <sup>2</sup> )	Champ : (kV/mm.)
25	61
30	71,6
45	75

Si on se reporte à la figure 1, on constate que ces champs sont supérieurs au champ disruptif observé entre plateaux d'aluminium pour un écartement il est vrai plus grand, mais qu'ils restent inférieurs, surtout aux fortes pressions, au champ limite déduit de la loi de Paschen et même au champ disruptif entre plateaux d'acier inoxydable.

En tension alternative de fréquence industrielle, il a été impossible de relever les résultats entre plateaux tous deux recouverts d'isolant en raison des vibrations de l'équipage mobile de l'électromètre qui empêchaient d'observer l'extinction franche de l'ampoule témoin.

Ce serait une erreur de conclure hâtivement des données de la table II la non-validité de la loi de similitude. Tout d'abord les expériences étaient faussées par divers phénomènes parasites et des relèvements sensibles du champ maximum ont pu être obtenus en cherchant à y remédier. Entre plateaux métalliques, les étincelles ne montraient aucune tendance particulière à passer près du bord de l'électrode mobile. En dépit de cela, le profil de ce bord n'était peut-être pas tout à fait satisfaisant aux hautes pressions. Mais surtout, les dimensions de l'appareil ne permettaient pas, en dépit de la présence de nombreuses cannelures, de garantir totalement l'absence de rampages sur la périphérie de l'enrobage isolant de la cathode. Il est aisé de comprendre que de tels rampages avaient pour effet l'apport de charges négatives sur la face plane de l'électrode enrobée, produisant une augmentation instantanée du champ dans l'air et l'ionisation du gaz. La présence lors du démontage de charges résiduelles importantes sur la tranche de l'isolant tout comme les gros progrès obtenus en tentant d'éliminer ces rampages apportent la preuve indéniable de leur influence. Signalons en outre que pour des champs élevés, une émission éventuelle de charges par la surface de l'araldite ou les impuretés s'y trouvant en dépit d'un décapage à l'acétone avant montage de l'électrode n'est pas exclue. Par contre, l'augmentation de l'ionisation sur le relief résiduel des électrodes après polissage soigné ne pouvait guère jouer de rôle notable. La

question sera traitée en détail plus loin. Enfin il n'est nullement prouvé que des avalanches importantes soient nécessaires aux fortes pressions pour limiter l'attraction électrostatique. La théorie de la photoionisation du gaz, que nous envisagerons plus loin, laisse au contraire prévoir que sitôt que l'ionisation sera amorcée localement, elle s'étendra latéralement à tout le volume de gaz situé entre les plateaux de telle sorte que, même si  $e \int_0^x \alpha dx$  est relativement faible, l'apport de charges sur l'isolant sera suffisant pour réduire sensiblement le champ dans le gaz.

La discussion de nos expériences sur les forces électrostatiques maxima montre ainsi qu'il est impossible de se prononcer avec certitude sur la vérification de la loi de similitude par le pouvoir ionisant apparent dans le cas des gaz comprimés. La question est cependant par trop fondamentale pour ne pas tenter d'en esquisser l'étude théorique.

Sur la validité de la loi de similitude dans les gaz comprimés. — La loi de similitude, dont le succès est indéniable à la pression atmosphérique et au-dessous et dont la loi de Paschen n'est qu'un cas particulier, repose, de même que toute la théorie classique de la décharge dans les gaz, sur l'application aux ions et aux électrons des calculs de la théorie cinétique des gaz. Cette méthode de raisonnement conduit à étudier les mécanismes fondamentaux de la décharge en fonction d'une part de l'énergie gagnée par les porteurs de charge du fait de leur mouvement dans un champ électrique, d'autre part des chocs, élastiques ou non, qu'ils subissent avec les molécules du gaz. Le nombre de celles-ci étant proportionnel à la pression, ou plus rigoureusement à la densité, il en résulte que les phénomènes fondamentaux de la décharge doivent être étudiés en prenant comme unité de longueur le libre parcours moyen, lui-même inversement proportionnel à la densité du gaz. De là se déduit la loi de similitude.

Remarquons tout d'abord que dans le domaine intéressé par la plupart des recherches sur les propriétés diélectriques des gaz comprimés, on approche pour l'air et l'azote du maximum de compressibilité. D'après Amagat, à 16° C :

Dans l'air : au maximum de compressibilité  $pV = 1,0379$  ;  
 pour  $p = 75$  atmosphères au lieu de  $pV = 1,0587$  ;  
 pour  $p = 1$  atmosphère ;

Dans l'azote : au maximum de compressibilité  $pV = 0,9895$  ;  
 pour  $p = 55$  atmosphères au lieu de  $pV = 1,0000$  ;  
 pour  $p = 1$  atmosphère.

par ce facteur et le nombre de charges mises en jeu reste inchangé. Or le champ électrostatique dû à une charge considérée isolément varie comme l'inverse du carré de la distance. Il en résulte immédiatement que l'existence de charges d'espace non négligeables est incompatible avec la vérification expérimentale de la loi de similitude. En fait, le succès de celle-ci s'affirme d'autant mieux qu'on opère à de faibles pressions et avec de faibles densités de courant ou bien avec une telle répartition des charges que l'on ait un plasma (colonne positive de la décharge luminescente). Par contre, il est bien évident que les charges d'espace produiront une déformation relative du champ d'autant plus importante que la pression est plus élevée.

Entre plateaux parallèles, le champ cessera d'être uniforme. Une première conséquence en est une augmentation de l'amplification des courants par ionisation par chocs dans le gaz et de l'importance des avalanches. En effet, comme  $\alpha/\rho$  croît plus vite que  $X/\rho$  dans le domaine

qui nous intéresse,  $e^{\int_0^u \alpha dx}$ , pour une même tension appliquée, est plus grand que lorsque le champ est constant (37).

Dans l'étude du potentiel disruptif, les charges provoquant la perturbation du champ sont d'une part celles qui transportent le courant prédisruptif, d'autre part, dans le premier stade de l'amorçage, celles qui sont libérées au sein même de l'avalanche. Or nos mesures de courants prédisruptifs ont montré que, dans la plupart des cas, l'étincelle survenait pour des courants de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-8}$  ampère. Pour des plateaux d'une dizaine de centimètres carrés de surface, cela correspond à des densités de courant  $j$  inférieures à  $10^{-8}$  A/cm<sup>2</sup> dans l'hypothèse d'une distribution uniforme du courant sur toute la surface des électrodes. Le cas le plus favorable à la déformation du champ est celui où la totalité du courant est transportée par des ions négatifs, les électrons émis par la cathode se fixant dès leur sortie sur les molécules du gaz. Un calcul classique montre alors que le champ  $E$  à une distance  $x$  de l'anode sur laquelle le champ est  $E_0$  a pour expression :

$$E^2 - E_0^2 = -\frac{8\pi j x}{k}$$

où  $k$  est la mobilité des ions négatifs. Pour  $j = 10^{-8}$  A/cm<sup>2</sup>,  $x = 0,05$  cm, et  $k = 2,1$  cm<sup>2</sup>/sec.volt à la pression atmosphérique, on trouve à 50 atmosphères.

$$E_0^2 - E^2 = 2,7 \cdot 10^6 \text{ (volt/cm.)}^2.$$

Le champ moyen étant de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  volt/cm., la correction de charge d'espace est tout à fait négligeable. Elle serait par contre de l'ordre de 10 o/o du champ moyen si  $j$  était  $10^6$  fois plus grand, c'est-à-dire si le courant était émis par des centres dont la superficie totale soit de l'ordre de  $10^{-8}$  cm<sup>2</sup>. Comme nous le verrons plus loin,

on admet des aires nettement plus faibles pour les centres émetteurs de l'émission froide. Bien qu'au voisinage des conditions disruptives seule une fraction des électrons soit captée par les molécules du gaz, il en résulte que les phénomènes de charge d'espace jouent un rôle essentiel dans le mécanisme de l'amorçage. Il convient de remarquer que le calcul précédent nous donne seulement une indication. Pour évaluer correctement les perturbations du champ dans le cas de pinceaux très déliés, il n'est plus légitime d'employer des formules du type de celle utilisée ci-dessus et qui ont été établies dans le cas d'une densité de courant uniforme entre plateaux illimités. On pourrait être tenté, pour obtenir un résultat plus conforme à la réalité, de considérer une distribution linéaire de charges sur un segment joignant les plateaux. Cela conduit à chercher le champ produit par une succession d'images électriques illimitée dans les deux sens sur l'axe du pinceau. Le champ s'exprime alors sous la forme d'une série de termes dont la somme dans le cas général est malheureusement inconnue, si bien que la solution exacte du problème ne peut être obtenue et qu'une solution approchée ne pourrait être acquise qu'au prix de laborieux calculs dans chaque cas particulier (38).

Lorsque l'ionisation par chocs commence à se manifester, le nombre d'ions négatifs formés par capture d'électrons dans le gaz est considérablement réduit en raison des valeurs alors plus élevées de  $X/p$ .

Entre plateaux parallèles, et dans le cas d'une densité de courant uniforme :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi j}{E} \left( \frac{e \int_0^d dx - e \int_0^x dx}{k_+} - \frac{e \int_0^x dx}{k_-} \right)$$

où  $k_+$  et  $k_-$  sont les mobilités des porteurs de charge positifs et négatifs. Or  $k_+ \ll k_-$ . Par suite :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi j}{k_+ E} \left( e \int_0^d dx - e \int_0^x dx \right).$$

Il en résulte que, du fait de leur mobilité beaucoup plus faible, ce sont pratiquement les ions positifs qui déterminent la répartition du champ.

On prévoit ainsi que les charges d'espace auront pour effet de réduire le champ sur la cathode loin des conditions disruptives alors que l'ionisation par chocs est nulle et de l'accroître lorsque celle-ci se manifeste. Comme la fixation des électrons sur les molécules du gaz pour les champs plus faibles rend en outre l'ionisation par chocs tout à fait improbable pour de tels champs, on doit s'attendre dans les gaz comprimés à une croissance du champ sur la cathode à l'approche des conditions disruptives. La répercussion de ce phéno-

mène sur l'émission de la cathode est évidente et permet d'en déduire un mécanisme possible du déclenchement de l'étincelle (39).

Enfin les charges d'espace jouent un rôle essentiel dans les idées modernes sur l'amorçage au voisinage de la pression atmosphérique.

**Photoïonisation du gaz.** — Les difficultés soulevées par l'étude à la pression ordinaire de l'amorçage ultrarapide entre électrodes survoltées et de l'effet couronne ont conduit Loeb (40) et Meek (32) d'une part, Raether d'autre part (41), à proposer un processus de l'établissement de l'étincelle fort différent de la description classique de Townsend.

D'après ces auteurs, la tête de l'avalanche émet pendant sa progression des photons susceptibles d'ioniser le gaz. Rapidement absorbés, ces photons libèrent tout autour de l'avalanche principale de nouveaux électrons qui, accélérés par le champ, vont donner naissance à leur tour à des avalanches secondaires. Ces dernières ne se développent pas indépendamment les unes des autres. Elles progressent en effet dans un champ qui est la résultante du champ appliqué et des perturbations de celui-ci causées par la forte densité locale d'ions positifs que le front de l'avalanche principale laisse derrière lui. Elles tendront donc à se fondre en un canal unique (« streamer ») progressant vers les deux électrodes à une vitesse voisine de celle de la lumière.

En dépit d'investigations récentes (42, 43, 44), on sait peu de choses sur le rayonnement ionisant en raison des difficultés expérimentales que soulève sa très courte longueur d'onde. Celle-ci est en effet de l'ordre de 1000 Å ce qui le situe dans un domaine où l'on ne connaît pas de matériaux peu absorbants.

Par contre, on est mieux renseigné sur sa production et sur le rôle des charges d'espace. L'émission des photons envisagés ne peut résulter que de mécanismes mettant en jeu une énergie au moins égale à celle nécessaire à l'ionisation du gaz, compte tenu des conditions favorables dans le cas d'un mélange de gaz ayant des potentiels d'ionisation différents (air) et de la présence d'atomes ayant des niveaux d'excitation métastables (azote) qui permettent d'envisager l'ionisation par degrés. Ces mécanismes peuvent être soit le choc direct d'un électron avec une molécule, soit plus vraisemblablement des recombinaisons survenant au sein même de l'avalanche (45).

Enfin, la théorie postulée, comme nous l'avons dit, l'existence d'une forte charge d'espace positive. Une telle charge ne pourra être obtenue qu'après un certain parcours de l'avalanche en raison de la croissance exponentielle de celle-ci. En écrivant que le champ créé par la masse d'ions positifs laissée derrière lui par le front de l'avalanche après avoir traversé la distance séparant les plateaux est d'un ordre de grandeur comparable à celui du champ appliqué, Meek a pu obte-

nir un critère (32) dont l'accord avec l'expérience est à peu près satisfaisant. Nous avons vu toutefois que cet accord était singulièrement facilité par la variation de  $e^{\int_0^d \alpha dx}$  avec le champ. A un stade plus avancé de la théorie, le rôle des charges d'espace est en outre de provoquer en arrière du front de l'avalanche composé d'électrons rapides une région à champ faible propice aux recombinaisons qui sont à l'origine du rayonnement ionisant. Il en résulte une véritable dislocation de l'avalanche principale, conformément aux observations de Raether et aux prévisions de Teszner (46).

A la pression ordinaire, le succès de la théorie résumée ci-dessus est incontestable à la fois dans le cas des fortes surtensions, dans celui des très longues étincelles et dans l'explication de l'effet couronne. Toutefois, aux distances faibles, et pour des tensions très proches du seuil disruptif, divers travaux expérimentaux (30, 47) semblent montrer que l'avalanche initiale est incapable de se transformer d'emblée en canal d'étincelle. On est conduit à un compromis (48), les conditions requises par le mécanisme du « streamer » n'étant réunies qu'après passage de plusieurs avalanches successives analogues à celles de la théorie de Townsend.

Par le rôle essentiel qu'elle fait jouer à la charge d'espace, la théorie de la photoionisation du gaz conduit à la non-vérification de la loi de Paschen. Nous avons calculé et reproduit sur la figure 1 les tensions d'amorçage déduites du critère de Meek qui, rappelons-le, repose seulement sur un calcul grossier. On voit que les écarts ne deviennent notables qu'aux fortes pressions et que, de toute façon, ils restent beaucoup plus faibles que les valeurs constatées expérimentalement. Cependant, les très petits écarts observés tant que la pression ne dépasse pas quelques atmosphères et que l'émission des électrodes ne joue pas encore de rôle déterminant peuvent être considérés comme une vérification du bien-fondé de la théorie (49).

En ce qui concerne la formation de l'étincelle aux pressions élevées, il est douteux que la photoionisation joue un rôle essentiel au premier

stade, en raison de la faiblesse de  $e^{\int_0^d \alpha dx}$ , même dans le cas où l'on admet de fortes modifications du champ par charges d'espace. Par contre cette théorie permet de comprendre, tout comme dans le cas de l'effet couronne, comment la décharge, une fois amorcée localement, peut se propager à travers une région à champ trop faible pour que l'ionisation y soit importante. Les avalanches nées quasi simultanément de germes libérés par la photoionisation suivant un axe parallèle aux lignes de force du champ électrique appliqué (fig. 3) créent, par la dissymétrie des charges d'espace dues à leur front formé d'électrons rapides et à leur traîne d'ions positifs pratiquement immobiles pendant la durée du développement du phénomène,

## DEUXIÈME PARTIE

### COURANTS PRÉDISRUPTIFS DANS LES GAZ COMPRIMÉS

L'apparition dans la littérature de l'hypothèse de courants prédisruptifs dus à l'émission froide de la cathode pour expliquer l'abaissement de la tension d'amorçage entre plateaux dans les gaz comprimés n'est pas récente (7). Il a toutefois fallu attendre les travaux de Howell (8) puis de Félici et de Mlle Marchal (11) pour qu'on en cherchât la vérification expérimentale. Enfin, à notre connaissance, la mesure de ces courants pour des intensités inférieures à un micro-ampère n'a été effectuée que par Young (12) et nous-même (54).

#### CHAPITRE PREMIER

##### TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE

L'étude des courants prédisruptifs pose les problèmes habituels inhérents à la mesure de courants très faibles dans des circuits soumis à de hautes tensions.

**Source H. T.** — Si pour les expériences de potentiel disruptif nous disposons de tensions de plusieurs centaines de kilovolts fournies par des génératrices électrostatiques, l'emploi de ces dernières dans l'étude des courants prédisruptifs était éliminé par suite de la haute stabilité requise sous peine de voir les fluctuations de tension créer des courants parasites de l'ordre des courants mesurés.

Nous avons construit un circuit redresseur-multiplieur de tension de Greinacher à 3 étages, alimenté directement en 50 périodes pour des raisons de commodité, et équipé de kénotrons Miniwatt 1875. Ceux-ci étaient faciles à remplacer en raison de leur bas prix et ils supportaient facilement une tension inverse de 15 kV. On disposait de la sorte d'une H. T. continue, réglable de 0 à 45 kV en agissant sur la tension primaire du transformateur H. T. du redresseur. En vue de s'assurer le maximum de stabilité, le chauffage aussi bien que le transformateur H. T. étaient alimentés à partir du secteur à travers un « Reguvolt » à circuit résonnant et transformateur à fer saturé. Nous le faisons travailler dans les conditions optima en portant sa charge au voisinage de sa valeur nominale à l'aide de rhéo-

stats et en corrigeant par une capacité appropriée le facteur de puissance du montage. La H. T. continue ainsi obtenue se maintenait stable à  $\pm 0,3$  o/o près pendant plus d'une demi-heure. Quant à l'amplitude de l'ondulation, elle a pu être évaluée à moins de 0,3 o/o de la tension délivrée, compte tenu du débit dans l'appareil servant à la mesure de la H. T.

**Mesure de la H. T.** — En raison de la variation très rapide des courants prédisruptifs avec la tension, la mesure de celle-ci rendait nécessaire un appareillage à la fois sensible et fidèle. Nous avons utilisé un diviseur à résistances prévu initialement pour une tension maxima de 200 kV et constitué de 200 résistances de 5 mégohms 1 watt montées sur un cadre de bakélite de près de 2 m. de haut placé lui-même dans un cylindre protecteur de papier bakélinisé. Le cadre était calé dans le tube au moyen de tores métalliques connectés à la chaîne de résistances et servant en même temps à répartir le champ électrique le long de la colonne de manière à éviter tout effluage parasite. Les chutes ohmiques sur la dernière et les quatre dernières résistances du diviseur respectivement étaient mesurées à l'aide de voltmètres électrostatiques Trüb Täuber de calibre 125 et 1 000 volts préalablement étalonnés. On couvrait ainsi l'intervalle de 8 à 50 kV. Pour mesurer les tensions plus faibles de même que pour contrôler la stabilité de la H. T., on branchait en opposition sur la dernière résistance du diviseur un montage potentiométrique alimenté par des piles de radio et utilisant un galvanomètre comme instrument de zéro. La sensibilité de ce montage permettait de mettre facilement en évidence des variations inférieures à 1/1 000 de la H. T. L'échelle de tensions utilisée permettait des mesures à mieux de 1 o/o près en valeur relative, et probablement à mieux de 5 o/o près en valeur absolue, ce dernier étalonnage n'ayant été effectué que par référence à l'éclateur à sphères. Nous avons renoncé à mesurer directement le courant à travers le diviseur en raison de la non-linéarité du courant avec la tension à travers les résistances. En outre la résistance de la chaîne varie un peu avec sa température alors que le rapport des résistances, provenant toutes d'un même lot de fabrication, y est pratiquement insensible.

**Mesure des courants prédisruptifs.** — Le problème de la mesure des courants prédisruptifs est délicat par suite de leur faiblesse, de leur large intervalle de variation et du risque d'étincelle entre les électrodes. Il exige un appareillage à la fois sensible, doté d'une gamme étendue de sensibilités et très robuste. Les galvanomètres étant écartés *a priori* du fait de la fragilité de leur cadre aux ondes de choc, nous nous sommes tourné vers les méthodes électrométriques et nous avons mesuré la chute ohmique produite par le courant

prédisruptif sur de fortes chaînes de résistances à l'aide d'un électromètre à quadrants.

Ces chaînes étaient constituées par des résistances de radio soudées bout à bout et enfermées dans un sachet de chlorure de vinyle destiné à les isoler et à les protéger des poussières et de l'humidité. Le tout était placé dans des tubes de bakélite autour desquels on avait enroulé une feuille de cuivre reliée à la masse générale de l'installation en vue d'assurer le blindage électrique. Toutes les connexions entre l'enceinte d'essais, les résistances et l'électromètre étaient assurées par des fils isolés au polythène et blindés par une tresse de cuivre. Les chaînes avaient les valeurs 0,3, 3, 30, 300 et

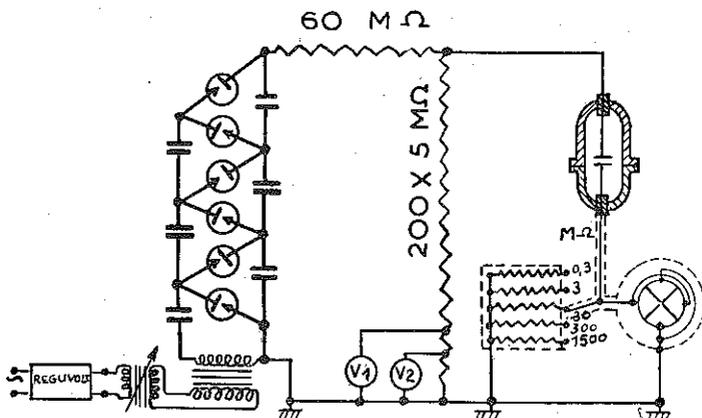


Fig. 4. — Schéma du montage électrique.

1500 mégohms. Leur valeur était déduite, pour la plus faible, par comparaison directe avec une résistance métallique, pour les autres, de proche en proche au moyen d'un pont de Wheatstone dans lequel deux branches étaient constituées par des résistances métalliques et dont l'instrument de zéro était un électromètre à quadrants. Chaque mesure de rapport étant faite avec une précision dépassant 1 0/0, c'est une erreur inférieure à 5 0/0 qui était commise sur l'étalonnage de la résistance la plus élevée, valeur parfaitement admissible étant donnée la reproductibilité des courants étudiés. Pour la même raison, nous avons négligé la variation des résistances avec la température ambiante. La résistance d'isolement du circuit de mesure était très grande devant la valeur de la plus forte résistance de mesure utilisée.

L'électromètre était un électromètre à quadrants de Dolezalek employé en montage hétérostatique, avec une tension auxiliaire four-

nie par une batterie de piles de 90 volts. L'utilisation d'un fil de tungstène de 15 microns de diamètre pour la suspension de l'équipage mobile lui donnait une sensibilité réduite à 6,8 cm. de déviation du spot par volt sur une échelle à 2 m. Cette réduction de sensibilité était compensée par une excellente résistance aux violentes impulsions résultant du passage d'étincelles dans l'enceinte d'essais et supprimait les difficultés habituellement rencontrées dans les mesures électrométriques du fait des f. é. m. thermoélectriques. L'étalonnage de l'appareil effectué avec une pile étalon se maintenait remarquablement constant dans le temps et les élongations du spot variaient linéairement avec la tension à 1 o/o près dans l'intervalle utilisé.

L'appareillage constitué par les résistances et l'électromètre permettait une mesure de courants dans un intervalle s'étendant de  $10^{-11}$  A à quelques microampères. Les courants plus forts étaient mesurés par un microampèremètre de type industriel protégé contre les ondes de choc par une capacité et une ampoule au néon montées toutes deux en dérivation sur lui. Les fluctuations de la haute tension produisant en dépit de l'alimentation stabilisée du redresseur un courant parasite de charge et de décharge de la capacité formée par les électrodes de l'ordre de  $10^{-11}$  A, il n'y avait aucun intérêt à chercher à accroître la sensibilité du dispositif.

L'ondulation du redresseur provoquait dans le circuit de mesure le passage d'une composante alternative parasite dont l'effet sur l'électromètre n'était pas tout à fait négligeable en raison du terme proportionnel au carré de la tension dans l'expression du couple s'exerçant sur l'équipage mobile. Toutefois les déviations parasites étaient de l'ordre du millimètre et on rendait leur influence négligeable en changeant de sensibilité pour les faibles élongations du spot. Par contre les montages électroniques que nous avons essayés se sont révélés inutilisables en raison de l'effet de détection qu'ils exerçaient sur cette composante alternative.

**Electrodes.** — Les électrodes utilisées, d'une surface de  $10 \text{ cm}^2$  environ, réalisaient approximativement le profil à champ électrique constant étudié par Félici (55). Au démontage, il ne se révélait pas d'accumulation anormale de cratères d'étincelles sur la périphérie, indication de l'absence de concentration du champ sur la région marginale. Le polissage de la surface utile était achevé sur disque de feutre imbibé d'une fine suspension d'alumine et la qualité des résultats ainsi obtenus a été vérifiée à maintes reprises au microscope métallographique. Pour éviter la mise à nu du métal sous-jacent sous l'effet des étincelles qui se produit dans le cas de dépôts électrolytiques minces, nous avons utilisé seulement des plateaux massifs. De même une résistance de protection de  $60 \text{ M}\Omega$  était insérée

tiales du courant, nous avons fait généralement passer volontairement un nombre suffisant de décharges pour obtenir à la fois une certaine fixité de la tension disruptive et une amélioration rapide de la reproductibilité des courants ;

— après un nombre élevé d'amorçages (plusieurs centaines), le courant présente une augmentation durable et importante comme le montrent les résultats de la table III. Dans certains cas, il peut être multiplié par plus de 100 sans que, chose remarquable, le potentiel disruptif en soit fatalement affecté de manière sensible ;

TABLE III

*Influence du passage d'un nombre élevé d'étincelles*

(Electrodes de Cu.  $P = 49,7 \text{ kg./cm}^2$ ,  $d = 0,32 \text{ mm.}$ .)

Tension (kV) . . . . .	24	27	30	$V_e$ (kV)
Après stabilisation relative de $V_e$ par passage d'étincelles $i(10^{-10} \text{ A})$ . . .	4	10	31	30,7
Valeur de régime après passage d'un très grand nombre d'étincelles $i(10^{-10} \text{ A})$ .	350	630		30,0

— en dépit de la stabilisation de la caractéristique, la reproductibilité des mesures reste faible. Des écarts de 25 o/o et plus sur la valeur du courant à une tension donnée sont fréquents. D'ailleurs, à tension constante, le courant n'est pas rigoureusement invariable dans le temps. Il présente des fluctuations d'une part et d'autre part une dérive lente. Cette dernière consiste souvent en une diminution aux fortes tensions, en une augmentation aux basses, mais il s'en faut que le sens de la dérive soit reproductible même au cours d'une même série de mesures ;

— une fois la stabilisation atteinte, les courbes :

$$\log i = f(V)$$

représentant les caractéristiques en coordonnées semi-logarithmiques ont l'aspect de celles de la figure 7. Dès qu'on considère un intervalle un peu étendu, elles n'obéissent à aucune loi simple. On notera toutefois la croissance très rapide du courant avec la tension ;

— l'approche de l'étincelle ne se manifeste en général par aucun signe particulier ; celle-ci survient inopinément. On a toutefois observé dans certains cas soit une croissance lente et régulière du courant à tension constante, soit des fluctuations et il arrive parfois

que la courbe  $\log i = f(V)$  présente un point d'inflexion peu marqué près du potentiel disruptif.

— les amorçages répétés produisent sur les électrodes d'acier doux et d'aluminium des altérations importantes liées à des modifications notables des variations du courant. Ce cas particulier sera discuté ultérieurement.

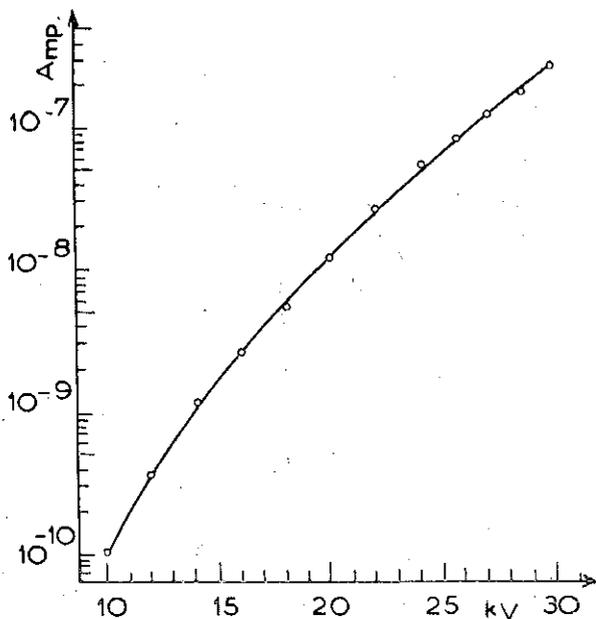


Fig. 7. — Courant pré-disruptif entre électrodes d'acier inoxydable après formation.  $P = 49,5 \text{ kg./cm}^2$ ,  $d = 0,26 \text{ mm}$ .

### CHAPITRE III

#### PROPRIÉTÉS DE L'ÉMISSION FROIDE

Comme il a déjà été dit à maintes reprises, c'est l'hypothèse de l'émission froide qui a inspiré les travaux récents. Le phénomène de l'émission froide d'électrons sous l'effet de champs électriques élevés dans le vide est aujourd'hui bien connu. Rappelons-en brièvement les principales propriétés :

— la caractéristique des courants d'émission froide en fonction de la tension ne devient reproductible qu'à condition d'avoir décrit au

tion tel qu'on peut tenter de le déduire de la tangente aux courbes (C) est de l'ordre de 0,12 V, c'est-à-dire bien inférieur à celui du métal.

D'autre part, l'hypothèse de l'émission froide qui ne fait intervenir que la cathode est incapable d'expliquer à elle seule l'influence reconnue expérimentalement du métal de l'anode sur le potentiel disruptif.

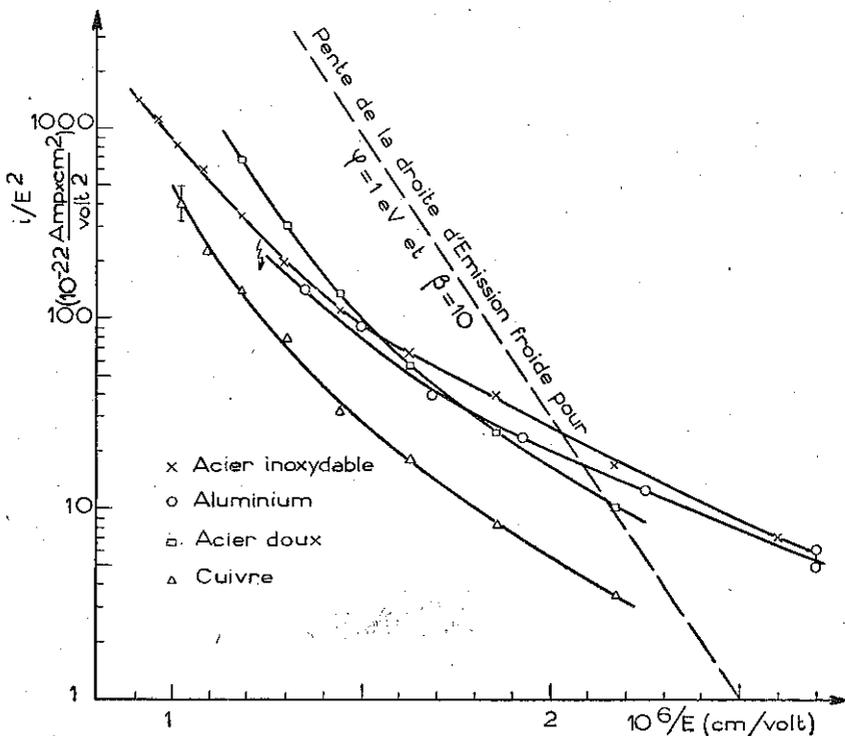


Fig. 8. — Courants prédisruptifs dans l'air comprimé et loi d'émission froide. ( $P = 50 \text{ kg./cm}^2$ ,  $d = 0,27 \text{ mm.}$ ).

## CHAPITRE V

### MODIFICATION DES PROPRIÉTÉS DE L'ÉMISSION FROIDE DANS LES GAZ COMPRIMÉS

Aux vides poussés nécessaires à l'étude de l'émission froide (faute de quoi il se produit une décharge dans le gaz résiduel qui a pour effet de réduire les champs accessibles), les électrons ne rencontrent

qu'exceptionnellement une molécule de gaz au cours de leur trajet entre les électrodes. La situation est *a priori* toute différente dans un gaz comprimé où les électrons voient au contraire leur progression entravée par leurs chocs continuels avec les molécules du gaz.

Il n'y a donc pas lieu d'être surpris par les divergences constatées entre les propriétés des courants prédisruptifs et celles de l'émission froide dans le vide. On sait du reste que même dans le vide l'accord entre la théorie et l'expérience est loin d'être parfait à moins de précautions spéciales.

**Ionisation par chocs.** — La source d'écarts la plus évidente est l'amplification du courant d'émission froide en raison de l'ionisation par chocs dans le gaz. Nous avons déjà vu que pour la tension d'étin-

celles l'expression  $e^{\int_0^d \alpha dx}$  calculée dans l'hypothèse d'un champ uniforme était très petite. Il en sera *a fortiori* de même aux tensions plus faibles rencontrées dans la mesure des courants prédisruptifs. C'est ainsi que dans les conditions de la figure 8 ( $P = 50 \text{ kg./cm}^2$ ,  $d = 0,27 \text{ mm.}$ ) les tables de Sanders conduisent pour  $E = 100 \text{ kV/mm.}$  à  $e^{\alpha d} = 10^{0,142} = 1,4$ . La correction qui en résulte en posant brutalement :

$$i = e^{\alpha d} \cdot A E^2 e^{-B/E} \quad (1)$$

est insuffisante pour ramener la linéarité des courbes (C). Toutefois, il semble que si  $e^{\alpha d}$  était égal à 4 environ, les points expérimentaux pour  $E = 100 \text{ kV/mm.}$  seraient ramenés sur le prolongement des arcs de courbe (C) correspondant aux champs faibles. En raison de la variation exponentielle de  $\alpha/p$  avec  $X/p$ , cela équivaudrait seulement à une augmentation de l'ordre de 15 0/0 du champ moyen. Une telle modification n'est pas inconcevable si on fait intervenir les

charges d'espace pour l'expliquer. Nous avons vu en effet que  $e^{\int_0^d \alpha dx}$  était plus grand en champ non uniforme. Pour  $E = 80 \text{ kV/mm.}$ , la correction devrait équivaloir à une augmentation d'environ 25 0/0 du champ moyen. L'accroissement en valeur relative de cette augmentation est inattendu car les variations du champ d'une part et de la densité de courant d'autre part sont incapables de la justifier. Par contre, ce phénomène est en accord avec les conclusions de Young opérant dans  $\text{CO}_2$  (12). Cherchant à déterminer, faute de table disponible dans le domaine considéré, la fonction :

$$\alpha/p = f(X/p)$$

à partir de ses mesures de  $i$  et grâce à l'équation (1), cet auteur a obtenu pour diverses pressions des résultats qui ne se situent pas sur la même courbe. Tout se passait comme si, à pression constante,

$\alpha/\rho$  croissait moins vite avec  $X/\rho$  qu'il ne le fait à  $X$  constant et  $\rho$  variable. Si on admet pour  $\alpha/\rho$  dans  $\text{CO}_2$  une variation analogue à celle dans l'air et l'azote (62), les valeurs de  $\alpha/\rho$  trouvées par Young semblent être plus grandes que celles attendues de l'extrapolation d'ailleurs hasardeuse des résultats d'Engel et Steenbeck (63) pour des  $X/\rho \geq 100$ . Enfin la concavité des arcs de courbe  $\log(\alpha/\rho) = f \log(X/\rho)$  à pression constante est en sens inverse de celui voulu par la loi exponentielle observée dans l'air et l'azote pour le même domaine.

Il résulte de tout ceci que l'équation (1), fondée sur l'hypothèse d'un champ uniforme entre les électrodes, est incapable de rendre compte de la variation des courants mesurés, même si on tente de la corriger par les considérations élémentaires de charge d'espace présentées ci-dessus.

**Influence du relief des électrodes.** — L'expression  $e^{\int_0^d \alpha dx}$  se trouvera accrue s'il existe à la surface des électrodes des aspérités entraînant une concentration locale du champ. Si ces perturbations sont assez importantes, on peut même envisager la présence d'un effet couronne autonome. C'est l'hypothèse invoquée par Howell (8) pour expliquer ses expériences où, tentant d'accroître l'émission froide en rendant rugueuse l'une de ses électrodes, il avait constaté que l'effet obtenu était indépendant de la polarité. Le raisonnement est *a priori* plausible car les phénomènes de la décharge dans les gaz devant être ramenés à l'échelle des libres parcours moyens, il n'est pas impossible que des aspérités dont l'effet est négligeable à la pression ordinaire se mettent à jouer un rôle notable aux fortes pressions.

D'autre part, quand on cherche à déduire le potentiel d'extraction  $\varphi$  d'une cathode à partir de la pente des droites d'émission froide relevées expérimentalement dans le vide, on obtient des valeurs anormalement basses quel que soit le soin apporté au nettoyage et au dégazage de la surface. Les expériences d'Ahearn (60), où la caractéristique d'émission d'un même filament était étudiée alternativement à la température ordinaire et en le chauffant sont particulièrement significatives à cet égard. Alors que l'émission thermionique conduit à la valeur correcte de  $\varphi$  correspondant au métal de la cathode, l'émission froide donne des résultats nettement inférieurs. Ce désaccord a conduit depuis longtemps à supposer que le champ électrique intervenant dans l'équation théorique de l'émission froide n'est pas le champ moyen tel qu'on peut le déduire de la configuration géométrique idéale des électrodes, mais le champ local déterminé par leur relief réel. De là la considération, même sur des surfaces optiquement polies, d'aspérités submicroscopiques. Haefler (59) a pu démontrer la validité de cette hypothèse en mesurant le courant émis par une pointe dont il projetait le profil à l'aide d'un microscope électronique afin de pouvoir calculer le champ effectif à son sommet. Il est

courant dans la littérature d'introduire un coefficient  $\beta$  représentant le rapport du champ réel en un point de la surface de la cathode au champ déduit de son profil macroscopique (57).

Pour évaluer  $\beta$  la plupart des auteurs se réfèrent à un raisonnement dû à Schottky (64) dont nous donnons ci-dessous une forme un peu modifiée. Soit une aspérité hémisphérique située sur un plateau en regard d'un autre plateau parallèle. Lorsque le rayon de l'aspérité est très petit devant l'écartement des électrodes, les charges induites sur l'autre plateau du fait de la présence de l'hémisphère sont négligeables et un calcul classique montre que la composante radiale du champ au voisinage de l'aspérité est (fig. 9) :

$$E_r = E \cos \alpha + \frac{2ER^3 \cos \alpha}{r^3}$$

$E$  étant le champ uniforme en l'absence de l'aspérité et  $R$  le rayon de celle-ci. Au sommet de l'aspérité, le champ est le triple de  $E$  et sa différence avec  $E$  décroît comme le cube de  $1/r$  dès qu'on s'éloigne de la surface. Un empilage de  $n$  hémisphères dont les rayons vont en décroissant suivant une progression géométrique de raison  $k$  constitue un relief de hauteur totale

$$h = \sum_0^n Rk^n, \text{ le champ } E_s \text{ à son sommet}$$

est  $3^n E$ . Pour  $n$  infini,  $h = \frac{R}{1-k}$  et

$E_s$  est lui-même infini. En fait  $n$  est limité par la double nécessité de conserver au plus petit hémisphère un rayon supérieur aux distances interioniques du métal et à  $h$  une valeur compatible avec le poli de la surface. On en déduit pratiquement que  $\beta$  ne peut dépasser une valeur de l'ordre de 10 à 30 au maximum.

La portée de ce raisonnement fondé sur une aspérité de forme compliquée et arbitraire peut paraître limitée. Les traités de champ électrique offrent maints exemples de surfaces présentant des arêtes vives telles que le champ sur l'arête soit infini. Si un champ infini est physiquement dépourvu de sens, il est par contre possible de concevoir la matérialisation d'une surface équipotentielle assez voisine de la surface idéale pour que le champ y atteigne localement une valeur aussi élevée qu'on le désire. La seule restriction est, comme dans le raisonnement de Schottky, de ne faire intervenir que des dimensions linéaires, notamment pour les rayons de courbure, supérieures aux mailles des cristaux métalliques, afin de permettre à la fois l'existence matérielle de la surface et la conservation d'une signification physique au champ sur celle-ci.

Nous avons jugé utile, pour fixer les idées, d'étudier un cas

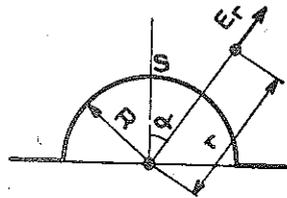


Fig. 9.

TABLE IV

Répartition du potentiel au voisinage d'une arête.

d : distance du point considéré à l'arête.

$\frac{\alpha}{\pi} = \frac{V}{V_1 - V_0}$	d/h	$\beta$	$e^{\int_0^d \alpha dx}$ (ordre de grandeur)
0,05	4,10	1,02	2,5
0,015	0,803	1,20	
0,010	0,414	1,41	
0,005	0,118	2,23	
0,003	0,0440	3,45	
0,001	0,00499	10	9
0,0005	0,00125	20	60
0,0004	0,00080	25	100
0,0003	0,00045	33	
0,0002	0,00020	50	
0,0001	0,00005	100	

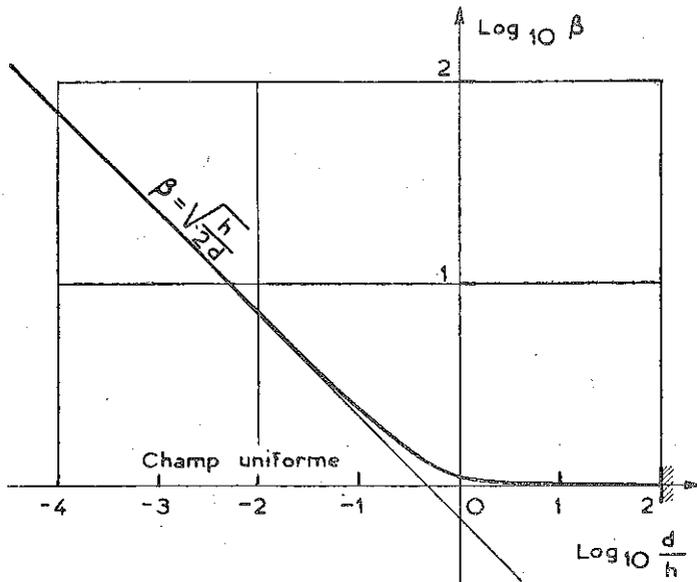


Fig. 11. — Champ électrique entre plateaux parallèles dont l'un porte une arête.

Au voisinage immédiat de l'arête, le champ est donc inversement proportionnel à la racine carrée de la distance à l'arête du point considéré. La figure 11 sur laquelle on a porté en représentation logarithmique les données de la table IV donne une idée du domaine de validité de cette loi approchée.

Le rayon de courbure d'une équipotentielle très voisine de l'arête théorique a au sommet une valeur de l'ordre de  $d_0$  correspondant à cette équipotentielle. Si on adopte comme profil de l'électrode réelle cette équipotentielle, les restrictions signalées précédemment nous imposent que  $d_0$  soit supérieur aux mailles des cristaux métalliques, c'est-à-dire à une longueur de l'ordre de 2 à 4 Å ( $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm.}$ ). Prenant pour distance des électrodes  $H = 1 \text{ mm.}$  et pour hauteur de l'aspérité  $h = 0,01 \text{ mm.}$ , il vient par exemple  $d_0 = 5 \text{ Å}$  si on veut que le champ au sommet de l'arête soit égal à 100 fois le champ uniforme entre plateaux parfaits. Par suite, le coefficient d'amplification du champ  $\beta$  ne peut être qu'inférieur à 100. D'autre part, la formule

approchée  $\beta = \sqrt{\frac{h}{2d}}$  montre que pour une arête de hauteur plus petite, les valeurs admissibles de  $\beta$  seront encore plus faibles. Or  $h = 0,01 \text{ mm.}$  correspond sans doute à la précision de l'usinage au tour, mais paraît excessif après polissage soigné. Nos observations au microscope métallographique avec un grossissement de 900 nous ont prouvé, par le réglage de la mise au point, que des reliefs aigus dépassant 5 microns ne se rencontraient que dans le cas d'électrodes déjà fortement altérées par amorçages répétés. Pratiquement, notre calcul aboutit à la conclusion que  $\beta$  ne saurait dépasser une valeur de 10 à 30, ce qui est précisément le résultat déjà déduit du raisonnement de Schottky. Une autre objection soulevée par un  $\beta$  trop grand résulterait avec les surfaces particulières considérées de l'extrême minceur du profil de l'arête par rapport à sa hauteur. L'existence matérielle d'une telle surface apparaît improbable, sauf rayure accidentelle, car l'aspérité, en raison de sa fragilité, serait fatalement détruite au polissage.

Si on adopte  $\beta = 30$  pour corriger le potentiel d'extraction  $\varphi$  déduit de la tangente aux courbes de la figure 8, la valeur obtenue passe de 0,12 volt à un peu plus de 1 volt. Un tel résultat est incompatible avec l'émission d'un métal propre, mais paraît acceptable pour des impuretés superficielles. D'ailleurs, même dans le vide, la valeur de  $\varphi$  correspondant au métal ne peut être obtenue à partir des données expérimentales qu'avec un  $\beta$  anormalement élevé (60). Ce n'est que dans le cas d'une pointe très aiguë qu'on peut répondre de la propriété de la cathode et vérifier numériquement la loi théorique d'émission froide (59). On est ainsi conduit, dès que la superficie de la cathode est appréciable à admettre que les centres émetteurs d'émis-

sion froide sont localisés en des points où le potentiel d'extraction de la surface est abaissé.

En ce qui concerne l'influence des aspérités sur la valeur de  $e^{\int_0^a \alpha dx}$ , il convient de ne pas perdre de vue que la longueur essentielle est le libre parcours moyen des électrons. Deux configurations d'électrodes géométriquement semblables, de rapport de similitude  $k$  et telles que le champ en des points homologues soit égal donneront

à la même pression des valeurs de  $e^{\int_0^a \alpha dx}$  se déduisant l'une de l'autre par élévation à la puissance  $k$ . Or, compte tenu du fait que l'ionisation par chocs est surtout localisée au voisinage des aspérités, on peut dans le cas de notre calcul considérer au point de vue de l'ionisation comme à peu près semblables les figures formées par deux plateaux d'écartement constant  $H$  dont l'un porte une arête de hauteur variable  $h \ll H$ . En effet, outre que la similitude est rigoureuse dans le domaine où les formules d'approximation sont valables c'est-à-dire au voisinage immédiat de l'arête, les surfaces équipotentielles deviennent pratiquement des plans dès qu'on s'éloigne nettement de celle-ci

et d'autre part la contribution à  $e^{\int_0^a \alpha dx}$  d'un parcours même assez long dans la région à champ quasi uniforme reste faible devant celle de la région située juste devant l'arête. Pour fixer les idées, nous avons porté dans la table IV l'ordre de grandeur des valeurs de

$e^{\int_0^a \alpha dx}$  correspondant dans l'air au trajet entre l'électrode plane et diverses surfaces équipotentielles voisines de l'arête lorsque  $H = 1 \text{ mm.}$ ,  $h = 0,01 \text{ mm.}$ ,  $p = 50 \text{ atmosphères}$  et que le champ uniforme est de  $100 \text{ kV/mm.}$  Pour une arête de  $5 \text{ microns}$  de hauteur,

l'augmentation de  $e^{\int_0^a \alpha dx}$  ne serait plus que la racine carrée de ses valeurs dans le cas précédent. L'effet des aspérités sur l'ionisation dans le gaz décroît donc très vite avec leur hauteur. Les reliefs « submicroscopiques » très aigus peuvent relever notablement le champ en des points privilégiés de la surface des électrodes et influencer ainsi sur

l'émission froide, leur action sur  $e^{\int_0^a \alpha dx}$  sera nulle. Par contre, les décharges couronne invoquées par Howell ne pourront se produire que sur des rugosités importantes, incompatibles avec un polissage soigné, et telles seulement qu'on peut les créer artificiellement par traitement avec un abrasif grossier.

Les courbes de la figure 12 montrent les courants prédisruptifs obtenus successivement dans l'air comprimé :

- 1) lorsque les électrodes ont été soigneusement polies ;
- 2) après avoir frotté une des électrodes avec une toile émeri ;
- 3) après glaçage de l'électrode rayée à l'aide d'un disque de feutre imbibé d'une suspension fine d'alumine.

L'observation au microscope métallographique révèle dans le cas n° 2 une surface très accidentée présentant des rayures profondes alors que dans le cas n° 3, si les rayures subsistent en bonne partie, elles sont du moins beaucoup moins marquées.

On constate que conformément aux conclusions de l'étude précédente, seules les rayures grossières exercent un effet notable sur le courant prédisruptif, que même dans ce cas le facteur de multiplication du courant ne dépasse guère 100, enfin que l'effet se manifeste pour les deux polarités.

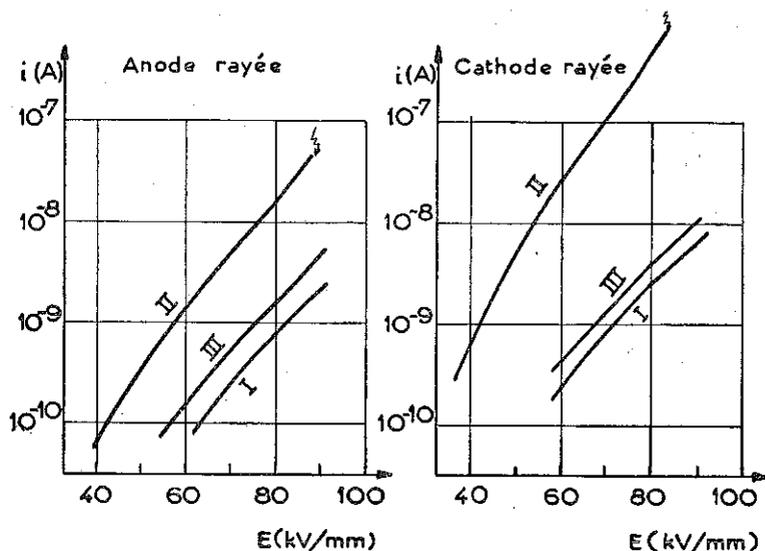


Fig. 12. — Courants prédisruptifs entre électrodes d'acier inoxydable dans l'air.  $P = 53 \text{ kg./cm}^2$ ,  $d = 0,45 \text{ mm}$ .

- I. — Plans bien polis.
- II. — Une électrode rayée.
- III. — L'électrode rayée a été glacée au feutre imprégné d'alumine.

**Rôle des charges d'espace dans le gaz.** — Nous avons déjà signalé le rôle des charges d'espace à propos de l'étude de l'ionisation par chocs dans le gaz. Or on doit s'attendre à ce qu'elles influent également sur l'émission froide en raison de la rapide variation de celle-ci avec le champ. Dans le vide cet effet est inconnu. Sitôt extraits, les électrons sont en effet accélérés par le champ énorme qui règne à la surface de la cathode. Comme ils ne rencontrent aucun obstacle dans leur progression vers l'anode, leur densité spatiale reste partout très petite, en dépit de la concentration du courant en pinceaux très déliés et de la présence avec les configurations d'électrodes généralement

puisque les résultats de Young dans  $\text{CO}_2$  comprimé (12) conduisent à des valeurs similaires et même un peu plus faibles de  $\varphi$ . Il en est de même des recherches dans d'autres domaines où l'influence de l'émission froide sur la décharge dans les gaz est manifeste, tels que l'amorçage à l'air libre des étincelles survoltées (65) ou des décharges entre contacts électriques très rapprochés (66). Enfin nous avons déjà eu l'occasion de mentionner que le problème se posait même dans le vide (60).

D'autre part, on peut, en comparant les courants mesurés avec la formule théorique qui donne la densité de courant d'émission froide pour une surface plane illimitée, tenter d'évaluer l'aire des centres émetteurs. Une fois la pente de la droite d'émission froide déterminée expérimentalement, le choix des valeurs respectives de  $\varphi$  et de  $\beta$ , s'il affecte la valeur exacte de la superficie obtenue, ne modifie pas son ordre de grandeur. Or les courbes (C) conduisent pour cette aire à une valeur de l'ordre de  $10^{-16}$   $\text{cm}^2$ , autrement dit à un centre dont les dimensions soient voisines de la maille des cristaux métalliques. C'est à la même conclusion, pour surprenante qu'elle soit, qu'on aboutit en répétant le calcul pour les résultats des divers travaux déjà cités à propos de  $\varphi$ .

La comparaison des courants prédisruptifs avec la loi théorique d'émission froide conduit donc à assigner comme origine à celle-ci une anomalie de la surface des électrodes et plus précisément, un point où le potentiel d'extraction est sensiblement réduit. L'échelle des dimensions obtenues pour cette singularité rend difficile le partage entre les diverses hypothèses plausibles. On peut aussi bien invoquer le dépôt d'un corps étranger au cours des manipulations subies par les électrodes que l'affleurement local d'une impureté disséminée dans le métal ou simplement la couche superficielle d'oxyde qui recouvre inévitablement une surface métallique dans l'air. Les modifications du potentiel d'extraction par la couche de gaz adsorbée sont encore mal connues. Il semble que l'oxygène ait pour effet de le relever, l'hydrogène et l'azote de l'abaisser (67). D'autre part, pour décevante que soit en raison des irrégularités provenant des variations de  $\beta$  la comparaison de la pente des courbes (C) qui n'est d'ailleurs qu'à peu près reproductible pour un même métal, le fait qu'on trouve pour des métaux ayant un potentiel d'extraction aussi différent que l'aluminium et le fer par exemple des pentes voisines permet de penser que la source des électrons émis peut être la même quel que soit le métal. Ceci n'avance guère, car les impuretés à faible potentiel d'extraction communes, en quantité infinitésimale, aux métaux usuels et à leur surface sont nombreuses.

Il ressort toutefois de cette étude que si l'hypothèse de l'émission froide soulève encore des difficultés quant à sa confrontation avec la

formule théorique de Fowler et Nordheim, celles-ci ne sont cependant pas propres aux courants prédisruptifs dans les gaz comprimés. Au contraire, la considération successive du rôle joué par l'ionisation par chocs, par les aspérités à la surface des électrodes et par les charges d'espace permet d'expliquer les divergences observées entre les courants prédisruptifs et les propriétés de l'émission froide dans le vide. Le succès de cette étude peut être considéré comme une preuve de la validité de l'hypothèse de l'émission froide, d'abord suggérée par la valeur élevée des champs électriques qu'on peut atteindre dans les gaz comprimés, puis par la découverte de l'influence de la cathode sur le potentiel disruptif.

## CHAPITRE VI

### PHÉNOMÈNES COMPLÉMENTAIRES

L'émission froide, si elle constitue le mécanisme fondamental assurant le passage du courant prédisruptif, ne suffit cependant pas à elle seule pour rendre compte de tous les faits expérimentaux. Connaissant d'ailleurs la complexité des phénomènes intervenant dans les décharges dans les gaz, il serait périlleux de vouloir tout ramener à un mécanisme unique.

Les propriétés électriques des gaz comprimés ont été longuement étudiées dans la première partie. Il reste maintenant à envisager les phénomènes annexes ayant leur siège sur les électrodes.

**Augmentation de  $\gamma$ .** — Il est tout d'abord naturel de songer que, en raison de la réduction de la barrière de potentiel à la surface de la cathode par le champ appliqué, tous les mécanismes d'émission secondaire groupés sous le coefficient  $\gamma$  de Townsend se trouveront facilités. Pour un champ de  $10^8$  volt/cm., le potentiel d'extraction est réduit de 0,38 volt, valeur d'ailleurs multipliée sur les aspérités par  $\sqrt{\beta}$ . Ainsi l'émission photoélectrique de la cathode, la libération d'électrons par impact d'ions positifs ou d'atomes métastables se trouveront accrues. Il convient de remarquer cependant que par suite de la faiblesse de  $e \int_0^d \alpha dx$  d'une part et des valeurs infimes de  $\gamma$  à la pression atmosphérique d'autre part, il est illusoire d'attendre de ces phénomènes une contribution importante au passage du courant prédisruptif.

Le calcul de Newton (68) tendant à démontrer la possibilité d'une augmentation de  $\gamma$  par accroissement local et fugitif de l'émission

Avec l'aluminium, outre l'aspect laiteux présenté par la surface à l'œil nu après essuyage du dépôt pulvérulent, on observe pour le courant prédisruptif que l'asymptote linéaire de la courbe :

$$\log (i/E^2) = f(1/E)$$

qui avait une position normale tant que l'altération de la surface était négligeable, tend à devenir horizontale, ce qui, dans l'hypo-

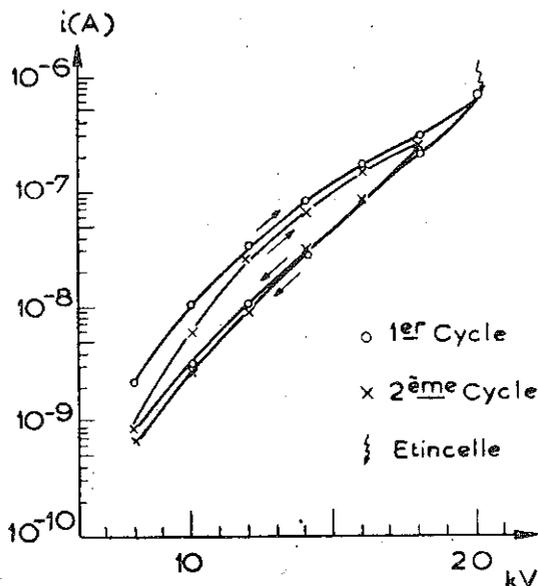


Fig. 14. — Courants prédisruptifs entre électrodes d'acier doux fortement altérées. Air.  $P = 49,75 \text{ kg./cm}^2$ ;  $d = 0,27 \text{ mm}$ .

thèse de l'émission froide, correspond à un potentiel d'extraction évanescant (fig. 15).

On trouve dans la littérature un nombre considérable d'exposés à propos de l'émission à la température ordinaire des surfaces recouvertes de pellicules ou de particules semi-conductrices ou isolantes (69, 70, 71, 72). Le mécanisme le plus généralement proposé consiste en l'accumulation sur l'isolant ou l'apport continu sur le semi-conducteur d'ions positifs qui ont pour effet de créer un champ énorme à travers celui-ci, provoquant ainsi l'émission froide du métal sous-jacent. Le problème de la sortie des électrons est le plus souvent résolu en admettant des discontinuités ou une porosité du dépôt. D'autre part Pauthenier et ses collaborateurs (73, 74) ont pu

mettre en évidence à la pression atmosphérique la rupture diélectrique de l'air contenu dans les cavités d'un dépôt poreux soumis à un champ électrique intense par les charges accumulées à sa surface.

Ces phénomènes sont à rapprocher de nos observations de courants prédisruptifs énormes, dépassant aisément 50 microampères, entre plateaux massifs de brauthite (matière plastique semi-conductrice de résistivité  $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ . environ) dont nous ne disposons que d'échantillons poreux. Pour des champs électriques de 10 kV/mm. si on

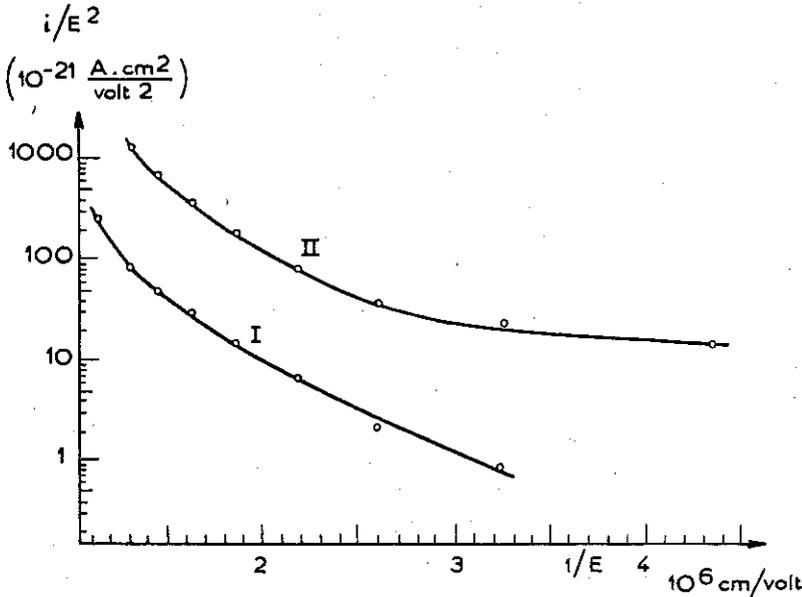


Fig. 15. — Courants prédisruptifs entre électrodes d'aluminium faiblement (I) et fortement (II) altérées. Air.  $P = 50 \text{ kg./cm}^2$ ;  $d = 0,26 \text{ mm}$ .

suppose la totalité de la  $d$ . de  $p$ . appliquée à l'air, nous avons obtenu des courants de l'ordre de  $10^{-9} \text{ A}$  alors qu'entre plateaux métalliques on trouve généralement  $10^{-10} \text{ A}$  pour 40 kV/mm. La caractéristique apparaît indépendante de la pression entre 10 et 50 atmosphères pour les courants inférieurs à un microampère environ. Pour des intensités supérieures, le courant croît à peu près comme le carré de la tension et l'obtention d'un même courant demande une tension croissant lentement avec la pression.

**Transport de matière entre les électrodes.** — Le transport de matière entre les électrodes est fort probable lors des étincelles. Nous avons également pu le mettre en évidence dans quelques cas particuliers.

Si on saupoudre une des électrodes de grains d'alumine calcinée, ceux-ci sont animés dès l'application de la tension d'un mouvement actif de va-et-vient entre les électrodes, accompagné d'un courant qui peut facilement dépasser 10 microampères. Cependant ce mouvement se calme peu à peu, en même temps que le courant diminue et tend vers une caractéristique stable, tout en restant bien supérieur au courant prédisruptif entre plateaux métalliques nus. Au démontage, on trouve sur les deux électrodes un enduit ténu et adhérent, ne partant que par essuyage.

Il en est de même entre deux plateaux dont l'un est métallique et l'autre en graphite aggloméré par compression. La surface de l'électrode de graphite ainsi réalisée présente au microscope métallographique un relief assez accidenté. Même en l'absence d'étincelle, on observe un dépôt de graphite sur le plateau métallique. Là encore, il faut noter l'extrême division de ce dépôt, la taille des grains étant de l'ordre du micron. Les courants prédisruptifs avec le dispositif dissymétrique graphite-acier inoxydable ont un comportement identique à celui entre plateaux tous deux métalliques. Ils sont seulement d'un ordre de grandeur plus élevé, et un peu supérieurs lorsque le graphite est anode.

L'ensemble de ces phénomènes, dont le mécanisme est souvent encore mal connu, fait ressortir la complexité des causes de perturbation du courant prédisruptif et de la tension d'étincelle.

## TROISIÈME PARTIE

### AMORÇAGE DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE

Il importe maintenant de voir comment les phénomènes rencontrés permettent d'expliquer l'amorçage aux fortes pressions.

Pressions de quelques atmosphères. — L'existence d'un courant prédisruptif indépendant de toute source d'ionisation artificielle (rayons ultraviolets ou  $\gamma$ ) aura pour premier effet la suppression du retard statistique résultant de la nécessité de la création en un point favorable, c'est-à-dire au voisinage de la cathode, d'un électron germe. A la pression atmosphérique déjà, une émission éventuelle de la cathode sous l'effet du seul champ électrique a été depuis longtemps invoquée pour rendre compte de la création quasi instantanée de germes dans le cas où on applique brutalement de fortes

sion froide de la charge d'espace positive produite par l'ionisation dans le gaz entraîne à son tour une augmentation de la densité de courant, donc de l'ionisation et des charges d'espace et permet d'expliquer que le développement du phénomène prenne à un certain moment une allure cumulative, aboutissant ainsi à l'étincelle pour une tension appliquée inférieure à celle voulue par la loi de similitude. La figure 16 permet de se rendre compte de la croissance de plus en plus rapide du courant prédisruptif avant l'étincelle pour  $P = 12,6 \text{ kg./cm}^2$  dans l'air. Le mécanisme du stade initial de l'amorçage (54) semble alors rappeler la description classique de Townsend. Il en diffère essentiellement par le rôle qu'il attribue aux charges d'espace d'une part, par le remplacement des phénomènes compris habituellement dans le coefficient  $\gamma$  par l'interaction charge d'espace-émission froide d'autre part.

**Fortes pressions.** — Toutefois, ce mécanisme soulève à son tour de nouvelles difficultés quand on approche de la saturation apparente du potentiel disruptif avec la pression. Non seulement l'étincelle survient inopinément sans que la pente de la caractéristique se relève de façon sensible, mais encore les faibles différences de pente observées pour les divers métaux expérimentés ne laissent pas prévoir les variations notables du potentiel disruptif que l'on constate. En outre, il n'apparaît aucune relation évidente entre la tension d'amorçage et l'ordre de grandeur du courant prédisruptif au moment de l'étincelle. On est ainsi amené à faire appel aux effets de la pression électrostatique, que les auteurs semblent jusqu'ici avoir ignorée en ce qui concerne les gaz comprimés.

Cette pression, dirigée du métal vers le gaz, croît comme le carré du champ: Pour  $E = 10^6 \text{ volt/cm.}$ , elle est de  $450 \text{ g./cm}^2$ , valeur suffisante pour soulever une plaque d'acier de 58 cm. d'épaisseur. Au sommet des aspérités, que l'on attribue comme source à l'émission froide, elle sera de l'ordre de  $4 \text{ kg./mm}^2$  avec  $\beta = 30$ . Sans doute est-on encore loin de la charge de rupture des métaux usuels à l'échelle macroscopique et *a fortiori* à l'échelle submicroscopique. On sait en effet que leur résistance augmente quand diminuent les dimensions de l'échantillon. Il ne faut cependant pas oublier que cette pression qui tend à l'arrachage des aspérités s'exerce sur une surface non homogène, dont la structure a été profondément altérée par les traitements mécaniques, notamment le polissage. Il est donc naturel de songer que, à l'approche des conditions disruptives, le champ électrique sera suffisant pour produire, sinon l'arrachage, du moins des déformations soudaines en des points déterminés de la surface accompagnées de variations sensibles de son émission. Une telle hypothèse n'est pas pure spéculation. Pour des champs macroscopiques supérieurs à  $10^6 \text{ volt/cm.}$ , on rencontre couramment dans

l'étude des décharges entre contacts très rapprochés (66) et aussi dans les mesures d'émission froide dans le vide (77) un accroissement soudain et considérable du courant que l'on ne peut guère expliquer que par ce mécanisme.

Une telle hypothèse permet en tout cas de rendre compte de manière satisfaisante, aussi bien des tensions d'étincelle  $V_0$  extraordinairement faibles (égales souvent à la moitié de leur valeur après formation) que l'on rencontre avec des électrodes neuves, que des amorçages inopinés survenant parfois, la formation étant déjà acquise, à des tensions bien inférieures à la valeur moyenne de  $V_0$ . Il est évident en effet que les points les plus fragiles de la surface seront les premiers à être le siège d'un amorçage et qu'on n'est pas d'autre part à l'abri d'un phénomène local de fatigue. La saturation apparente du potentiel disruptif au-dessus de 50 atmosphères dans l'air et la dispersion des mesures s'accordent bien avec un phénomène aléatoire dépendant essentiellement du champ électrique et d'une façon seulement secondaire de l'ionisation par chocs dans le gaz. La formation correspondrait alors, après élimination des points les plus fragiles, à l'arrivée à un stade où la résistance locale de la surface n'est plus déterminée que par son état moyen résultant à la fois des propriétés mécaniques du métal, de ses oxydes superficiels éventuels, et des traitements subis. En particulier, le relèvement notable de  $V_0$  obtenu par Bright (14) avec des électrodes de duralumin grâce à l'oxydation anodique épaisse du métal est une confirmation de cette théorie.

Enfin le rôle de l'anode, resté mystérieux tant qu'on envisageait seulement l'émission froide de la cathode comme mécanisme essentiel de l'amorçage, semble pouvoir s'élucider. Une première explication consiste à faire intervenir avec Howell l'ionisation au voisinage de ses aspérités. Nous avons vu malheureusement que le phénomène ne jouait de rôle efficace entre plateaux parallèles que dans le cas de rugosités grossières incompatibles avec un bon poli de la surface. Or dans les expériences de Bright (14), entre cylindres concentriques, le champ atteint sur le cylindre intérieur quand celui-ci est anode approche, compte non tenu de  $\beta$ ,  $1,5 \cdot 10^8$  volt/cm. Sans doute aucun effet de l'anode n'a-t-il été observé par Ahearn (77) dans le vide pour des champs similaires, mais il n'est pas inconcevable qu'un tel champ, encore amplifié localement, puisse être à l'origine d'une déformation susceptible de créer une ionisation non négligeable à son voisinage. Le phénomène se trouverait d'autant facilité, compte tenu de la croissance exponentielle de  $\alpha/p$  avec  $X/p$ , que le champ disruptif macroscopique sur le cylindre intérieur anode est accru d'environ 30 o/o par rapport à sa valeur pour l'autre polarité et dépasse notablement celui atteint à la même pression entre plateaux parallèles.

piège à électrons libres. Dans l'hydrogène enfin, tandis que les cathodes d'aluminium continuaient à donner davantage d'étincelles en raison de leur potentiel d'extraction plus faible, l'absence d'oxydation avait pour effet de rendre comparables les résultats obtenus avec l'acier doux à ceux pour l'acier inoxydable et le cuivre. Bien plus, nous avons observé avec une électrode d'acier doux fortement oxydée par séjour prolongé à l'air humide une diminution notable de la fréquence des étincelles au cours de l'essai et les cratères apparaissaient au microscope comme des îlots de métal nu au milieu de la nappe d'oxyde.

Au cours d'expériences plus récentes, il nous a été possible de

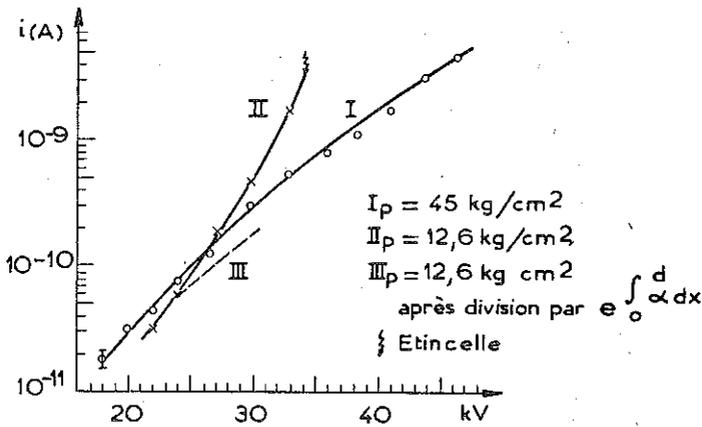


Fig. 16. — Courants prédisruptifs entre électrodes d'acier inoxydable dans l'air,  $d = 1 \text{ mm}$ .

mesurer directement le courant d'émission froide. Alors qu'à la pression atmosphérique rien n'a été détecté, on a noté dans l'air dès une pression de  $2,5 \text{ kg./cm}^2$  des courants de l'ordre de  $10^{-10} \text{ A}$  et de plus de  $10^{-8} \text{ A}$  à  $8 \text{ kg./cm}^2$ . Il convient de remarquer que si on divise ces valeurs par  $e^{ad}$ , on retrouve à peu de chose près les points de la caractéristique relevée entre les mêmes électrodes au voisinage de  $50 \text{ kg./cm}^2$ .

**Pressions de quelques dizaines d'atmosphères.** — Quand la pression s'élève, les champs électriques que permet d'atteindre l'accroissement de rigidité du gaz produisent des courants prédisruptifs de plus en plus importants concentrés en pinceaux de section infime. Il en résultera tout naturellement des écarts croissants à la loi de Paschen. Au voisinage des conditions disruptives, la répercussion sur l'émiss-

surtensions entre les électrodes (46, 65, 75). Le phénomène sera d'autant plus marqué que le champ disruptif sera plus grand, donc la pression plus élevée. En fait, divers travaux (9, 10, 12) ont établi qu'au-dessus de 6 atmosphères, dans les gaz usuels, l'emploi d'une source d'ionisation artificielle n'avait plus d'influence sensible sur les résultats expérimentaux.

Pour mettre en évidence dans ce domaine l'intervention de l'émission froide, nous avons tout d'abord dénombré pour une même différence de potentiel appliquée les étincelles passant en un temps donné entre plateaux parallèles de métaux différents suivant leur polarité dans un même gaz à la même pression (76). Les essais effectués dans l'air, l'azote, l'anhydride carbonique et l'hydrogène ont porté dans chaque cas sur plusieurs centaines d'étincelles, les connexions étant inversées périodiquement pour atténuer, lors de la comparaison des mesures, les erreurs provenant de la formation et de l'altération des électrodes. Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence des différences incontestables dont le sens était reproductible. Nous avons relevé par exemple :

— dans l'azote sous une pression de 8,25 kg./cm<sup>2</sup> entre plateaux d'acier inoxydable et d'aluminium :

*Nombre d'étincelles en 15 minutes.*

Al cathode . . . . .	42	—	120	—	357	—
Acier inox. cathode . . . . .	—	5	—	3	—	44

— dans l'air entre plateaux de cuivre et d'aluminium :

A 6 kg./cm <sup>2</sup> : Al cathode . . . . .	274	étincelles en 10 minutes
Cu cathode . . . . .	5	»                   »
A 3 kg./cm <sup>2</sup> : Al cathode . . . . .	35	étincelles en 20 minutes
Cu cathode . . . . .	38	»                   »

A 3 kg./cm<sup>2</sup>, les écarts sont ainsi inapparents.

D'une manière générale, si l'acier inoxydable et le cuivre conduisent à des différences peu marquées, les étincelles sont par contre beaucoup plus nombreuses avec les cathodes d'acier doux et d'aluminium. Bien entendu, l'altération de ces dernières consécutive à un nombre élevé d'amorçages se manifestait par une augmentation notable du nombre des étincelles et un abaissement du potentiel disruptif pouvant dépasser 10%. On observait alors en outre le passage d'un courant permanent de plusieurs microampères accompagné de plages lumineuses sur la surface des électrodes.

Les différences, tout à fait analogues dans l'air et l'azote de pureté commerciale, étaient moins marquées dans CO<sub>2</sub> qui se comporte en

La pression électrostatique permet de la sorte de rendre compte des principales propriétés révélées par les recherches sur le potentiel disruptif dans les gaz aux fortes pressions.

### CONCLUSION

On marque ainsi une étape importante vers la solution du problème de l'amorçage de l'étincelle électrique dans les gaz comprimés et des écarts à la loi de Paschen.

En dépit des progrès réalisés au cours de ces dernières années, les seules données matérielles disponibles demeuraient principalement constituées par la simple mesure du potentiel disruptif dans des conditions variées. Sans doute bien des points restent-ils encore dans l'ombre. Faute de données expérimentales sérieuses, on reste réduit aux hypothèses quant aux propriétés électriques du gaz lui-même. Par contre, en menant à bien l'étude des courants prédisruptifs, il nous a été possible de donner une base sérieuse à l'hypothèse de l'émission froide, tout en précisant le rôle des facteurs fondamentaux, ionisation par chocs dans le gaz, microrelief des électrodes et charges d'espace. En même temps, nous avons recueilli un certain nombre d'observations sur les phénomènes annexes, en particulier l'influence des impuretés sur la surface des électrodes.

Enfin, à la lumière des résultats acquis, on peut aujourd'hui donner des premiers stades de l'amorçage un tableau à la fois plausible et en accord avec les données expérimentales.

### BIBLIOGRAPHIE

1. F. PASCHEN. — *Ann. der Phys. u. Chem.*, 1889, **37**, 69.
2. Ch. GUYE et H. GUYE. — *Comptes Rendus*, 1905, **140**, 1320.
3. Ch. GUYE et J. J. WEIGLE. — *Arch. Sc. Phys. Nat.*, 1923, **5**, 18 et 85.
4. CASSUTO et OCCHIALINI. — *Nuovo Cimento*, 1907, **14**, 330.
5. F. HAYASHI. — *Ann. der Phys.*, 1914, **45**, 431.
6. G. HAMMERSCHAIMB et P. MERCIER. — *Arch. Sc. Phys. Nat.*, 1921, **3**, 356 et 488.
7. O. ZEIER. — *Ann. der Phys.*, 1932, **14**, 415.
8. A. H. HOWELL. — *Electr. Engng.*, 1939, **58**, 193.
9. B. GÄNGER. — *Arch. Elektr.*, 1940, **34**, 633.
10. R. F. GOOSSENS. — *Conf. Int. Gr. Rés. Elec.*, 1948, **2**, rapport n° 117.
11. N. J. FÉLICI et Mlle Y. MARGHAL. — *Rev. Gén. Elec.*, 1948, **57**, 155.
12. D. R. YOUNG. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 222.
13. J. G. TRUMP, R. W. CLOUD, J. G. MANN et E. P. HANSON. — *Electr. Engng.*, 1950, **69**, 961.

14. W. BRIGHT. — *Comptes Rendus*, 1951, 232, 714.
15. FRUTH. — *Phys. Rev.*, 1923, 22, 109.
16. BROXON. — *Phys. Rev.*, 1926, 27, 542.
17. COMPTON, WOLLAN et BENNETT. — *Rev. Sc. Instr.*, 1934, 5, 415.
18. P. KRAUS. — *Ann. der Phys.*, 1937, 29, 449.
19. W. MÄCHLER. — *Z. Phys.*, 1936, 104, 1.
20. P. LANGEVIN. — *Ann. Chim. Phys.*, 1903, 28, 433.
21. A. J. DEMPSTER. — *Phys. Rev.*, 1912, 34, 53.
22. J. C. Mc LENNAN et A. KEYES. — *Phil. Mag.*, 1915, 30, 484.
23. M. PAUTHENIER et R. CHALLANDE. — *Comptes Rendus*, 1952, 235, 28.
24. BRADBURY et NIELSEN. — *Phys. Rev.*, 1937, 51, 69.
25. L. B. LOEB. — *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*. Réimpression 1947. J. Wiley and Sons, New York, 182.
26. BRADBURY. — *Phys. Rev.*, 1933, 44, 883.
27. L. B. LOEB. — *Fundamental Processes*, loc. cit., 358.
28. F. H. SANDERS. — *Phys. Rev.*, 1933, 44, 1020.
29. K. MASCH. — *Arch. Elek.*, 1932, 26, 589.
30. F. LLEWELLYN JONES et A. B. PARKER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1952, 213 A, 185.
31. W. HOLZER. — *Z. Phys.*, 1932, 77, 676.
32. J. M. MEEK. — *Phys. Rev.*, 1940, 57, 722.
33. P. JOLIVET. — *Rev. Gén. Elec.*, 1949, 58, 383.
34. N. J. FÉLICI. — *J. Phys. Rad.*, 1949, 10, 43 S.
35. P. LANGEVIN. — *Ann. Chim. Phys.*, 1903, 28, 316.
36. Ch. GUYE et J. J. WEIGLE. — *Arch. Sc. Phys. Nat.*, 1923, 5, 90 et 197.
37. L. B. LOEB. — *Fundamental Processes*, loc. cit., 389.
38. H. WEBER. — *Electromagnetic Fields*, 1950, 1, J. Wiley and Sons, New York, 216.
39. A. BOULLOUD. — *Comptes Rendus*, 1951, 233, 932.
40. L. B. LOEB. — *Fundamental Processes*, loc. cit., 426.
41. E. FLEGLER et H. RAETHER. — *Z. Phys.*, 1936, 103, 315.  
H. RAETHER. — *Ibid.*, 1938, 110, 611 et 1939, 112, 464.
42. C. DECHÈNE. — *J. Phys. Rad.*, 1936, 7, 533.
43. SCHNEIDER. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, 30, 129.
44. Po LEE et G. WEISSLER. — *Phys. Rev.*, 1951, 82, 569.
45. W. HOPWOOD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, 62 B, 657.
46. M. S. TESZNER. — *Bull. S. F. E.*, 1946, 6, 61.
47. L. H. FISHER et B. BEDERSON. — *Phys. Rev.*, 1951, 81, 109.
48. L. B. LOEB. — *Phys. Rev.*, 1951, 81, 287.
49. L. B. LOEB. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, 60 B, 561.
50. W. ROGOWSKI et A. WALLRAFF. — *Z. Phys.*, 1935, 97, 758.
51. W. ROGOWSKI et A. WALLRAFF. — *Z. Phys.*, 1936, 102, 183.
52. H. RAETHER. — *Z. Phys.*, 1941, 117, 536.
53. H. J. WHITE. — *Phys. Rev.*, 1935, 48, 113.
54. A. BOULLOUD. — *J. Phys. Rad.*, 1951, 12, 953.
55. N. J. FÉLICI. — *Rev. Gén. Elec.*, 1950, 59, 479.
56. R. A. MILLIKAN et C. F. EYRING. — *Phys. Rev.*, 1926, 27, 51.
57. T. E. STERN, B. S. GOSSLING et R. H. FOWLER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1929, 124 A, 699.
58. F. R. ABBOTT et J. E. HENDERSON. — *Phys. Rev.*, 1939, 56, 113.

59. R. HAEFFER. — *Z. Phys.*, 1940, **116**, 604.
  60. A. H. AHEARN. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 277.
  61. R. A. MILLIKAN et C. F. EYRING. — *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 900.
  62. L. B. LOEB. — *Fundamental Processes, loc. cit.*, 343.
  63. M. STEENBECK et A. v. ENGEL. — *Elektrische Gasentladungen*, 1932, **1**, Julius Springer, Berlin, 106.
  64. SCHOTTKY. — *Z. Phys.*, 1923, **14**, 63.
  65. F. LEWELLYN JONES et E. T. DE LA PERRELLE. — *Nature*, 1951, **168**, 160.
  66. G. L. PEARSON. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 471.
  67. L. B. LOEB. — *Brit. J. Appl. Phys.*, 1952, **3**, 341.
  68. R. R. NEWTON. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1122.
  69. L. MALTER. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 48.
  70. J. MÜHLENFORDT. — *Z. Phys.*, 1938, **108**, 698.
  71. H. PAETOW. — *Z. Phys.*, 1939, **111**, 770 et 1940, **117**, 399.
  72. F. LEWELLYN JONES et C. G. MORGAN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 970.
  73. M. PAUTHENIER, L. DEMON et E. LAURENT. — *Comptes Rendus*, 1946, **222**, 1219 et 1339.
  74. E. LAURENT. — *Rev. Gén. Elec.*, 1948, **57**, 114.
  75. J. W. FLOWERS. — *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 954.
  76. A. BOULLOUD. — *Comptes Rendus*, 1950, **231**, 514 et 1951, **232**, 958.
  77. A. H. AHEARN. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 238.
-

# TABLE DES MATIÈRES

	Pages
SOMMAIRE. . . . .	I
INTRODUCTION	
Loi de Paschen . . . . .	1
Potentiel disruptif dans les gaz comprimés. . . . .	2
 <b>PREMIÈRE PARTIE. — Propriétés électriques des gaz comprimés.</b>	
Ionisation spontanée des gaz . . . . .	4
Mobilité des ions et des électrons. . . . .	6
Capture des électrons libres dans l'air . . . . .	7
Pouvoir ionisant apparent. . . . .	8
Sur la validité de la loi de similitude dans les gaz comprimés.	13
Charge d'espace . . . . .	15
Photoionisation du gaz . . . . .	18
Abaissement du potentiel d'amorçage par courant prédisruptif.	20
Conclusion. . . . .	21
 <b>DEUXIÈME PARTIE. — Courants prédisruptifs dans les gaz comprimés.</b>	
<b>CHAPITRE PREMIER. — Technique expérimentale . . . . .</b>	
<b>22</b>	
<b>CHAPITRE II. — Observations expérimentales . . . . .</b>	
<b>26</b>	
<b>CHAPITRE III. — Propriétés de l'émission froide. . . . .</b>	
<b>29</b>	
<b>CHAPITRE IV. — Comparaison des lois de l'émission froide avec les propriétés des courants prédisruptifs dans les gaz comprimés. .</b>	
<b>31</b>	
<b>CHAPITRE V. — Modification des propriétés de l'émission froide dans les gaz comprimés . . . . .</b>	
<b>32</b>	
<b>CHAPITRE VI. — Phénomènes complémentaires . . . . .</b>	
<b>45</b>	
 <b>TROISIÈME PARTIE. — Amorçage de l'étincelle électrique.</b>	
<b>CONCLUSION</b>	
BIBLIOGRAPHIE . . . . .	55
TABLE DES MATIÈRES. . . . .	58

# DEUXIÈME THÈSE

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Comportement des solides cristallisés  
dans les champs électriques intenses.

Vu :

Grenoble, le 14 avril 1953.

*Le Président de la thèse :*

L. NÉEL

Vu :

Grenoble, le 14 avril 1953.

*Le Doyen de la Faculté des Sciences :*

L. MORET

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Grenoble, le 14 avril 1953.

*Le Recteur de l'Académie de Grenoble :*

H. PARISELLE

