

The magnetoresistance of lithium

Autor(en): **Gugan, D. / Jones, B.K.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft I

PDF erstellt am: **21.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113355>

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

The Magnetoresistance of Lithium

by **D. GUGAN** and **B. K. JONES**

H. H. Wills Physics Laboratory, Bristol, England

(26. V. 62)

Abstract. Measurements are reported on the magnetoresistance of the three phases of lithium. The reduced magnetoresistances for a given low field are in the ratios 4.5:1.6:1.0 for the b. c. c., f. c. c. and h. c. p. phases.

1. Introduction

The shape of the Fermi surface in lithium has been the subject of a good deal of discussion¹⁾²⁾, but although it is generally agreed to be considerably distorted from the free electron sphere it is not yet known whether or not it touches the Brillouin zone boundary. The experimental evidence is inconclusive on this point, especially as it is now known that a phase transformation of the martensitic type occurs at low temperatures. The existence of this phase transformation was established by the *X*-ray experiments of BARRETT, and a detailed discussion of what is known about the transformation has recently been given by DUGDALE and GUGAN³⁾. Briefly, the details of the transformation are that the high temperature phase (b.c.c.) transforms spontaneously on cooling below about 80° K into a highly faulted h.c.p. structure; this in turn is converted by deformation at low temperatures into a less faulted f.c.c. structure. The thermally induced transformation exhibits temperature hysteresis, the generation of plastic deformation as a result of transformation, and incomplete transformation. The reverse transformation, from the low temperature to the high temperature phase, begins on warming to about 90° K and is complete by 180° K. A specimen in this state which is now cooled again will retain the b.c.c. structure until rather below the nitrogen point: we make use of this fact in the experiments described later.

The nature of the transformation in lithium allows the unusual possibility of studying the Fermi surface in three different crystal structures, but on the other hand, it makes detailed study of the shape of the Fermi surface impossible because the methods available for such studies require the use of single crystals at very low temperatures, a combination which is unobtainable in the case of lithium. Of the methods of study using polycrystals the measurement of magnetoresistance is one of the simplest and most useful. LÜTHI⁴⁾ has already reported some experiments which suggest that the magnetoresistance of lithium depends strongly on its phase composition. This is of considerable interest in itself, and it also provides a useful method for studying the nature of the phase transformation. In this paper we give an account of our experiments on the three phases of lithium.

2. Experimental Methods

Experiments were made on four specimens of lithium; information about the specimens is summarized in Table 1. The specimens were prepared by extrusion under liquid paraffin at room temperature, and they were rinsed with Analar benzene before insertion in the cryostat. The remaining benzene was pumped off before the specimens were cooled. The long specimens (1, 2 and 3) were wound on a long, thin former so that the corrections needed to give the coefficients of *pure* transverse and *pure* longitudinal magnetoresistance were only a few per cent.

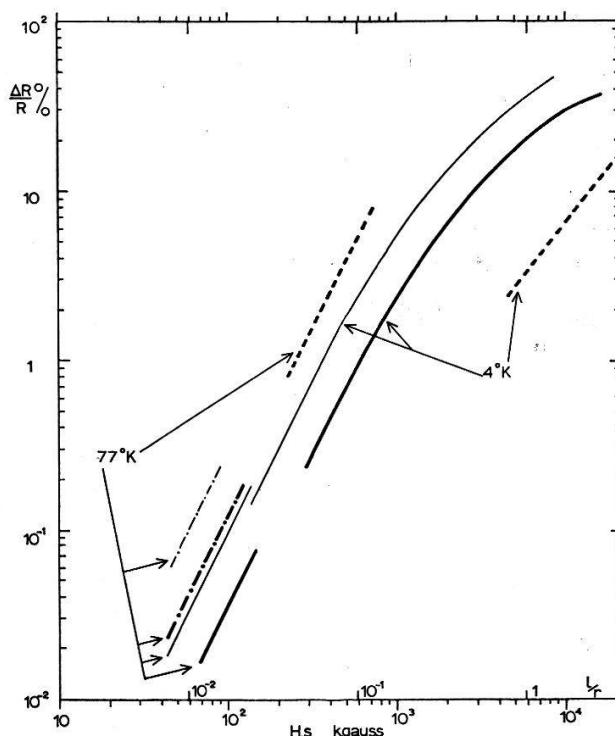
Table 1. Details of the specimens

Specimen	Resistance ratio, $s = \frac{R_{290^\circ \text{K}}}{R_{4.2^\circ \text{K}}}$ (1st cooling to 4.2°K)	Specimen dimensions	Heat treatment	Comments*)
1.	781 ± 10	0.6 mm × 80 cm	measured about one hour after extrusion	transverse field at 4° K
2.	920	1.0 mm × 50 cm	annealed for 24 hours at room tempera- ture before cooling	transverse field at 4° K and 77° K
3.	985	1.0 mm × 50 cm	specimen 2 remeasured after being kept at room temper- ature for a further week	transverse and longitudinal fields at 4° K and 77° K
4.	793	1.0 mm × 6 cm	annealed for 24 hours at room tempera- ture before cooling	transverse field at 4° K. Effect of tensile strain studied

*) All these specimens were prepared from an ingot of low sodium content lithium originally obtained from the Lithium Corporation of America. We wish to thank Dr. J. S. DUGDALE for loaning us this material.

The resistance was measured using the potentiometer method, the sensitivity and stability being such that resistance could be measured to about 2 in 10⁵ at 77° K and about 3 in 10⁴ at 4° K. Electrical contacts were made by the method described by DUGDALE and GUGAN⁵). The rotational anisotropy of the magnetoresistance was studied in a transverse field of 9 k gauss, but as the maximum anisotropy was only about two per cent of the magnetoresistance at that field we shall ignore it in what follows. Specimen resistivities were normalized to values measured at room temperature

and at the nitrogen point. The resistance ratios, s ($= R_{290^\circ\text{K}}/R_{4.2^\circ\text{K}}$), are accurate to about one percent, and the effective fields, Hs (see Fig.), are accurate to about two percent.



Kohler diagram for the magnetoresistance of lithium

-----	LÜTHI ⁴⁾	Longitudinal field	
————	This work	2 phase mixture	} Longitudinal field
.....		b. c. c. phase	
————		2 phase mixture	} Transverse field
.....		b. c. c. phase	

$s = R_{290^\circ\text{K}}/R_{4.2^\circ\text{K}}$; l/v = electron mean free path/radius of electron orbit in magnetic field

A simple tensile tester was made for the deformation experiment on specimen 4. The transverse magnetoresistance was measured at several values of strain, and at each strain the true resistance ratio, s , was found by assuming that the deformation took place at constant volume.

The specimens could be warmed to about 200°K by withdrawing them from the liquid helium and then heating the thin copper shield which surrounded them. The temperature was monitored by using the specimen as a resistance thermometer.

3. Results

The transverse magnetoresistance was measured for all four specimens, and the results when plotted on a Kohler diagram did not vary by more than about ten percent. Our results for unstrained specimens are most complete for specimen 3 and these are shown on a Kohler diagram in the Figure. We note in particular the following points about our results:

(I) In the low field region the ratio of the transverse to the longitudinal magnetoresistance is 2.6 ± 0.1 .

(II) KOHLER's rule is fairly well obeyed for the two phase mixtures measured at the helium and nitrogen points. In these experiments the two phase mixture was measured at the helium point and then warmed to the nitrogen point, care being taken not to heat the specimen into the reversion region.

(III) After the measurement on the two phase mixtures at the nitrogen point the specimen was warmed to 180° K and then recooled to the nitrogen point. The specimen was now in the pure b. c. c. phase and the magnetoresistance was, for both longitudinal and transverse fields, about three times as high as for the two phase mixture.

(IV) The effect of several such 4–180° K cycles was to change the reduced magnetoresistance at 4° K irregularly, but by only a few per cent. The residual resistance itself increased by about one third as a result of these cycles. On the basis of (II) and (III) above we take this to mean that the composition of the two phase mixture is unaffected by such thermal cycling. This contrasts with the behaviour of sodium where the transformation can be largely inhibited by similar cycling⁵).

Table 2 The effect of tensile strain on the transverse magnetoresistance of lithium (specimen 4)

$\frac{\Delta l}{l_0}$ %	0	$s = \frac{R_{290^\circ \text{K}}}{R_{4.2^\circ \text{K}}}$	793 ± 10	$\frac{\Delta R}{R}$ % at $H_s = 3.5 \times 10^3$ k gauss	21.7 ± 0.1
	0.1 ₁		775		22.1
	0.5 ₃		704		23.3
	1.1 ₆		644		24.2
	2.6 ₃		559		24.6
	5.1 ₆		430		25.1
	7.7 ₀		354		24.9

(V) The results of the deformation experiment on specimen 4 are given in Table 2. The values of $\Delta R/R$ are given for an effective field of $H_s = 3.5 \times 10^3$ k gauss, because nearly all the magnetoresistance curves overlapped this field; the behavior was much the same over the whole field range. There is a relatively small increase of *reduced* magnetoresistance on straining which is complete at rather low values of strain. On the basis of similar experiments on the zero field resistivity DUGDALE and GUGAN³) deduced that the strain induced transformation at low temperatures is complete at a strain of about 2 per cent in pure lithium. The present results are consistent with this, and they indicate that the transverse magnetoresistance of f. c. c. lithium is about 15 per cent greater than that of the spontaneously formed two phase mixture.

4. Discussion

We wish first to compare our results with those of LÜTHI⁴) which are also shown in the Figure. His results at 77° K are in reasonable agreement with ours if we assume that his measurements were made on the b. c. c. phase, but his results at 4° K are only one tenth of the size of ours. LÜTHI's results would suggest that at $H_s = 700$ k gauss the magnetoresistance of the two phase mixture is only three percent of that of the pure b. c. c. phase, a conclusion which is difficult to reconcile with the incomplete nature of the transformation, and one which our experiments show cannot be avoided by postulating a breakdown of KOHLER's rule. The measured magnetoresistance of our specimens was

never more than a few percent different from the curves given in the Figure, and it seems unlikely to us that differences in sample preparation or treatment could lead to the discrepancy between our result and that of LÜTHI. As, finally, earlier values given for the magnetoresistance of lithium in the two phase region are fairly close to our values⁶⁾⁷⁾⁸⁾, we conclude that LÜTHI's results for lithium at 4° K are wrong.

The difference between the magnetoresistance of the b. c. c. phase and the spontaneously formed low temperature phase has already been used to show that thermal cycling does not inhibit the transformation. We may also use this difference to estimate the composition of the low temperature phase: DUGDALE and GUGAN³⁾ have shown that at 77° K the resistivities of the b. c. c. and h. c. p. phases of lithium are nearly equal and thus, even if we assume that the h. c. p. phase has zero magnetoresistance, the amount of h. c. p. phase in the mixture cannot be less than 70%. A more likely figure for the amount of h. c. p. phase in the mixture is about 90% and this enables us to estimate that, at low fields, the magnetoresistance of the b. c. c. phase is 4.5 times that of the *pure* h. c. p. phase. If we assume that the strain induced transformation produces the pure f. c. c. phase we find that for a given low field the magnetoresistances are in the ratio 4.5 : 1.6 : 1.0 for the b. c. c., f. c. c., and h. c. p. phases. Too much emphasis should not be put on these figures, but they do indicate that the Fermi surface of the b. c. c. phase is more distorted than those of the low temperature phases, and that these are perhaps rather similar to each other. It is not strictly consistent to compute the resistance ratio for the two phase mixtures from the high temperature resistance measured for the b. c. c. phase; however, it appears unlikely that an uncertainty here could affect the effective ratios by more than about twenty per cent³⁾.

We are unable to draw any firm conclusions about whether or not the Fermi surface actually touches the Brillouin zone boundary in lithium, but for the h. c. p. phase, the least distorted of the three, our results indicate that the transverse magnetoresistance is approaching saturation. If this is so then for this phase at least only closed orbits exist.

Acknowledgements

We would like to thank Dr. R. G. CHAMBERS for his interest in this work and also for his comments on this paper. We would like to thank the University of Bristol for the award of an I. C. I. Fellowship (D. G.), and the D. S. I. R. for the award of a Research Studentship (B. K. J.).

References

- 1) M. H. COHEN and V. HEINE, *Advances in Physics* 7, 395 (1958).
- 2) F. S. HAM, *The Fermi Surface*, p. 9, New York: John Wiley and Sons Inc. (1960).
- 3) J. S. DUGDALE and D. GUGAN, *Cryogenics* 2, 103 (1961).
- 4) B. LÜTHI, *Helv. Phys. Acta* 33, 161 (1960).
- 5) J. S. DUGDALE and D. GUGAN, *Proc. Roy. Soc. A* 254, 184 (1960).
- 6) E. JUSTI, *Ann. Phys. Lpz.* 3, 183 (1948).
- 7) D. K. C. MACDONALD, *Proc. Phys. Soc.* 63, 290 (1950).
- 8) R. BOWERS, *Bull. Amer. Phys. Soc.* 6, 145 (1961).

Paramètres de la décharge Geiger

par **Jean Kern**

Institut de physique de l'Université, Fribourg (Suisse)

(28. V. 62)

Summary. Measurement of the charge per count q is made in the proportional and Geiger region with a counter of variable anode diameter $2a$ filled with an ethanol-argon mixture. This allows a precise determination of the Geiger starting voltage V_g , which is shown to obey very closely the Wilkinson equation. – The value of ε is determined from the increase of q above V_g , ε being the probability per ion that a further avalanche should arise. We found that ε varies between 1.5 and $5 \cdot 10^{-6}$ as a function of a , although it was supposed to be a constant for a given mixture. This could be due to the formation of a greater number of excited atoms per ion for the smaller than for the greater anode diameters. Nevertheless it is more probable that this is a consequence of the fact that the first Townsend coefficient is no longer proportional to the field above V_g for the small a values. The mean ε value, i.e. $1.9 \cdot 10^{-6}$, determined from the measurements in the Geiger region with the greatest anode diameters agrees to 10% with the one deduced from the study of the proportional region. – The breaks in the $m = f(V)$ characteristics occur exactly at $m = 1$. We find further breaks at higher m values. The slope ratio above and below V_B is 0.40 ± 0.03 on the average, compared to a theoretical value of 0.47. – The Korff-Present effect is shown to contribute very little to the breakdown of the quenching mechanism. The appearance of giant impulses, which are followed by an average of 3 spurious counts approximately, plays an important role when the anode diameter is greater than 0.2 mm. Decay of excited argon atoms is probably responsible for the breakdown when the anode diameter is smaller.

1. Introduction

Chaque fois qu'un nouveau genre de détecteur est mis au point ou perfectionné, le domaine d'application des types anciens se rétrécit. Le compteur Geiger, un des plus anciens détecteurs, a ainsi perdu une bonne partie de son importance lorsqu'ont été mis au point les compteurs à scintillations. Les détecteurs à jonction diminueront certainement encore son domaine d'utilisation. Toutefois il garde encore quelques caractéristiques avantageuses qui le font préférer dans un certain nombre d'applications. Ses avantages principaux sont les suivants:

- 1) Il est insensible au champ magnétique.
- 2) Il fournit un signal assez grand pour être enregistré avec un système électronique simple.
- 3) Il possède un plateau: le taux de comptage ne dépend que très peu de la tension appliquée et de la discrimination dans un domaine assez large.
- 4) La rétrodiffusion des électrons à la surface (fenêtre) est extrêmement faible.

Les compteurs à scintillations ne jouissent pas des propriétés 1 et 2; un plateau n'est obtenu qu'au prix de sévères précautions. Les compteurs à jonction des propriétés 2, 3 et 4. Les compteurs proportionnels peuvent rivaliser tous ces avantages sauf le 2^e. Le compteur Geiger reste donc très utile et il n'est pas vain de chercher à le perfectionner encore. Nous nous limiterons ici à l'étude des compteurs fonctionnant avec un mélange d'éthanol et d'argon.

2. But du travail

Un nombre très considérable de travaux ont été effectués depuis une vingtaine d'années dans le but de comprendre le mécanisme de fonctionnement et dans celui d'améliorer les caractéristiques des compteurs Geiger.

Très brièvement, on peut résumer ainsi les mécanismes qui ont été éclaircis:

1) Lorsqu'un électron libre se trouve dans le compteur, il est attiré vers le fil d'anode central. A partir d'une distance r_c cet électron acquiert suffisamment d'énergie entre 2 collisions pour déclencher une avalanche de TOWNSEND. Dans cette avalanche sont créés un certain nombre d'ions ainsi que d'atomes et de molécules excités. Si ce nombre est assez grand, les photons de dé-excitation allument de nouvelles décharges à proximité et la décharge «brûle» d'un bout à l'autre du compteur. La propagation de la décharge a lieu principalement par absorption des photons dans le voisinage immédiat de l'anode, quoique un certain nombre de photoélectrons soient aussi éjectés de la cathode [C1] [L1] [B1 p. 49] [H1]. La décharge s'arrête lorsque les ions, qui restent pratiquement stationnaires durant ce temps, ont suffisamment affaibli le champ électrique à proximité de l'anode pour que la multiplication gazeuse ne puisse plus se produire. Les ions se déplacent alors vers la cathode. Après un temps t_D appelé temps mort, le champ à proximité de l'anode est de nouveau suffisamment grand pour qu'une nouvelle décharge puisse se produire.

Les ions atteignent la cathode au temps t_r , appelé temps de restitution. Au cours de leur déplacement, les ions d'argon échangent leur charge avec les ions d'alcool, de sorte que seuls sont neutralisés à la cathode des ions d'alcool. Certaines conditions entre le potentiel d'extraction de la cathode et les énergies d'ionisation et d'excitation des constituants du mélange gazeux doivent être satisfaites pour qu'il ne se produise pas une émission d'électrons secondaires [M1].

WILKINSON a effectué le travail théorique le plus important sur le mécanisme de la décharge [W1], [W2]. Il explique en particulier le développement de la charge par impulsion en fonction de la tension, donne l'équation du seuil en fonction de différents paramètres, et établit une relation pour le temps mort. Ses travaux contiennent les références aux recherches les plus importantes d'avant 1950.

Une partie de la théorie de WILKINSON n'a jusqu'ici été vérifiée quantitativement que de façon assez approximative, et c'est un des premiers buts de ce travail que d'étudier avec quelle précision les prédictions de WILKINSON sont confirmées par l'expérience.

2) Comme nous l'avons noté au § 1 l'une des propriétés fondamentales du compteur Geiger est d'avoir un plateau. Ce plateau est caractérisé par sa longueur (en volts) et sa pente relative (en % pour 100 volts). Cette pente, c.-à-d. l'accroissement de taux de comptage avec la tension, peut être causée par plusieurs phénomènes:

- 1) L'augmentation du volume sensible et de l'efficacité (surtout aux extrémités).
- 2) L'augmentation de l'efficacité (de la probabilité de détection) là où le champ n'est pas déformé par des effets de bord.
- 3) La diminution des pertes statistiques dues au temps mort.
- 4) L'augmentation du nombre des décharges parasites.

L'augmentation du volume sensible et de l'efficacité aux extrémités peut être réduite en utilisant des électrodes de garde. Dans le cas le plus favorable d'une irradiation concentrée sur le milieu du compteur nous avons montré [K1] que la contribution de ce phénomène pouvait être rendue négligeable.

La présence d'impuretés, particulièrement de gaz électronégatifs, provoque une certaine pente du plateau [S1]. Il faut donc utiliser des gaz de pureté suffisante et dégazer le compteur [K2].

Les pertes statistiques dépendent du temps mort et du taux de comptage. Pour des taux de comptage supérieurs à 100 impulsions/sec cet effet devient important [K3].

L'origine des impulsions parasites est le sujet le plus controversé. Ces impulsions peuvent être classées en deux catégories: a) les impulsions qui sont déclenchées à la suite d'une autre décharge (dans un intervalle de quelques centaines de μsec) et b) celles qui sont déclenchées indépendamment de l'arrivée d'une radiation ionisante.

Des impulsions du type b) n'ont à notre connaissance jamais été mises en évidence de façon très nette et leur contribution ne doit pas être très importante.

Deux raisons ont été avancées pour la présence d'impulsions du type a). La première, selon KORFF et PRESENT [K4], serait due à l'éjection d'électrons secondaires de la cathode lors de la neutralisation des ions d'alcool. La seconde serait due à l'éjection d'électrons par des photons de dé-excitation d'atomes d'argon [W3] [O1].

Nous nous sommes proposé de vérifier si ces deux théories, dans leur forme actuelle, étaient à même d'expliquer la pente du plateau et l'augmentation rapide du taux de comptage à la fin du palier.

3. Dispositif expérimental

Le compteur qui a servi aux mesures a déjà été utilisé et décrit dans un travail précédent [K1], sous l'appellation «compteur II». Nous rappellerons qu'il s'agit d'un compteur dont l'ensemble cathode + électrodes de garde peut se déplacer à l'intérieur d'un tube de verre sur un fil d'anode constitué par des sections de différents diamètres. La technique de remplissage est restée inchangée: au remplissage la pression partielle d'alcool était d'environ $14 \pm 0,5$ Torr, la pression totale 100 Torr. On sait qu'une partie de l'alcool s'adsorbe aux parois du compteur, et la pression partielle diminue dans les premières heures de 1 à 2 Torr.

La mesure de la charge par impulsion a été effectuée comme suit: la cathode a été reliée à l'un des pôles d'un condensateur au polystyrène, l'autre pôle étant relié à la terre. Nous avons mesuré le courant de décharge de ces condensateurs à l'aide d'un voltmètre à lampe Keithley modèle 220. Les indications de cet instrument ont été automatiquement inscrites sur un enregistreur à compensation, pour pouvoir surveiller la stabilité du courant. Le zéro du Keithley a été vérifié après chaque mesure. Nous avons utilisé 3 grandeurs de capacité: 80 μF , 1 μF , 20.000 pF et des résistances

de charges de 10^7 à 10^{10} Ω ; la constante de temps était maintenue à environ 5 minutes; les tensions mesurées étaient dans le domaine 0,02 à 2 volts. La charge par impulsion est obtenue simplement par division de la valeur du courant par le nombre d'impulsions par sec. En dessous du seuil Geiger, où le taux de comptage n'était plus déterminé directement, on a admis un taux d'impulsions constant, numériquement égal à celui mesuré au début du plateau. Les mesures en dessus du seuil ont permis d'étalonner la relation entre l'amplitude I de l'impulsion sur l'écran d'un oscillographe Tektronix et la charge q^* . Nous avons obtenu une relation linéaire qui a été extrapolée pour les hautes tensions: au-dessus de 1620–1650 V environ, la charge $q^*(V)$ a été déterminée à partir de I . Cette méthode est beaucoup plus rapide et permet d'économiser le gaz de remplissage.

Le temps mort a été déterminé par la méthode oscillographique.

La mesure de la tension d'anode était effectuée à l'aide d'un comparateur qui a une précision absolue de 1 à 2 volts dans le domaine de tension 1.000–2.000 volts.

Le rapport R entre la tension des électrodes de garde et celle de l'anode a été fixé à 0,66 pour toutes les mesures. La longueur du palier est toujours maximum dans ce cas [K1].

La source d'irradiation était constituée par 1 mC de Co^{60} . Cette source était placée derrière un écran de Pb de 2,5 cm d'épaisseur, sauf pour certaines mesures dans le domaine proportionnel (cf. § 7).

4. Les notations

Afin de simplifier le travail de référence nous avons établi la liste des principaux symboles utilisés avec leurs correspondants dans les travaux de WILKINSON [W1], [W2], d'ORIENT [O1] et de STORRS et KISER [S2].

L'indication, par exemple [W1/17], à la suite d'une équation signifie que celle-ci a été donnée dans la référence [W1] comme équation (17).

5. L'équation du seuil

5.1. Théorie

WILKINSON [W1, W2] fait l'hypothèse qu'il y a une probabilité constante ε pour qu'un ion d'une avalanche produise une autre avalanche. Si la première avalanche contient $N(1)$ ions, la condition pour que la décharge se propage est $N(1) \varepsilon > 1$: La condition pour le seuil*) est alors donnée par:

$$N(S, 1) \cdot \varepsilon = 1. \quad [W 1/1] \quad (1)$$

Si V_p désigne la tension où commence le domaine proportionnel, r_c la distance à laquelle l'ionisation par collision commence et a le rayon de l'anode, on a que:

$$\frac{r_c}{a} = \frac{V_s}{V_p}. \quad (2)$$

*) Le seuil est quelques fois défini comme la tension à partir de laquelle les impulsions ont toutes la même grandeur. Les deux définitions ne sont pas équivalentes.

Ce travail	[W1] [W2]	[O1]	[S2]	
a	a			Rayon de l'anode.
b	b			Rayon de la cathode.
e		ε		Charge élémentaire de l'électron.
ε	ε			Probabilité pour qu'un ion d'une avalanche en déclenche une autre.
k_1	k_1		k_2	Défini par la relation $V_p = p/k_1$.
k_2	k_2		k_4	Définition: équation (7).
k_5			k_5	Définition: équation (13).
\bar{K}			\bar{K}	Paramètre caractéristique du gaz (cf. § 5.1).
K	K			Mobilité des ions positifs.
\varkappa	$= 2\pi\varepsilon_0 c$			Défini par l'équation (3).
m	m	m		$= q/Q$.
\bar{n}				Nombre moyen d'électrons primaires.
$N(S, 1)$	$N(1)$			Nombre de paires d'ions formées dans la 1 ^{re} avalanche à la tension V_s .
$N(V, 1)$	$N(1)$			idem à la tension V .
p	p	p		Pression en Torr.
Q	Q_0			Charge statique de l'anode par unité de longueur.
Q^*				Charge statique de l'anode pour notre compteur de longueur $D = 80$ mm.
$q: q(V)$	q	$q(V)$		Charge par impulsion et par unité de longueur.
q^*				Charge par impulsion dans notre compteur.
R				Rapport entre la tension des électrodes de garde et la tension d'anode.
R_{th}				Valeur de R qui donne aux électrodes de garde le potentiel correspondant à celui de leur rayon dans la distribution cylindrique non perturbée.
t_D	t_D		t_D	Temps mort.
$\overline{\Delta V}$			$\overline{\Delta V}$	Paramètre caractéristique du gaz (cf. § 5.1).
V_p	V_p			Tension où commence l'action proportionnelle.
V_2				Cf. Fig. 4.
V_3	V_s	V_0		Seuil Geiger.
V_B	V_B			Tension pour laquelle $q = Q$.
W		W		Cf. § 11.1.
w		w		Cf. § 11.1.
ϑ	ϑ			Définition par l'équation (19).

Avec l'hypothèse que le premier coefficient α de TOWNSEND dépend linéairement du champ électrique X

$$\alpha = \varkappa \cdot X \quad (3)$$

et après avoir posé

$$\frac{\varkappa}{2\pi\varepsilon_0} = c. \quad (\text{Système MKS}) \quad (3a)$$

WILKINSON obtient:

$$N(V, 1) = \left(\frac{r_c}{a}\right)^{cQ} \quad (\text{W 1/5}) \quad (4)$$

où Q est la charge statique par unité de longueur de l'anode. En utilisant la relation :

$$Q = \frac{2 \pi \epsilon_0}{\ln b/a} V \quad (5)$$

et la relation (2), l'équation (4) peut être écrite :

$$\ln N(V, 1) = \frac{\alpha V}{\ln b/a} \ln \left(\frac{V_s}{V_p} \right). \quad (4a)$$

Avec l'hypothèse que $V_p = p/k_1$ on a donc au seuil

$$\frac{\alpha V_s}{\ln b/a} \ln \left(\frac{V_s \cdot k_1}{p} \right) = \ln N(S, 1). \quad (6)$$

Si l'on appelle k_2 le champ proportionnel critique à la surface du fil, on peut écrire la relation :

$$V_p = k_2 a \ln b/a \quad (7)$$

qui, introduite dans l'équation (4a) donne

$$\ln N(S, 1) = \frac{\alpha \cdot V_s}{\ln b/a} \ln \frac{V_s}{k_2 a \ln b/a} \quad (8)$$

ou

$$\boxed{\frac{\ln N(S, 1)}{\alpha} = \text{cte} = \frac{V_s}{\ln b/a} \ln \frac{V_s}{k_2 a \ln b/a}} \quad (8a)$$

Comme l'ont remarqué STORRS et KISER [S2] les expressions (6) et (8) présentent une grande analogie avec l'expression de DIETHORN et KOHMAN [D1] pour le facteur d'amplification A_0 dans le domaine proportionnel :

$$\ln A_0 = \frac{V \ln 2}{\Delta V \ln b/a} \ln \left[\frac{V}{\bar{K} p a \ln b/a} \right] \quad (9)$$

où \bar{K} et ΔV représentent des paramètres caractéristiques du gaz. En effet $\ln N(S, 1)$ représente l'amplification dans la première décharge de Townsend et sa signification physique est identique à celle de $\ln A_0$. Il suffit d'autre part de transcrire les notations :

$$\alpha = \frac{\ln 2}{\Delta V}, \quad (10)$$

$$k_1 = \frac{1}{\bar{K} a \ln b/a}, \quad (11)$$

$$k_2 = \bar{K} p, \quad (12)$$

pour que les membres de droite deviennent identiques.

La validité de la formule (9) dans le domaine proportionnel a été vérifiée par KISER [K5] pour des mélanges méthane-argon, éthanol-argon et le méthane pur.

L'étude de la variation de la tension du seuil V_s en fonction de la pression de remplissage permet d'éprouver la relation (6). STORRS et KISER [S2] ont effectué ce

travail et établi les valeurs de k_1 et de $k_5 = \ln N(S, 1)/\kappa$ pour différentes compositions du mélange.

La connaissance de k_2 permet de déterminer \bar{K} . $\bar{\Delta V}$ ne peut être déduit de k_5 que si $N(S, 1)$ est connu, ce qui n'est pas le cas. STORRS et KISER ont adopté pour $N(S, 1)$ la valeur arbitraire de 10^7 . Nous discuterons plus loin cette hypothèse.

5.2. Expérience

La validité de l'équation (8a) n'avait pas été éprouvée jusqu'ici. Le compteur II [K1] se prêtant très bien à ce travail, nous l'avons entrepris. Avec

$$k_5 \equiv \frac{\ln N(S, 1)}{\kappa} \quad (13)$$

l'équation (8a) peut être écrite, en passant au logarithme base 10:

$$\log \frac{V_s}{a \ln b/a} = \log k_2 + k_5 \frac{\log b/a}{V_s}. \quad (8a)$$

En reportant sur un graphique $\log [V_s/(a \log b/a)]$ en fonction de $(\log b/a)/V_s$ on doit obtenir une droite dont les paramètres donnent immédiatement k_2 et k_5 .

V_s a été mesuré pour deux mélanges I et II en déterminant l'intersection des droites $m = q/Q = f(V)$ avec l'axe des abscisses (fig. 1 et 5).

Sur le graphique de la figure 2, établi pour le remplissage II on voit que l'on obtient en effet une droite. Les points mesurés dévient si peu qu'il faut procéder analytiquement pour apprécier la précision. Dans le tableau I nous avons indiqué les résultats sous forme numérique.

Tableau I

\varnothing nominal de l'anode [mm]	\varnothing exact $2a$ [mm]	Remplissage I			Remplissage II		
		V_s cal.	V_s mes.	ΔV_s	V_s cal.	V_s mes.	ΔV_s
0,10	0,101	1107	1105	+2	1104	1104	0
0,15	0,149	1200	1202	-2	1192	1191	+1
0,20	0,198	1281	1283	-2	1269	1272	-3
0,25	0,250	1357	1358	-1	1340	1338	+2
0,30	0,302	1426	1425	+1	1405	1405	0
		$k_5 = 327,32$ Volts $\log k_2 = 3,85428$ $k_2 = 7150$ V/cm			$k_5 = 339,91$ Volts $\log k_2 = 3,8229$ $k_2 = 6651$ V/cm		

On peut estimer que l'erreur due à la détermination graphique de V_s est d'environ 2-4 volts. A cette erreur s'ajoute celle due à la calibration du comparateur de tension (1-2 volts) et celle sur le diamètre de l'anode (env. 0,001 mm, ce qui correspond à env. 1,5 volts). Compte tenu de ces erreurs, on peut affirmer que l'équation (8a) est

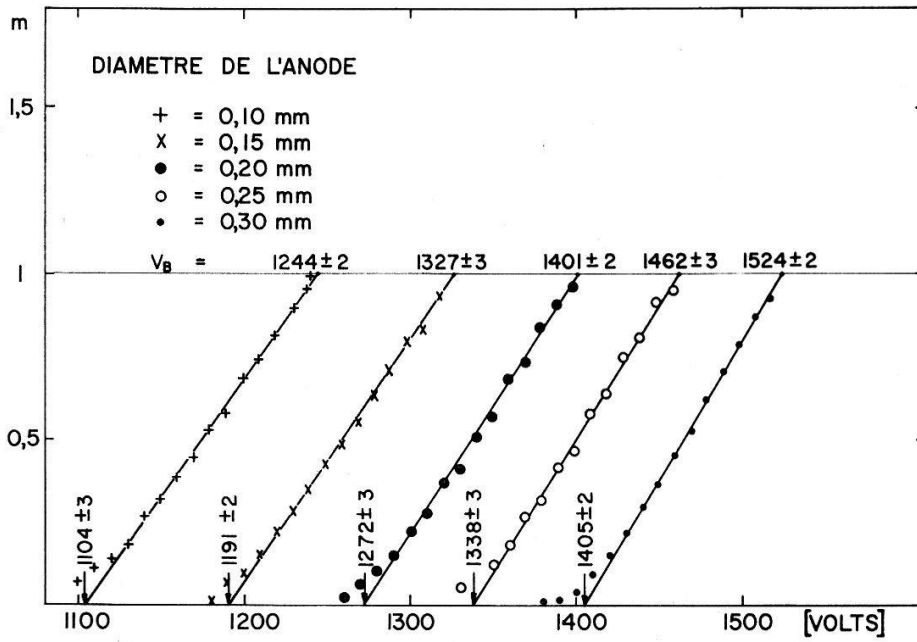


Fig. 1

$m = f(V)$ pour le remplissage II

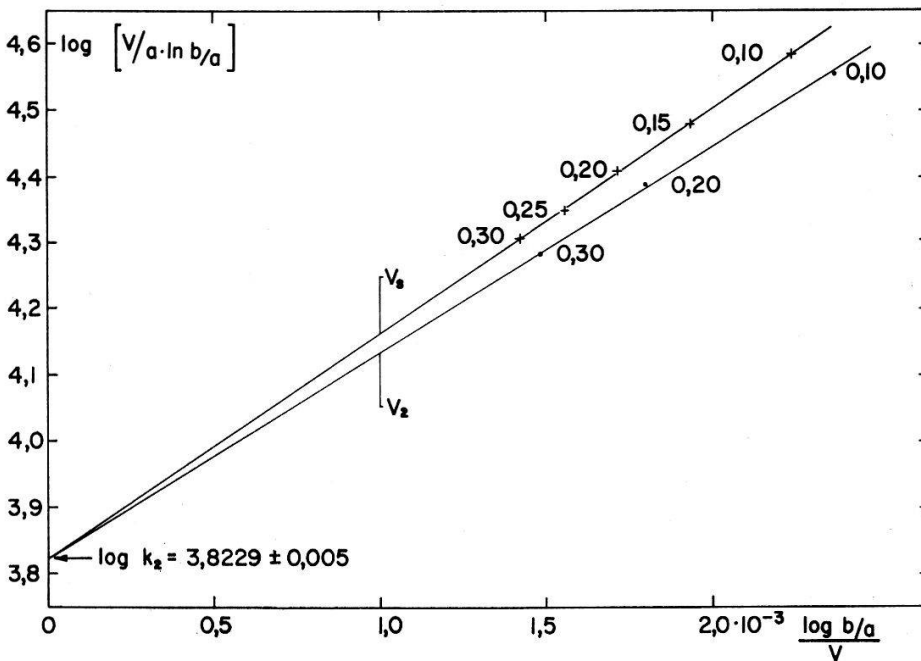


Fig. 2

Test de l'équation du seuil (remplissage II)

très bien vérifiée. La pression totale de remplissage étant de 100 Torr, on peut calculer \bar{K} à l'aide de l'équation (12). On obtient:

$$\bar{K} = \begin{cases} 71,1 \text{ V/cm Torr} = 181 \text{ V/Inch. Torr Remplissage I,} \\ 66,5 \text{ V/cm Torr} = 169 \text{ V/Inch. Torr Remplissage II.} \end{cases}$$

La comparaison de ces valeurs avec celles obtenues par STORRS et KISER [S2] montre que la pression partielle d'alcool était de 13,5 et 12,6 Torr env. dans nos remplissages, ce qui est très raisonnable.

6. La charge par impulsion entre V_s et V_b

Comme nous l'avons vu au § 5.2, la grandeur $\overline{\Delta V}$ ne peut pas être déduite directement de k_5 car $N(S, 1)$ n'est pas connu. Nous allons voir que cette difficulté peut être tournée en déterminant \varkappa à partir de la charge par impulsion entre V_s et V_B .

6.1. La théorie de Wilkinson

Soit $N(n, r)$ l'ionisation produite par la $n^{\text{ème}}$ avalanche entre r_c et r . WILKINSON établit l'équation différentielle suivante pour $N(n, r)$:

$$\frac{1}{c} \frac{dN(n+1, r)}{N(n+1, r)} = \frac{dr}{r} \left\{ Q - \frac{e}{x} \sum_1^n N(n, r) \right\}. \quad (\text{W1/9}) \quad (14)$$

Cette équation est résolue à l'aide d'une approximation

$$N(n, r) = \left(\frac{r_c}{r} \right)^{Q(n)c}. \quad (\text{W1/10}) \quad (15)$$

Après substitution de (15) dans (14) et différents calculs il vient une équation pour $Q(n)$.

$$\frac{e}{x} (n-1) = \frac{r_c}{a}^{-Q(n)c} \left\{ Q(n) + \frac{1}{c \ln r_c/a} \right\} - \left(\frac{r_c}{a} \right)^{-Qc} \left\{ Q + \frac{1}{c \log r_c/a} \right\} \quad (16)$$

d'où l'on déduit

$$N(n) = \frac{Q(n) + \frac{1}{c \ln r_c/a}}{\frac{en}{x} + \vartheta \{Q + 1/c \ln r_c/a\}}. \quad (17)$$

WILKINSON fait alors les approximations suivantes: $Q(n)$ au numérateur est remplacé par Q , $1/(c \ln r_c/a)$ est négligé par rapport à Q , et obtient

$$N(n) = \frac{1}{\frac{en}{Qx} + \vartheta}. \quad (\text{W1/13}) \quad (17a)$$

La solution du problème est alors

$$m = \frac{q}{Q} = \frac{\varepsilon}{\vartheta} \quad (\text{W1/14}) \quad (18)$$

où

$$\vartheta \equiv \left(\frac{r_c}{a} \right)^{-Qc} = [N(V, 1)]^{-1}. \quad (19)$$

En utilisant les relations (2) et (4a) et en faisant quelques petites approximations, l'équation (18) devient:

$$m = \frac{\varkappa}{\ln b/a} (V - V_s) \left\{ 1 + \ln \frac{V_s}{V_p} + \frac{V - V_s}{V_s} \right\}. \quad (\text{W1/17})$$

Nous spécialisons cette équation au cas $m = 1$ et tirons

$$\kappa = \frac{\ln b/a}{V_B - V_s} \left\{ 1 + \ln \frac{V_s}{V_p} + \frac{V - V_s}{V_s} \right\}^{-1} \quad (20)$$

6.2. Les mesures

Nous donnons ici les valeurs numériques de κ qui ont été calculées à partir des mesures faites avec le remplissage II, en application de la formule (20).

La valeur de V_p peut être calculée à partir de l'équation (7), k_2 étant connu. Utilisant la relation (2), on trouve le rayon critique au seuil r_c . Toutes ces grandeurs sont reportées dans le tableau II.

La précision des κ est d'environ 5%.

Tableau II

$2a$ (nominal) [mm]	V_p [Volts]	V_s [Volts]	r_c [mm]	V_B [Volts]	$\kappa[V^{-1}]$ éq. (20)	$\ln N(S,1)$	$\varepsilon^{-1} =$ $N(S,1)$
0,10	191,2	1104	0,292	1244	$1,41 \cdot 10^{-2}$	4,793	121
0,15	262,8	1191	0,338	1327	$1,49 \cdot 10^{-2}$	5,065	159
0,20	330,6	1272	0,381	1401	$1,59 \cdot 10^{-2}$	5,405	223
0,25	398,0	1338	0,420	1462	$1,68 \cdot 10^{-2}$	5,710	302
0,30	461,8	1405	0,459	1524	$1,76 \cdot 10^{-2}$	5,948	383

6.3. Discussion

Connaissant k_5 (tableau I) on peut déterminer ε à l'aide des éq. (1) et (13)

$$\ln \varepsilon = - \kappa \cdot k_5 \quad (13a)$$

Les valeurs de ε^{-1} obtenues sont également reportées dans le tableau II. Comme on le voit immédiatement, ces valeurs sont de plusieurs ordres de grandeur plus petites que celles auxquelles on s'attend: il est en effet généralement admis que ε doit être de l'ordre de 10^{-5} [W1] à 10^{-7} [S2].

La valeur de ε dépend de façon exponentielle de celle de κ . Une modification de cette dernière valeur par un facteur 2 suffirait donc à éliminer la divergence. WILKINSON, dans sa théorie, fait plusieurs hypothèses et approximations. Notre prochain soin a donc été d'examiner leur validité et leur influence sur le résultat final.

6.4. Examen et modification de la théorie de Wilkinson

Nous avons examiné 4 points:

1) Si les ions sont quasi immobiles pendant la durée de la décharge, il n'en est pas de même des électrons. Ceux-ci contribuent pour quelques % à la hauteur de l'impulsion

et à un affaiblissement correspondant du champ électrique. Cet effet est cependant négligeable. Il n'introduit une correction que de l'ordre de 1% sur κ .

2) Il est difficile de justifier rigoureusement la validité de l'approximation (15). Remarquons cependant que le résultat ne dépend pas de façon critique de cette expression et que l'approximation :

$$N(n, r) = A(n) \left(\frac{r_c}{r} \right) Q c \quad (\text{W1/11}) \quad (15a)$$

fournit les mêmes résultats.

3) Se basant sur les résultats de KRUTHOF et PENNING [K6] sur l'argon pur, WILKINSON a fait l'hypothèse que κ était constant. Les mesures de VAN DUUREN et SIZOO [D2] sur un mélange 10% Ethanol-90% Argon ont également établi qu'il existait une relation linéaire entre α/p et X/p jusqu'à des valeurs X/p de l'ordre de 350 V/cm Torr. La valeur correspondante de κ est de $2,6 \cdot 10^{-2} V^{-1}$ et celle de \bar{AV} de 27 Volts. Au-dessus de $X/p = 350$, l'accroissement de α/p est moins rapide et le κ moyen diminue. La valeur maximum du champ à la surface de l'anode de diamètre 0,1 mm est de 384 V/cm Torr au seuil et de 432 V/cm Torr à V_B . Déjà dans cette partie du domaine Geiger la condition $\kappa = \text{cte}$ n'est plus remplie. Pour le diamètre d'anode 0,15 mm le champ maximum à la tension V_B n'est que de 335 V/cm Torr et la condition devrait être remplie. Il faut cependant remarquer que les mesures de VAN DUUREN et SIZOO se rapportent à un mélange différent du nôtre et que le champ où commence la déviation peut être différent des 350 V/cm Torr indiqués. (Il y a lieu de noter que la valeur de \bar{K} déduite par KISER [K5] des mesures de VAN DUUREN et SIZOO est de 81,5 V/Inch Torr. Cette valeur correspond à un mélange composé de 5% d'alcool seulement, si on la compare aux résultats de STORRS et KISER [S2]).

Ces considérations rendent plausible la mesure de κ plus petits avec les petits diamètres d'anode.

4) Nous avons signalé au § 6.1 les approximations faites pour passer de l'équation (17) à l'équation (18). L'approximation la plus grossière est celle qui consiste à remplacer $Q(n)$ par Q au numérateur. On peut améliorer le résultat en procédant comme suit :

On remplace $Q(n)$ par sa valeur tirée de l'équation (15) :

$$Q(n) = \frac{\ln N(n)}{c \ln (r_c/a)}$$

et obtient :

$$N(n) = \frac{\ln N(n)}{c \ln \left(\frac{r_c}{a} \right) \left[\frac{en}{x} + \vartheta Q \right]} \quad (21)$$

La suite du calcul est effectuée en analogie à celui de WILKINSON. La charge $q \cdot x$ créé sur la longueur x du compteur est donnée par :

$$q \cdot x = e \int_1^{n_f} N(n) dn = e \int_1^{n_f} \frac{\ln N(n) du}{c \ln \left(\frac{r_c}{a} \right) \left\{ \frac{en}{x} + \vartheta Q \right\}} \cdot$$

On approxime $\ln N(n)$ à l'aide de (17a) et effectue l'intégration. Il vient:

$$q x = - \frac{x}{2 c \ln (r_c/a)} \left[\ln^2 \left(\frac{en}{Q \cdot x} + \vartheta \right) \right]_1^{n_j}$$

d'où l'on tire:

$$q = \frac{Q}{2 \ln \vartheta} \ln \left[\varepsilon \vartheta \frac{\ln \varepsilon}{\ln \vartheta} \right] \ln \left[\frac{\varepsilon}{\vartheta} \frac{\ln \varepsilon}{\ln \vartheta} \right]. \quad (22)$$

En remarquant que

$$\frac{\ln \varepsilon}{\ln \vartheta} = \frac{V_s}{V}$$

et en négligeant le terme

$$\frac{\ln V_s/V}{\ln \vartheta}$$

il vient:

$$m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V_s}{V} \right) \left[\ln \left(\frac{\varepsilon}{\vartheta} \right) + \ln \frac{V_s}{V} \right]. \quad (23)$$

En analogie au calcul de l'équation (19) on trouve:

$$m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V_s}{V} \right) \left[\frac{\kappa}{\ln b/a} (V - V_s) \left\{ 1 + \ln \frac{V_s}{V_p} + \frac{V - V_s}{V_s} \right\} + \ln \frac{V_s}{V} \right] \quad (24)$$

d'où l'on peut tirer κ . Le résultat est donné pour le cas spécial $m = 1$:

$$\kappa = \frac{\left[\frac{2 V_B}{V + V_s} + \ln \frac{V_B}{V_s} \right] \ln b/a}{(V - V_s) \left\{ 1 + \ln \frac{V_s}{V_p} + \frac{V - V_s}{V_p} \right\}}. \quad (25)$$

Le facteur entre crochets au numérateur est le facteur de correction par rapport à l'expression de l'équation (20). Les nouvelles valeurs de κ pour le remplissage II sont calculées dans le tableau III.

Tableau III

$2a$ (nominal) [mm]	$\kappa[V^{-1}]$ éq. (20)	$\frac{2V}{V+V_s} + \ln \frac{V}{V_s}$	$\kappa[V^{-1}]$ éq. (25)	\overline{AV} [Volts]	$\ln N(S, 1)$	$N(S, 1)$	ε éq. (25) et (27)
0,10	$1,41 \cdot 10^{-2}$	1,180	$1,66 \cdot 10^{-2}$	41,8	5,642	282	$4,26 \cdot 10^{-6}$
0,15	$1,49 \cdot 10^{-2}$	1,162	$1,74 \cdot 10^{-2}$	39,8	5,880	358	$3,25 \cdot 10^{-6}$
0,20	$1,59 \cdot 10^{-2}$	1,144	$1,82 \cdot 10^{-2}$	38,8	6,186	486	$2,47 \cdot 10^{-6}$
0,25	$1,68 \cdot 10^{-2}$	1,133	$1,90 \cdot 10^{-2}$	36,5	6,458	638	$1,89 \cdot 10^{-6}$
0,30	$1,76 \cdot 10^{-2}$	1,123	$1,97 \cdot 10^{-2}$	35,2	6,696	809	$1,49 \cdot 10^{-6}$

Le facteur de correction est de l'ordre de 12 à 18%, ce qui est appréciable, mais insuffisant pour éliminer la difficulté concernant ε . Cette difficulté sera résolue par l'étude des propriétés du compteur dans le domaine proportionnel.

7. Mesures dans le domaine proportionnel

7.1. Méthode

Notre installation ne nous permettait pas de mesurer les caractéristiques dans le domaine proportionnel par l'examen des impulsions produites à l'anode. Par contre, il était relativement aisé de mesurer le courant moyen d'ionisation. Nous avons divisé ce courant par un taux constant, ce qui est certainement correct, si l'on fait abstraction des effets de bord. A 150–200 V au-dessous du seuil Geiger nous avons enlevé l'écran de Pb et mis la source de Co⁶⁰ à quelques cm du compteur. Le taux de comptage a été adapté à la nouvelle valeur du courant pour donner la même charge d'impulsion. Les mesures ont pu, de la sorte, être étendues jusqu'à proximité de V_p .

7.2. Résultats dans le domaine strictement proportionnel

Lorsque \bar{n} électrons primaires sont créés en moyenne dans le compteur à l'origine de chaque décharge, l'équation de DIETHORN (9) peut être réécrite de la façon suivante (en remplaçant $\ln 2/\bar{A}\bar{V}$ par κ):

$$\lg(\bar{n} A_0) = \lg \bar{n} + \frac{V \kappa}{\ln b/a} \log \frac{V}{K p a \ln b/a}. \quad (26)$$

$\bar{n} A_0$ représente la charge par impulsion mesurée. Si l'on reporte $\log(\bar{n} A_0)$ en fonction de

$$\frac{V}{\ln b/a} \log \left[\frac{V}{k_2 a \ln b/a} \right]$$

on doit obtenir une droite dans le domaine strictement proportionnel.

Pour $V = V_p = k_2 a \ln(b/a)$ on a que:

$$\frac{V}{\ln b/a} \lg [V/k_2 a \ln b/a] = 0.$$

La droite intercepte donc sur l'axe des ordonnées la valeur $\log \bar{n}$. Sa pente nous donne κ . Les mesures ont été effectuées avec le remplissage II pour 3 diamètres d'anode: 0,10, 0,20, 0,30 mm; les graphiques correspondants sont exécutés dans la figure 3. On en tire les résultats du tableau IV.

Tableau IV

$2a$ nominal [mm]	$\ln \bar{n}$	κ éq. (26)	κ (moyenne pondérée)
0,10	2,72	$(1,82 \pm 0,20) 10^{-2}$ $(1,86 \pm 0,20) 10^{-2}$ $(2,14 \pm 0,30) 10^{-2}$	$(1,90 \pm 0,15)$ $\times 10^{-2}$
0,20	3,06		
0,30	2,90		

Nous remarquerons que toutes les courbes présentent une cassure pour

$$\frac{V}{\ln b/a} \ln \left[\frac{V}{k_2 a \ln b/a} \right] \cong 40,$$

cassure qui n'apparaît pas dans le report de DIETHORN des résultats de VAN DUUREN et SIZOO, tel qu'il est établi par KISER [K5].

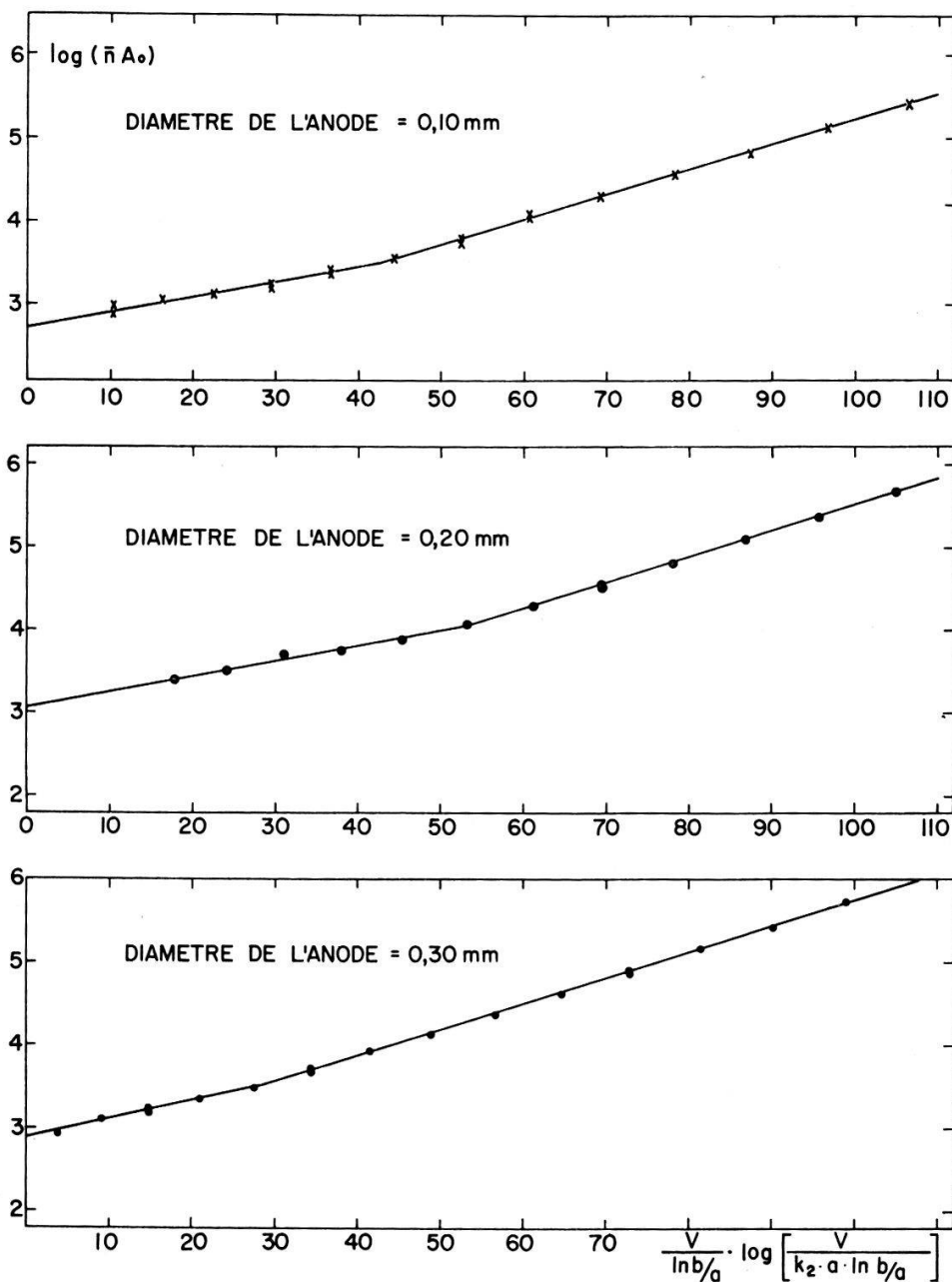


Fig. 3

Test de l'équation Diethorn dans le domaine proportionnel

7.3. Mesures dans le domaine de proportionnalité limitée

Dans la figure 4 nous avons reporté $\log \log (\bar{n} A_0)$ en fonction de la tension. Comme l'ont remarqué FENTON et FULLER [F1] les courbes obtenues présentent une cassure à un potentiel que nous appellerons V_2 .

Dans la figure 2 est reporté $\log [V_2/a \ln b/a]$ en fonction de $\log b/a/V_2$. Il est intéressant de constater que V_2 obéit à la même équation que V_s , l'équation (8a), et que le coefficient k_2 est le même. La constante correspondant à k_5 , est égale à 313,7 Volts. Le tableau V donne une comparaison analytique des résultats.

Les différences ΔV_2 sont du même ordre de grandeur que la précision des V_2 mesurés.

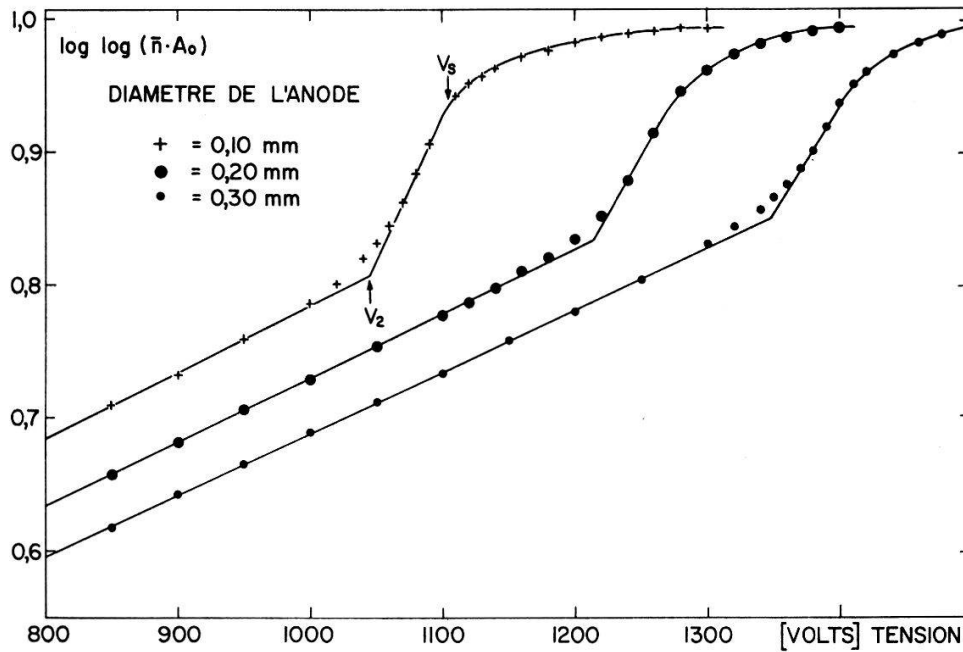


Fig. 4

Amplification gazeuse dans la région du seuil Geiger

Tableau V

$2a$ nominal [mm]		V_2 mes.	V_2 calc.	ΔV_2 calc.-mes.
0,10		1046	1049	+3
0,20		1215	1212	-3
0,30		1348	1347	-1

8. Les valeurs de ε et de κ . Discussion

8.1. Les valeurs de κ

Notre équipement ne nous a pas permis de faire des mesures très exactes à basse tension. Les mesures κ obtenues dans le domaine proportionnel à partir de l'équation (26) sont approximativement constantes en accord avec l'expression de DIETHORN. En moyenne nous obtenons $\kappa = (1,90 \pm 0,15) 10^{-2} V^{-1}$.

Les différences entre cette valeur et les valeurs de κ mesurées dans le domaine Geiger sont nettement supérieures aux erreurs de mesure.

8.2. Les valeurs de ε

Les mesures dans le domaine strictement proportionnel nous permettent de déterminer $\log \bar{n}$. Les valeurs obtenues sont raisonnables: la création de 800 paires d'ions ne représente que 2% environ de l'énergie d'un rayon γ du Co^{60} . La dispersion des résultats provient d'un effet géométrique: le nombre d'électrons primaires dépend assez fortement de l'emplacement de la source par rapport au compteur.

L'ordre de grandeur de \bar{n} nous donne immédiatement la solution du problème concernant la valeur de ε : la théorie de WILKINSON, telle que nous l'avons exposée au

§ 5.1 est construite sur l'hypothèse implicite d'un seul électron primaire. Si nous en avons \bar{n} , l'équation (1) doit être écrite (en supposant qu'il n'y a pas de corrélation entre les \bar{n} avalanches primaires):

$$\bar{n} N(S, 1) \varepsilon = 1. \quad (1a)$$

Il faut modifier en conséquence l'équation (13a) qui devient:

$$\boxed{\ln \varepsilon = - (\kappa k_5 + \ln \bar{n})}. \quad (27)$$

Pour les mesures dans le domaine Geiger les conditions géométriques sont suffisamment semblables pour qu'il soit correct de supposer que le nombre \bar{n} est toujours le même. Ce nombre n'a cependant pas pu être déterminé exactement, car lors du déplacement de la source, il n'y a pas de distinction pour le facteur correctif entre un changement du taux d'impulsion et une variation de \bar{n} . Il paraît raisonnable d'admettre une erreur probable d'un facteur 2 en posant $\bar{n} = 850$.

En utilisant les valeurs κ déterminées d'après l'équation (25), et en appliquant l'équation (27) on obtient pour ε les valeurs calculées dans le tableau III. Leur précision relative, les unes par rapport aux autres, est égale à la précision de κ , soit environ 5%. Les valeurs ont l'ordre de grandeur qui était attendu.

Si d'autre part nous utilisons le κ moyen déterminé à partir des mesures dans le domaine proportionnel, c.-à-d. $\kappa = (1,9 \pm 0,15) 10^{-2} V^{-1}$, nous obtenons

$$\boxed{\varepsilon = (1,9 \pm 1) 10^{-6}}.$$

8.3. Discussion

1) Si les valeurs de κ sont correctement données par l'équation (25), la validité de (8a) entraîne des valeurs variables pour ε .

La grandeur de κ dépend de façon fondamentale des sections efficaces d'ionisation et d'excitation dans le mélange gazeux. Les sections efficaces dépendent de l'énergie des électrons incidents, donc du champ électrique. A ce point de vue il n'est pas étonnant de trouver des valeurs de κ variables.

En utilisant la relation (10) la discussion de κ peut être faite en termes de $\overline{\Delta V}$. Les $\overline{\Delta V}$ correspondants aux κ déterminés à partir des mesures dans le domaine Geiger sont disposées dans le tableau III. Au κ moyen déterminé dans le domaine proportionnel correspond $\overline{\Delta V} = 36,5$ Volts.

KISER [K 5] dans son étude du domaine proportionnel trouve pour plusieurs gaz que

$$\overline{\Delta V} \geq W \quad (29)$$

où W est l'énergie moyenne en eV nécessaire pour créer une paire d'ions. Cette énergie est de l'ordre de 27 eV [S2] [B1]. Toutes les valeurs de $\overline{\Delta V}$ mesurées satisfont à l'inégalité (29), ce qui n'était pas le cas pour les valeurs données par STORRS et KISER [S2] qui avaient adopté une valeur arbitraire (trop basse) de 10^{-7} pour ε .

La valeur de $\overline{\Delta V}$ est plus grande pour les petits que pour les grands diamètres de l'anode. On peut en conclure que les électrons perdent par paire d'ions une plus grande

énergie en énergie d'excitation lorsque a est petit. En d'autres termes on a la formation d'un plus grand nombre d'atomes excités par ion lorsque a est petit que lorsque a est grand.

Ceci expliquerait pourquoi κ n'est pas constant: la décharge est propagée par les photons émis par les atomes excités. Si ceux-ci ne sont pas formés en proportion constante avec les ions, le nombre d'ions créés dans la première avalanche $N(S, 1)$ n'est plus la quantité déterminante.

2) Si l'on admet que κ est effectivement constant, la validité de l'équation (8a) est la conséquence de l'exactitude des postulats mis à la base de sa dérivation. Par contre la théorie de WILKINSON sur l'augmentation de la charge par impulsion entre V_s et V_B , même corrigée, est inadéquate.

Nous avons déjà discuté au § 6.4 les hypothèses de base et les approximations dans la dérivation de cette théorie. Il semble raisonnable d'admettre que κ est effectivement constant jusqu'à des champs X/ρ correspondant approximativement à celui qui règne à la surface de l'anode du compteur où $2a = 0,10$ mm à la tension de seuil et qu'il diminue ensuite. Les conditions de validité de l'équation (8a) sont ainsi remplies tandis que les κ mesurés dans le domaine Geiger pour $2a = 0,10$ mm et éventuellement 0,15 mm sont trop petits. En prenant la moyenne des κ pour $2a = 0,20$ à 0,30 mm du tableau III, on trouve une valeur de $1,90 \cdot 10^{-2}$ Volts $^{-1}$ en bon accord avec la mesure dans le domaine proportionnel.

9. La charge par impulsion au-dessus de V_B

9.1. Théorie

Lorsque la charge q développée dans le compteur atteint la valeur de Q ($m = 1$, $V = V_B$), le champ électrique à la surface de l'anode est réduit à zéro et la multiplication s'arrête à $a(n)$.

WILKINSON [W 1] montre que la charge développée dans le compteur $\phi(n)$ est égale à:

$$\phi(n) = \frac{Q}{e} + \int_{n_m}^n A(n) \left(\frac{r_c}{a(n)} \right)^{Qc} dn \quad (\text{W 1/19}) \quad (30)$$

(si $m = 1$ lorsque $n = n_m$) et que $a(n)$ doit satisfaire à la relation

$$Qc \frac{A(n)}{a} = \ln \ln \left(\frac{en}{Q\vartheta} + 1 \right). \quad (\text{W 1/20}) \quad (31)$$

Cette expression permet de calculer n_f , en utilisant l'approximation:

$$1 + \ln \ln x \cong \ln x. \quad (32)$$

Il vient:

$$\left(\frac{en_f}{Q\vartheta} + 1 \right) \ln \left(\frac{en_f}{Q\vartheta} + 1 \right) = \frac{\varepsilon}{\vartheta}. \quad (33)$$

En posant:

$$\frac{en_f}{Q\vartheta} + 1 = \xi \quad (34)$$

cette expression devient:

$$\xi \ln \xi = \frac{\varepsilon}{\vartheta} = e^R. \quad (35)$$

A l'aide des équations (15a) et (17a) on peut montrer facilement que:

$$A(n) = \frac{1}{\frac{en}{Q\vartheta} + 1}. \quad (36)$$

On remplace cette expression dans l'équation (30). En utilisant la relation (19) il vient:

$$\phi(n) = \frac{Q}{e} + \int_{n_m}^{n_f} \frac{dn}{\left(\frac{en}{Q\vartheta} + 1\right)} \cdot \frac{1}{\vartheta \left(\frac{a(n)}{a}\right)^{Qc}}. \quad (37)$$

L'approximation (32) appliquée à (31) donne:

$$\left(\frac{a(n)}{a}\right)^{Qc} \cong \ln \left(\frac{en}{Q\vartheta} + 1\right). \quad (38)$$

Nous remplaçons dans (37) et intégrons. L'expression s'annule à la limite inférieure et l'on obtient

$$\boxed{m = 1 + \ln \ln \xi} \quad R > 1. \quad (38)$$

Cette expression est sensiblement plus simple que celle que donne WILKINSON:

$$m = 1 + \frac{\bar{E}i(1 \ln \ln \xi) - \bar{E}i(1)}{e} \quad (W 1/21) \quad (39)$$

où e , dans le dénominateur est la base des logarithmes naturels et où:

$$\bar{E}i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^x}{x} dx.$$

Comme le montre le tableau VI les deux expressions (38) et (39) donnent sensiblement les mêmes résultats.

Tableau VI

R	1	ξ	e	m (équation (38))	1	m équation (39)	1
	1,5		3,55		1,24		1,23
	2,0		4,75		1,44		1,45
	2,5		6,5		1,63		1,63
	3,0		9,1		1,79		1,85

9.2. Les mesures

La comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie se fait le plus judicieusement à partir des valeurs de m : en effet la courbe $q = f(V)$ a une courbure assez marquée entre V_s et V_B et son inclinaison est donc mal définie.

Mise à part la faible correction introduite au § 6.4 la courbe $m = f(V)$ est linéaire entre V_s et V_B . Au-dessus de V_B sa courbure est très faible. Elle est tout à fait négligeable si l'on considère que la théorie n'est valable que jusqu'à $R \cong 1,75$. Dans ce domaine, le rapport des pentes en dessus et en dessous de V_B est d'après la théorie de $\sim 0,47$.

Les résultats expérimentaux sont reportés dans la figure 5. On constate d'abord que la 1^{re} cassure de la caractéristique a lieu très exactement pour $q = Q$ conformément à la théorie.

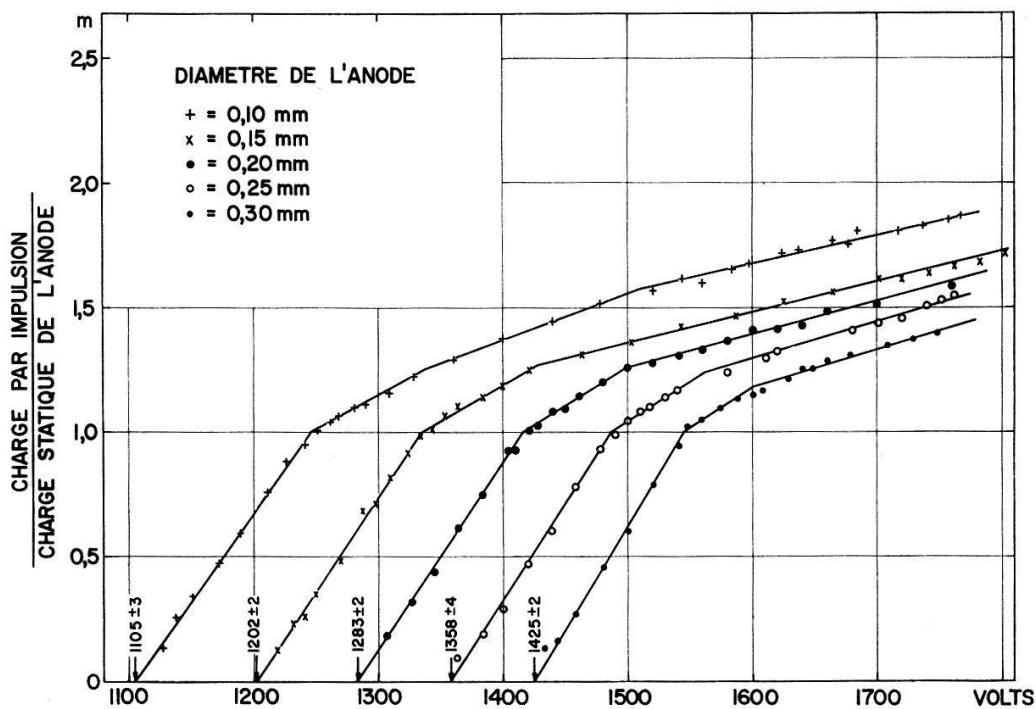


Fig. 5

$$m = f(V) \text{ pour le remplissage I}$$

Selon WILKINSON [W1] [W2] la cassure aurait pu ne pas avoir lieu à $m = 1$, mais à $m = 1 - a/r_c$. Cette correction ne s'applique donc pas.

L'expérience donne les rapports de pente suivants pour les domaines de tension respectivement plus grand et plus petit que V_B :

Tableau VII

\varnothing 0,10	Rapport des pentes	$0,38 \pm 0,05$
0,15		$0,40 \pm 0,03$
0,20		$0,41 \pm 0,04$
0,25		$0,42 \pm 0,06$
0,30		$0,39 \pm 0,05$

La moyenne donne $0,40 \pm 0,03$. Cette valeur est environ 20% plus petite que la valeur théorique. Cette différence n'est pas exagérée, compte tenu des approximations qui ont été faites dans la théorie.

Il est remarquable qu'une seconde cassure intervienne dans les caractéristiques 60 à 90 Volts au-dessus de V_B et une 3^e pour le diamètre 0,10 mm vers 1500 Volts. Ces cassures ne sont pas très marquées pour le diamètre d'anode 0,1 mm, diamètre souvent utilisé par les expérimentateurs précédents [F1] [O1]. C'est probablement la raison pour laquelle elles n'avaient encore pas été observées.

10. Le temps mort t_D

WILKINSON donne pour le temps mort l'expression suivante:

$$t_D = \frac{b^2 \text{Exp} \left[- \frac{2 (V - V_s)}{m V} \ln b/a \right]}{2 K V \left(1 + \frac{m}{2} \right)} \ln b/a. \quad (\text{W 2/7.27}) \quad (40)$$

K représente la mobilité ionique. Pour déterminer K on a reporté:

$$\text{Exp} \left[- \frac{2 (V - V_s)}{m V} \ln b/a \right]$$

en fonction de

$$\frac{2 V \left(1 + \frac{m}{2} \right) t_D}{b^2 \ln b/a}$$

dans le graphique de la figure 6 (remplissage I). En accord avec la théorie, les points déterminent des droites dont la pente est égale à K . On trouve les valeurs suivantes:

Tableau VIII

\varnothing	K [cm ² /V. sec]	K_0 [cm ² /V. sec]
0,10	3,88	0,51
0,15		
0,20		
0,25	4,12	0,54
0,30	4,46	0,59

Les valeurs de K peuvent être rapportées à la pression atmosphérique par l'expression:

$$K_0 = K \frac{p}{760} \quad (41)$$

où p est la pression de remplissage totale en Torr. Les valeurs de K sont sensiblement plus grandes que celles fournies en général par la mesure du temps de restitution [B1].

Dans la figure 7 on a reporté les valeurs t_D expérimentales. Les courbes dessinées sont celles qui ont été calculées à partir de l'équation (40) et des valeurs K du tableau VIII.

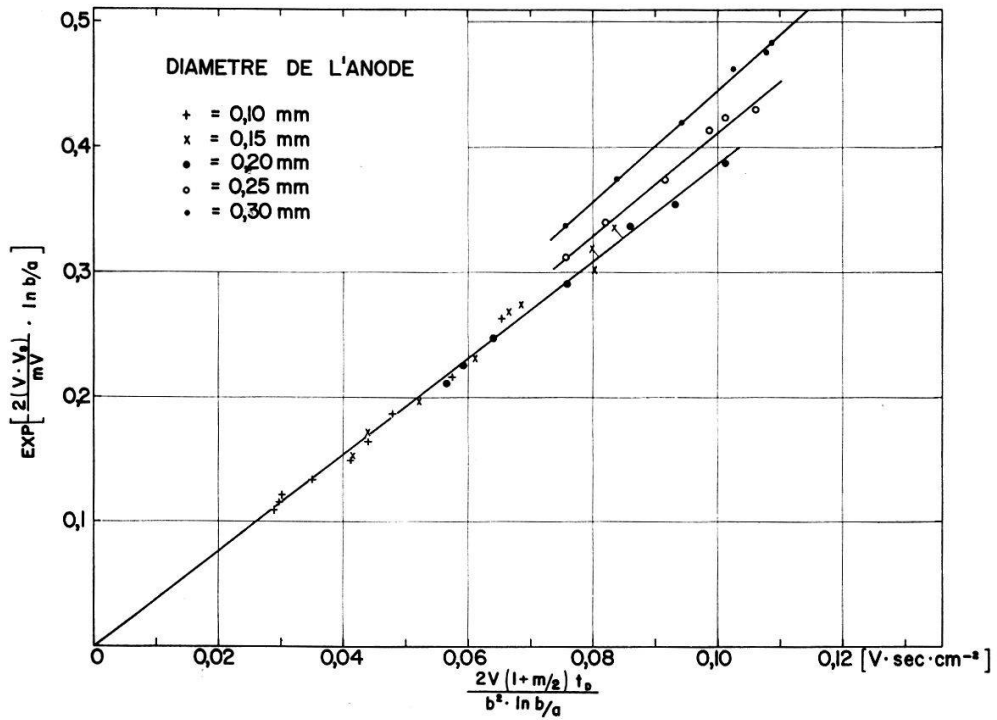


Fig. 6

Détermination du coefficient de mobilité K

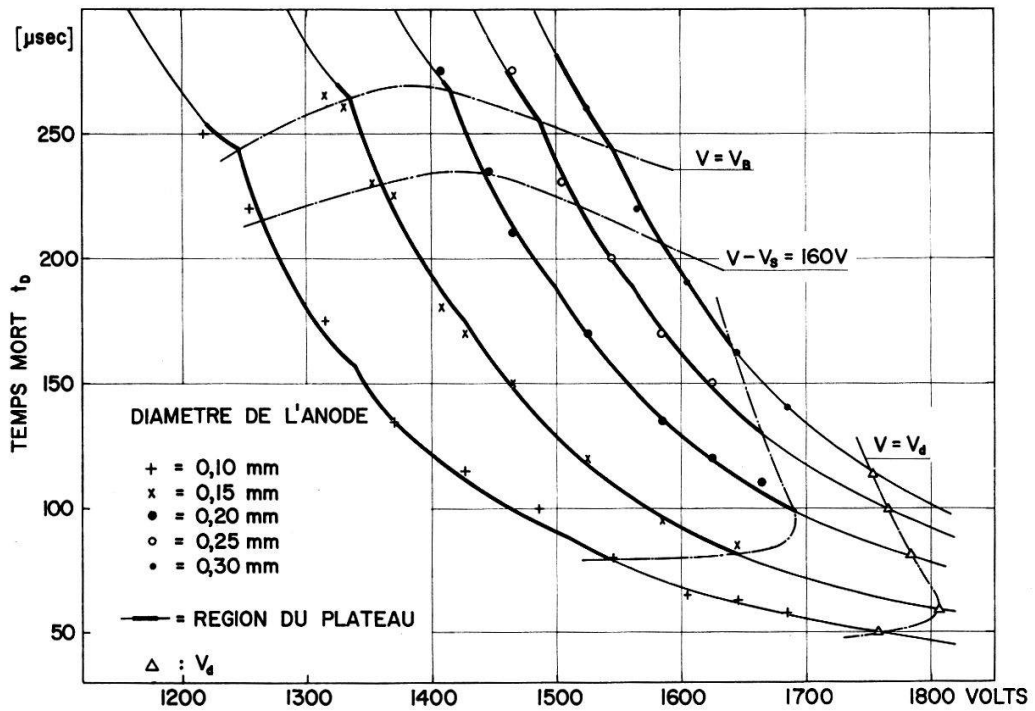


Fig. 7

Temps mort en fonction de la surtension (remplissage I)

On constate que pour $V = V_B$ le temps mort est le plus long pour des diamètres d'anode compris entre 0,15 et 0,20 mm. Il en est de même, pour une surtension fixe, par exemple: $V - V_s = 160 V$.

La région du plateau a été dessinée en traits plus épais. Le plateau se prolonge vers les plus hautes tensions lorsque le diamètre de l'anode est à nouveau compris entre 0,15 et 0,20 mm. C'était déjà pour un diamètre d'environ 0,18 mm que nous avons trouvé la pente du plateau la plus faible [K1]. Il se confirme donc que ce diamètre jouit de propriétés optimales.

11. Pente du plateau et fin du palier

11.1. La théorie d'Orient

ORIENT [O1], reprenant la théorie de KORFF et PRESENT [K4] lui donne une forme mathématique et établit l'équation:

$$N' = \frac{n}{1 + \frac{q^*(V)}{e} W} \quad (\text{O1/2}) \quad (42)$$

où N' représente la somme des impulsions vraies + des impulsions parasites; e représente la charge élémentaire de l'électron et W la probabilité qu'une molécule organique excitée se désintègre à l'état fondamental et que le photon émis éjecte un photo-électron de la cathode.

ORIENT examine ensuite le processus suggéré par WISER et KRUMBEIN [W3] selon lequel des atomes d'argon métastables sont produits dans la décharge, se désintègrent (période τ_a) en formant une molécule métastable, qui se désintègre à son tour (période τ_m) en émettant un photon. Si ce photon est émis après le temps mort, et qu'il arrache un photoélectron à la cathode, une impulsion parasite sera déclenchée.

Le nombre total d'impulsions de cette sorte qui sera produit est de:

$$N'' = \frac{n}{1 - \frac{q^*(V)}{e} W} \frac{\frac{q^*(V)}{e} w}{\tau_a - \tau_m} (\tau_a e^{-t_D/\tau_a} - \tau_m e^{-t_D/\tau_m}). \quad (\text{O1/5}) \quad (43)$$

w dénote la probabilité qu'un électron secondaire soit libéré à la surface de la cathode par un photon de désintégration. τ_m a une valeur fixe de $3,4 \mu\text{sec}$, tandis que $\tau_a = 1/9 p^2 \mu\text{sec}$ [C2] (p = pression d'argon en Torr). Comme le temps mort diminue avec l'augmentation de la tension, N'' devrait augmenter fortement à la fin du palier. Dans la région du plateau c'est N' qui serait prépondérant.

11.2. Les mesures et leur interprétation

Les valeurs expérimentales $q(V)$ mesurées avec le remplissage I sont reportées dans la figure 8. Pour le même remplissage nous avons mesuré le taux de comptage en fonction de la tension. Ce taux est reporté graphiquement dans la figure 9.

Nous avons déterminé la tension V_d pour laquelle le taux de comptage est double de celui mesuré au milieu du plateau. La variation du taux de comptage est très rapide dans cette région, et V_d ne dépend donc que peu du taux de comptage de référence (milieu ou début du plateau par exemple).

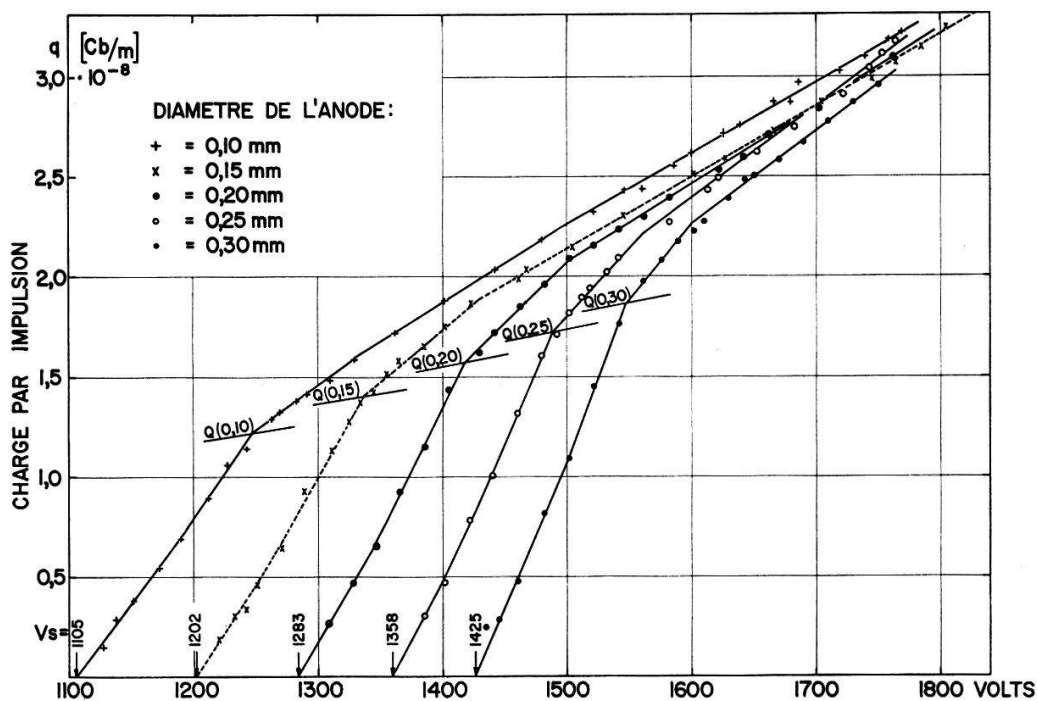


Fig. 8

$q = f(V)$ pour le remplissage I

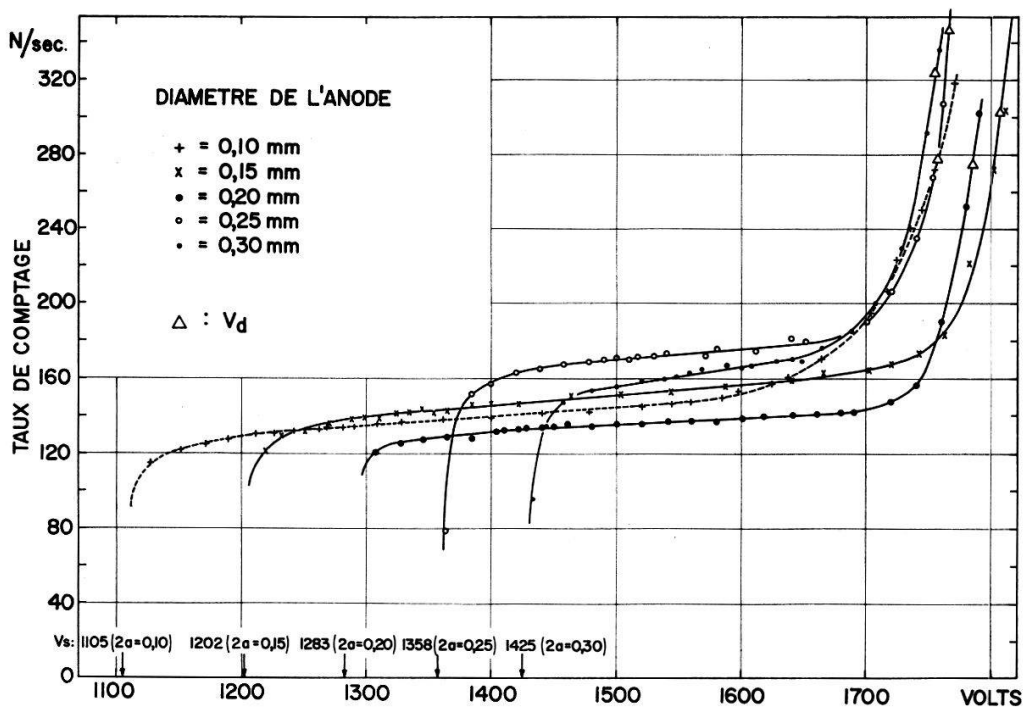


Fig. 9

Taux de comptage en fonction de V (remplissage I). Les différences entre les taux moyens de comptage sont dues au déplacement de la source.

On constate que $q^*(V_d)$ est à peu près le même pour toutes les valeurs de a (cf. tableau X) et qu'ainsi la grandeur

$$\left(1 - \frac{q^*(V_d)}{e} W\right)$$

est approximativement constante. Si la relation (43) est valable, on devrait donc avoir lorsque le rapport $N''/n = \text{cte} = 2$ que:

$$q^*(V_d) (\tau_a e^{-t_D/\tau_a} - \tau_m e^{-t_D/\tau_m}) = \text{Cte.} \quad (44)$$

Avec notre remplissage de 90 Torr d'argon nous avons que $\tau_a = 13,7 \mu\text{sec}$ et le second terme dans la parenthèse est négligeable par rapport au premier.

Il faut donc vérifier que:

$$q(V_D) (\tau_a e^{-t_D/\tau_a}) = \text{cte} = A. \quad (44a)$$

Le membre de gauche est calculé dans le tableau IX.

Tableau IX

$2a$	0,10	$q(V_d)$	$3,18 \cdot 10^{-8}$	t_D	51	$q \cdot (\tau_a e^{-t_D/\tau_a})$	$1,05 \cdot 10^{-14}$	A	108
[mm]	0,15	[cb/m]	$3,25 \cdot 10^{-8}$	$\mu\text{ sec}$	59	$= A$	$6,0 \cdot 10^{-15}$	normalisé	63
	0,20		$3,19 \cdot 10^{-8}$		71		$2,46 \cdot 10^{-15}$		25
	0,25		$3,16 \cdot 10^{-8}$		100		$2,93 \cdot 10^{-16}$		3
	0,30		$2,99 \cdot 10^{-8}$		114		$9,75 \cdot 10^{-17}$		1

L'expérience est en grossière contradiction avec la théorie.

Comme nous l'avons remarqué plus haut, $q(V_d)$ a une valeur à peu près identique pour toutes les valeurs de $2a$. Ceci semble une confirmation de la théorie de KORFF et PRESENT. L'application de l'équation (42) nous permet immédiatement de calculer W ; avec $N' = 2n$ on a:

$$W = \frac{1}{2} \frac{e}{q^*(V_d)} \quad (42a)$$

d'où l'on tire les valeurs du tableau X.

Tableau X

$2a$ [mm]	0,10	$q^*(V_d)$ [cb]	$2,55 \cdot 10^{-9}$	W	$3,14 \cdot 10^{-11}$
	0,15		$2,6 \cdot 10^{-9}$		$3,08 \cdot 10^{-11}$
	0,20		$2,555 \cdot 10^{-9}$		$3,13 \cdot 10^{-11}$
	0,25		$2,54 \cdot 10^{-9}$		$3,15 \cdot 10^{-11}$
	0,30		$2,49 \cdot 10^{-9}$		$3,21 \cdot 10^{-11}$

A première vue ces résultats sont très satisfaisants. Les valeurs de W sont sensiblement égales à celles trouvées par d'autres expérimentateurs. Ainsi BERETTA et

ROSTAGNI [B2] trouvent $W = 3,33 \cdot 10^{-11}$, WISER et KRUMBEIN [W3] 1,8 à $5 \cdot 10^{-11}$, ORIENT [O1] 1,92 à $2,06 \cdot 10^{-11}$.

Nous pouvons calculer maintenant la pente du plateau due à cet effet. Pour cela il suffit de calculer N' à partir de l'équation (42). Avec $n = 100$ on obtient les valeurs du tableau XI.

Tableau XI

∅ 0,10 mm				∅ 0,20 mm			
V 1200	q^* [cb]	$6,4 \cdot 10^{-10}$	N' 114	V 1350	q^* [cb]	$5,9 \cdot 10^{-10}$	N' 113
1300		$11,7 \cdot 10^{-10}$	130,0	1450		$14,2 \cdot 10^{-10}$	138,5
1400		$15,0 \cdot 10^{-10}$	141,8	1500		$16,6 \cdot 10^{-10}$	148,0
1500		$18,1 \cdot 10^{-10}$	155	1600		$19,8 \cdot 10^{-10}$	163,5
1600		$21,0 \cdot 10^{-10}$	170,0	1650		$21,3 \cdot 10^{-10}$	171,6
1700		$23,8 \cdot 10^{-10}$	187,5	1700		$22,9 \cdot 10^{-10}$	181,3

Entre 1300 et 1600 V la pente du plateau ressort à 8,9% pour $2a = 0,10$ et entre 1450 et 1650 V de 10,6% pour $2a = 0,20$ mm. Ces valeurs sont en contradiction flagrante avec l'expérience: pour le diamètre d'anode de 0,20 mm, nous avons obtenu une pente de 2,4% (irradiation homogène, $R \gg R_{th}$) quatre fois plus faible, et nous avons montré [K1] qu'une pente encore beaucoup plus faible pouvait être obtenue en corrigeant les effets de bord.

Le facteur W doit être au moins un ordre de grandeur plus petit que $3 \cdot 10^{-11}$.

Il apparaît ainsi que les théories examinées ne fournissent pas des solutions quantitatives valables. Il faut donc admettre – soit que les théories examinées doivent être corrigées pour l'influence de paramètres dont on n'a pas tenu compte, par exemple que l'effet KORFF et PRESENT dépend de façon sensible de l'énergie d'impact des ions à la cathode, – soit que d'autres processus, tout à fait différents, jouent un rôle. Dans cette dernière direction, nous analyserons encore brièvement deux expériences aux § 12 et 13.

Il est intéressant d'examiner encore quelques résultats d'autres expérimentateurs. FENTON et FULLER [F1] ont trouvé que le taux des impulsions parasites, à charge par impulsion constante, diminuait constamment lorsqu'on augmentait le diamètre de l'anode de 0,05 à 0,20 mm, et qu'il était pratiquement nul pour cette valeur. En choisissant une valeur $q^* = 15 \cdot 10^{-10}$ Coulomb (correspondant à une valeur m environ égale à 1, comme dans leur expérience), nous trouvons pour les diamètres d'anodes 0,1 à 0,3 mm les valeurs de temps mort suivants: 120, 175, 211, 231, et 244 μ sec respectivement. On voit immédiatement que la théorie des atomes métastables d'argon donne une explication qualitative des résultats de FENTON et FULLER.

La mesure de la distribution temporelle des impulsions parasites par PUTMAN [P1] montre que ces impulsions arrivent dès la fin du temps mort et non au temps de recouvrement. PUTMAN explique cet effet par la dispersion dans le temps d'arrivée des

ions à la cathode. Il semble bien plus probable que ce soit à cause de la désintégration des états métastables.

Les mesures de COLLINSON *et al.* [C3], sur un autre mélange gazeux il est vrai, confirment ce point de vue.

12. Le déclenchement d'impulsions géantes

Pour les tensions élevées et spécialement pour les compteurs dont le diamètre d'anode est grand, un certain nombre d'impulsions anormalement grandes sont produites dans le compteur. Ces impulsions géantes avaient déjà été observées dans le cas où l'irradiation avait lieu avec des particules α [H2] et dans celui également où les impulsions étaient déclenchées par des rayons β , le gaz de remplissage étant constitué par une vapeur polyatomique pure [F2].

Le taux des impulsions géantes a été mesuré en fonction de la tension et du diamètre de l'anode. Les résultats sont donnés en % du taux des impulsions normales dans la Figure 10.

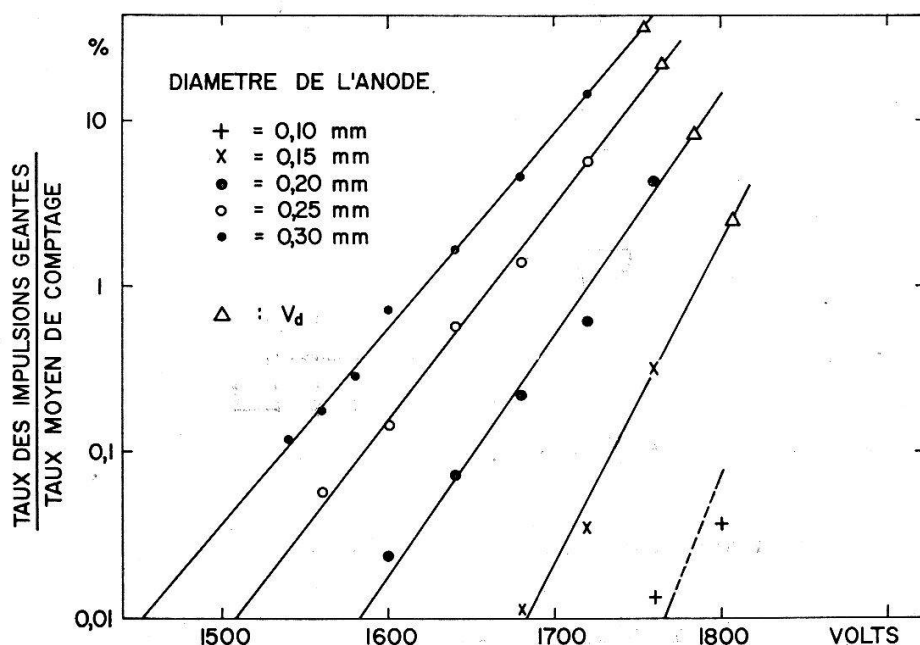


Fig. 10

Taux relatif des impulsions géantes

L'observation de ces impulsions à l'oscillographe montre qu'elles sont suivies par un certain nombre d'impulsions parasites d'amplitude plus petite que normal. Le nombre de ces impulsions parasites est variable, il est d'environ 3. Cet effet apporte une contribution non négligeable à l'augmentation rapide du taux de comptage à la fin du palier lorsque le diamètre de l'anode est supérieur à 0,2 mm. Ainsi pour $2a = 0,3$ mm, le taux des impulsions géantes est de 36% à V_d . Si chacune de ces impulsions est suivie de 3 impulsions parasites en moyenne, cet effet expliquerait à lui seul le dédoublement du taux de comptage à V_d . La valeur de V_d que nous avons utilisée pour vérifier la validité de l'équation (44a) était donc trop petite pour les grandes valeurs de a , le dédoublement du taux de comptage n'étant pas dû à l'effet examiné. La correction à

apporter modifierait les valeurs de A (tableau IX) dans le bon sens: elle tendrait à les égaliser.

La figure 11 donne la reproduction d'oscillogrammes caractéristiques. Pour comparaison une impulsion normale est photographiée dans le coin supérieur droit des deux oscillogrammes inférieurs. Les trois oscillogrammes ont été pris avec le diamètre d'anode 0,2 mm et 1680 V (remplissage I). La sensibilité était de 20 V/cm en ordonnée et le balayage de 100 μ sec/cm en abscisse.

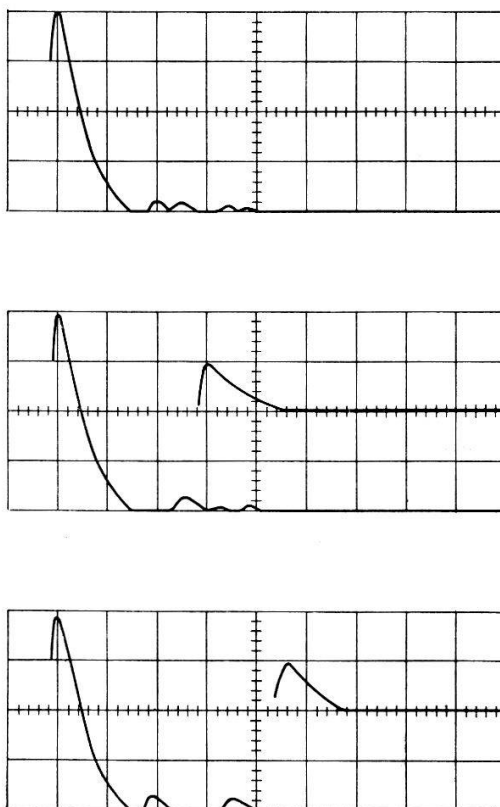


Fig. 11

Oscillogrammes d'impulsions géantes suivies d'impulsions parasites

13. L'influence de la résistance de charge

Nous avons mesuré le taux de comptage en fonction de la tension en utilisant des résistances de charge différentes à l'anode du compteur. Nous avons toujours réglé le discriminateur de façon à ce que la tension de seuil (nous entendons ici la tension à partir de laquelle des impulsions commencent à être enregistrées sur l'échelle de comptage) reste constante.

Nous avons constaté:

1) qu'en dessous du plateau, dans le plateau et encore un peu au-dessus, le taux de comptage était indépendant de la grandeur de la résistance de charge, que nous avons variée de 10 $K\Omega$ à 3,3 $M\Omega$.

2) qu'à la fin du palier, dans le domaine où le taux de comptage est quelques dizaines de % plus élevé qu'au milieu du plateau, le taux de comptage dépend de la résistance de charge. Il en dépend d'autant plus fortement que l'on s'approche de la fin du palier et que le compteur est plus usagé.

Afin d'illustrer ceci, nous avons reporté dans la figure 12 la moyenne des taux de comptage mesurés en fonction de la résistance de charge pour plusieurs tensions du compteur où $2a = 0,20$ mm (remplissage III). Les tensions étaient: 1280 V (en dessous du plateau), 1400 et 1560 (dans le plateau et à sa limite supérieure), 1620 et 1680 (en dessus du plateau). Seules les mesures à 1680 Volts montrent une dépendance de la résistance de charge.

La grandeur de la résistance de charge a donc une influence certaine mais non décisive sur le comportement du compteur.

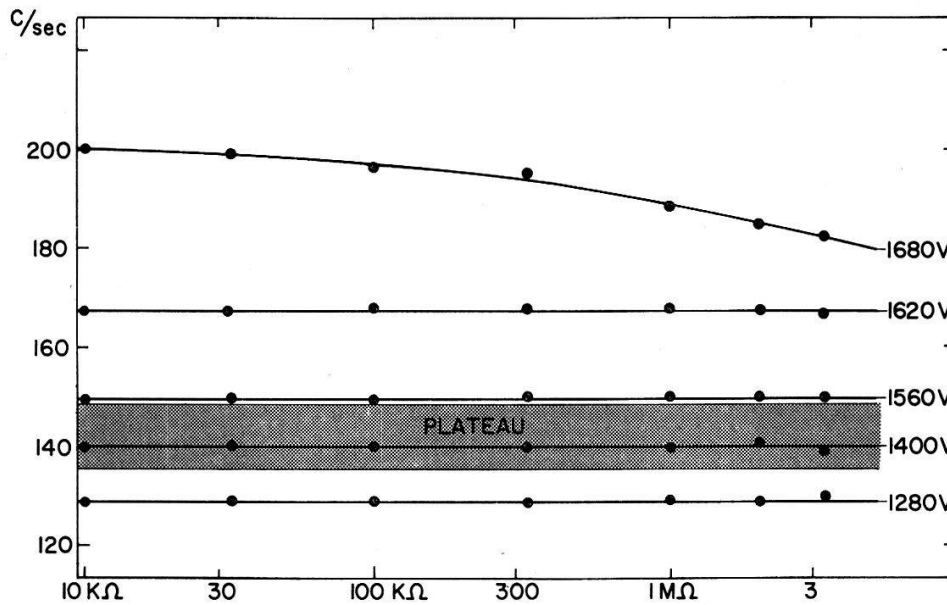


Fig. 12

Influence de la résistance de charge sur le taux de comptage

14. Conclusions

L'étude de la tension de seuil V_s a montré que l'équation de WILKINSON (8a) était valable. Ceci est à interpréter comme une confirmation des hypothèses émises lors de la dérivation de l'équation, en particulier que ε est une constante et que κ est également constant dans des champs électriques n'exédant pas environ 350 V/cm. La nonconstance des valeurs trouvées pour κ dans le domaine Geiger est due à leur diminution effective au-dessus du seuil pour les plus petits diamètres d'anode; l'inexactitude de la théorie contribue peut-être aussi à ce résultat.

La valeur moyenne de κ déterminée à partir des mesures dans le domaine Geiger avec les trois plus grands diamètres d'anode, c.-à-d. $(1,9 \pm 0,1) 10^{-2} V^{-1}$, est égale à celle obtenue à partir de l'étude du domaine proportionnel. On en déduit une valeur de ε de $(1,9 \pm 1) 10^{-6}$. La source principale d'erreur provient de l'inexactitude de la valeur de \bar{n} , le nombre d'électrons primaires.

La mesure de la charge par impulsion dans le domaine Geiger montre que la cassure expliquée par WILKINSON a lieu effectivement pour $q = Q$. L'expérience donne un rapport de pentes en dessus et en dessous de V_B de $0,40 \pm 0,03$ alors que la valeur théorique est 0,47. Le désaccord n'est pas trop grand si l'on considère les approximations faites dans la théorie.

L'étude du temps mort montre que les diamètres d'anode de 0,15 à 0,20 mm jouissent de propriétés optimales. Il est intéressant de remarquer que c'était précisément pour un diamètre équivalent que l'on avait trouvé la pente du plateau la plus faible [K1].

De l'examen du taux de comptage à la fin du palier il ressort que la théorie de KORFF et PRESENT ne peut pas expliquer les résultats expérimentaux, bien que cela paraisse être le cas à première vue: si le coefficient W trouvé est bien indépendant du diamètre de l'anode, sa valeur devrait avoir pour conséquence une pente du plateau de l'ordre de 10% par 100 Volts, ce qui est en complet désaccord avec l'expérience. Il faut admettre que W est au moins un ordre de grandeur plus petit que ce que l'on admet généralement et que cet effet ne joue dans ces conditions qu'un rôle secondaire.

Les impulsions parasites qui suivent l'apparition d'impulsions géantes contribuent de façon non négligeable à l'augmentation du taux de comptage à la fin du palier pour les diamètres d'anode de 0,2 mm et plus. Cet effet dépend fortement de a de sorte qu'il n'a pas été possible d'isoler la contribution due à la désintégration des atomes métastables d'argon. L'examen de travaux dûs à d'autres expérimentateurs indique cependant l'existence de ce dernier effet.

Nous exprimons nos remerciements au Dr. W. LINDT pour les intéressantes discussions que nous avons eues avec lui et au Professeur O. HUBER pour l'intérêt qu'il a porté à notre travail.

Nous avons bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse que nous tenons également à remercier.

Références

- [B1] D. BLANC, Détecteur de particules, Masson 1959.
- [B2] E. BERETTA et A. ROSTAGNI, *Nuovo Cimento* 6, 391 (1949).
- [C1] CRAGGS and JAFFE, *Phys. Rev.* 72, 784 (1947).
- [C2] L. COLLI, *Phys. Rev.* 95, 892 (1954).
- [C3] A. J. L. COLLINSON, J. C. DEMETSOPOULLOS, J. M. ZARZYCKI, *Proc. Phys. Soc.* 78, 785 (1961).
- [D1] W. DIETHORN, A Methane Proportional counter System for Radiocarbon Measurements NYO 6629 (1956).
- [D2] VAN DUUREN and SIZOO, *Appl. Sci. Res.* B7, 379 (1959).
- [F1] A. FENTON and E. W. FULLER, *Proc. Phys. Soc.* 62, 32 (1949).
- [F2] FÜNFER und NEUERT, *Z. f. Phys.* 128, 530 (1950). *Z. Angew. Phys.* 2, 241 (1950).
- [H1] HUSTER und ZIEGLER, *Zeitschrift f. Phys.* 146, 281 (1956).
- [H2] P. HUBER, BALDINGER, HUNZIKER, *Helv. phys. Acta* 20, 525 (1947).
- [K1] J. KERN et O. HUBER, *Helv. phys. Acta* 33, 27 (1960).
- [K2] J. KERN et O. HUBER, *Helv. phys. Acta* 32, 332 (1959).
- [K3] J. KERN, *Nucl. Instr. and Meth.* 13, 50 (1961).
- [K4] S. A. KORFF and R. D. PRESENT, *Phys. Rev.* 65, 274 (1944).
- [K5] R. W. KISER, *Appl. Sci. Res.* B8, 183 (1960).
- [K6] A. KRUIHOF and F. M. PENNING, *Physica* 3, 515 (1936).
- [L1] K. H. LAUTERJUNG und O. VATER, *Zeitschrift f. Naturf.* 14a, 805 (1959).
- [M1] MEUNIER, BONPAS, LEGRAND, *Journal de Physique et Radium* 14, 630 (1953).
- [O1] O. J. ORIENT, *Nucl. Instr. and Meth.* 6, 309 (1960).
- [P1] J. L. PUTMAN, *Proc. Phys. Soc.* 61, 312 (1948).
- [S1] W. D. B. SPATZ, *Phys. Rev.* 64, 236 (1943).
- [S2] C. D. STORRS and R. W. KISER, *Appl. Sci. Res.* B8, 387 (1960).
- [W1] D. H. WILKINSON, *Phys. Rev.* 74, 1417 (1948).
- [W2] D. H. WILKINSON, *Ionization chambers and counters*, Cambridge 1950.
- [W3] H. L. WISER and A. D. KRUMBEIN, *Phys. Rev.* 98, 303 (1955).