

ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES A ÉTINCELLES A ÉCHANTILLONNAGE

par G. METZGER, F. SCHMITT, J. GRESSER, M. RIEDINGER, G. SUTTER

Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg

(Reçu le 25 juillet, révisé le 4 mars et 25 mai 1970)

Résumé. — Le fonctionnement des chambres à étincelles à échantillonnage est analysé par le calcul de l'efficacité en fonction de la tension et du délai et par le calcul du temps de formation de l'étincelle.

Dans la limite des hypothèses de base, l'accord entre les valeurs expérimentales et calculées est bon.

Abstract. — By use of the theory of the spark formation of Raether the efficiency versus high voltage and delay and the spark formation time of sampling spark chambers have been calculated. The comparison with the experimental results is good within the limits of the basic hypothesis.

1. Introduction. — Les chambres à étincelles à échantillonnage sont intensivement utilisées depuis une dizaine d'années dans les expériences de physique des particules.

Cependant très peu d'auteurs [1] [2] [3] [4] [5] se sont intéressés à l'analyse du fonctionnement des chambres en vue de la déduction de relations utilisables pour la prévision des caractéristiques. Il faut remarquer néanmoins Maurel [4] qui donne une théorie de l'efficacité en fonction du délai dont les résultats sont bien vérifiés par l'expérience ainsi que le calcul du temps de formation effectué par Fischer et Zorn [5]. L'étude de l'efficacité en fonction de la tension reste par contre au stade où l'avait menée Bella et Franzinetti [1].

Notre propos est de reprendre ces divers calculs en les basant sur le mécanisme de formation de l'étincelle dit « streamer mechanism » de Loeb, Meek et Raether [6], [7], [8] d'où nous tirons les trois éléments de base de notre calcul de l'efficacité :

— Il existe un stade critique, qui, étant atteint, nous donne avec certitude une étincelle.

— Ce stade critique peut se caractériser par un nombre donné de porteurs.

— Dans le cas des chambres à étincelles il y a distribution de l'ionisation primaire le long de la trajectoire. Chaque électron primaire démarrant une avalanche, il est nécessaire de tenir compte de l'interaction exercée par ces avalanches. Cette dernière remarque est fondamentale en ce sens qu'elle détermine la difficulté d'établissement d'un calcul dans le cas des chambres à étincelles.

2. Calcul de l'efficacité en fonction de la tension ($\eta = f(V)$). — a. PRINCIPE. — Nous considérons l'efficacité unitaire des chambres à étincelles donnée par la

$$\eta = \frac{\text{nombre d'étincelles}}{\text{nombre de déclenchements}}$$

Un critère d'alignement est introduit dans le dépouillement des données expérimentales pour rejeter toute étincelle erratique.

En conséquence l'efficacité est la probabilité pour qu'une avalanche au moins, atteigne le stade critique. La formule de Furry-Wisjman [9] [10] permet alors le calcul de l'efficacité en fonction de α (premier coefficient de Townsend). En effet soit $V(n, x)$ la probabilité pour qu'une avalanche démarrée par n_0 électrons atteigne un nombre de porteurs n

$$V(n, x) = \frac{1}{n_0} \exp - \alpha x \left(1 - \frac{1}{n_0} \exp - \alpha x \right)^{n-1}$$

alors l'efficacité est :

$$\begin{aligned} \eta &= \sum_{n=N}^{\infty} V(n, x) \\ &= \left[1 - \frac{1}{n_0} \exp - \alpha x \right]^{N-1} \end{aligned}$$

N = nombre d'électrons dans une avalanche au stade critique.

Comme $N = 10^8$, $N - 1 \simeq 10^8$ et l'efficacité devient

$$\eta \simeq \left[1 - \frac{1}{n_0} \exp - \alpha d \right]^N$$

d = distance interélectrode.

Il reste à introduire l'expression donnant α en fonction de la tension V , ou du champ électrique $E(V/d)$, pour obtenir l'efficacité en fonction de la tension. Aucune relation théorique générale pour $\alpha = f(V)$ et $\alpha = f(E)$ n'existe à l'heure actuelle.

Les courbes de la figure 1 montrent que dans un assez grand domaine des équations du type

$$\alpha = Ap \exp - \frac{Bp}{E}$$

$$\text{Log } \alpha = a + \frac{bV}{pd}$$

expliquent assez bien les résultats expérimentaux.

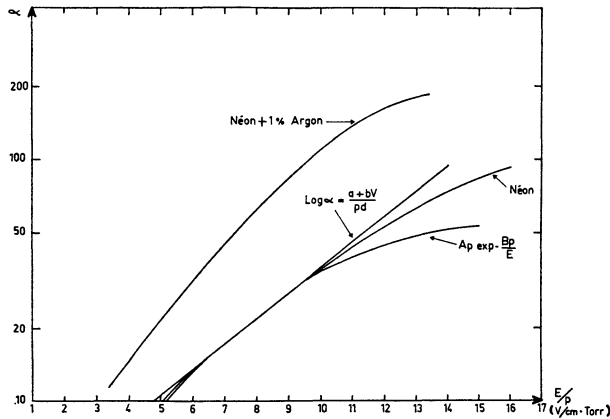


FIG. 1. — Approximations de $\alpha = f(E/p)$.

b. CALCUL. — Les relations précédentes sont basées sur l'existence de n_0 électrons primaires au niveau de la cathode (Fig. 2a), alors que réellement il existe v électrons distribués dans l'entreplaque.

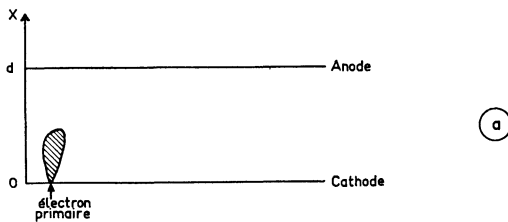


FIG. 2 a. — Définition des équivalences.

En première approximation de l'interaction des avalanches, nous proposons comme Maurel de remplacer la définition précédente de l'efficacité par : l'efficacité est la probabilité pour que le nombre total d'électrons dans l'entreplaque atteigne le nombre critique N .

Ceci posé, la figure 2b montre la répartition des électrons primaires, \bar{v} étant l'ionisation spécifique, et nous constatons que le nombre d'électrons pouvant être créé par les électrons situés près de l'anode est bien inférieur à celui que les électrons primaires situés près de la cathode peuvent engendrer. Les paramètres d_u

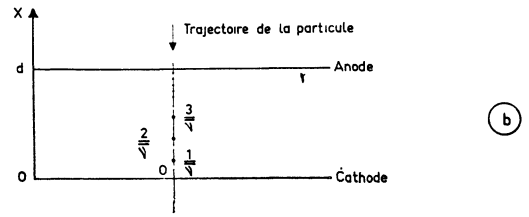


FIG. 2 b.

et n_u traduisent cette remarque. Ils sont définis par les relations :

$$\exp \alpha d_u = 100$$

(100 fois moins d'électrons créés). Soit :

$$d_u = \frac{4,6}{\alpha} \quad \text{et} \quad n_u = \bar{v} d_u.$$

D'autre part, en supposant pour les n_u électrons primaires distribués sur le segment d_u une interaction nulle des avalanches, nous pouvons définir une abs-cisse équivalente x_e par les relations :

$$\bar{N}_{\text{total}} = \exp \alpha \left(d - \frac{1}{\bar{v}} \right) + \exp \alpha \left(d - \frac{2}{\bar{v}} \right) + \dots + \exp \alpha \left(d - \frac{n_u}{\bar{v}} \right)$$

$$= \exp \alpha \left(d - \frac{1}{\bar{v}} \right) \left[\frac{1 - \exp - \frac{\alpha n_u}{\bar{v}}}{1 - \exp - \frac{\alpha}{\bar{v}}} \right]$$

$$= n_u \exp \alpha (d - x_e).$$

Ceci revient à considérer que n_u électrons primaires localisés en x_e font sur la distance $d - x_e$ le même effet que n_u électrons primaires distribués sur d_u (Fig. 2c). En explicitant le calcul, on peut donner la relation approchée :

$$x_e \simeq \frac{1}{\bar{v}} + \frac{1,5}{\alpha}.$$

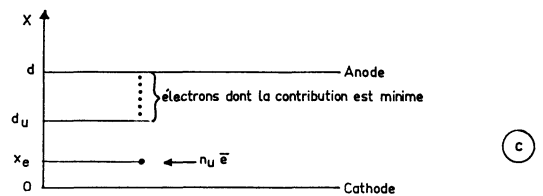


FIG. 2 c.

Compte tenu des résultats du paragraphe a), l'efficacité en fonction de α est alors donnée par :

$$\eta = \left[1 - \frac{\exp - \alpha (d - x_e)}{n_u} \right]^{10^8}.$$

L'efficacité en fonction de la tension s'obtient simplement en explicitant $\alpha = f(E)$ comme en a).

c. CONSÉQUENCES. — L'expression précédente de l'efficacité traduit celle-ci en fonction de α , donc en fonction de la tension, mais également en fonction de la distance interélectrode d , de la pression p par l'intermédiaire de $\alpha = f(p)$ et de $\bar{v} = f(p)$ et de l'ionisation spécifique \bar{v} .

d. DISCUSSION DES HYPOTHÈSES. DOMAINE DE VALIDITÉ. — Les hypothèses principales du calcul précédent sont :

- 1) La théorie de Raether est applicable aux chambres à étincelles.
- 2) Le nombre critique de porteurs est $N = 10^8$.
- 3) La croissance des avalanches est « relativement » indépendante de la présence d'autres avalanches.

D'autres hypothèses, telles que la validité des équations reliant α au champ électrique, la forme de l'impulsion électrique, etc... sont secondaires.

En effet, l'hypothèse [1] semble être exacte ainsi que le prouve le fonctionnement des chambres à « avalanches » et à « streamers ». D'autre part, un calcul d'erreur simple montre que si N varie entre 10^7 et 10^9 l'erreur relative sur la détermination des points d'efficacité 10 % et 90 % n'est que de 5 %.

Par contre, l'hypothèse [3] est fondamentale, et notre modification de la définition de l'efficacité en donne qu'une première approximation.

En conséquence le calcul doit fournir des résultats corrects dans les cas où l'ionisation spécifique \bar{v} est faible et où α atteint la valeur critique pour des champs élevés, et des résultats de plus en plus faux dans les cas où \bar{v} est grand et où α atteint la valeur critique pour des champs faibles entraînant une forte interaction des avalanches.

Il est évident alors que les autres hypothèses sont secondaires, dans la mesure cependant où la durée de l'impulsion de haute tension est suffisante pour permettre le développement de l'étincelle, et que son temps de montée ainsi que son délai sont suffisamment courts pour ne pas observer un déplacement important de la distribution des électrons primaires.

e. APPROXIMATIONS PRATIQUES. — L'utilisation pratique de la relation de l'efficacité en fonction de la tension sous la forme générale :

$$\eta = \left\{ 1 - \frac{1}{n_u} \left[\exp - \left(Ap \exp - \frac{Bpd}{V} \right) (d - x_e) \right] \right\}^{10^8}$$

est cependant longue. Aussi l'approchons-nous par les relations (Fig. 3) :

$$\alpha_0 = \frac{18,52 - \text{Log } n_u}{d - x_e};$$

$$\alpha_1 = \frac{20,72 - \text{Log } n_u}{d - x_e}; S_\alpha = 0,364(d - x_e)$$

$$V_0 = \frac{-Bpd}{\text{Log } \alpha_0 - \text{Log } Ap};$$

$$V_1 = \frac{-Bpd}{\text{Log } \alpha_1 - \text{Log } Ap}; S_v = S_\alpha \cdot \alpha \frac{b}{pd}$$

donnant les points intéressants : α et tension correspondant à une efficacité de 10 % (α_0, V_0) de 90 % (α_1, V_1); pente S_α et S_v de la transition supposée linéaire des courbes $\eta = f(\alpha), \eta = f(V)$.

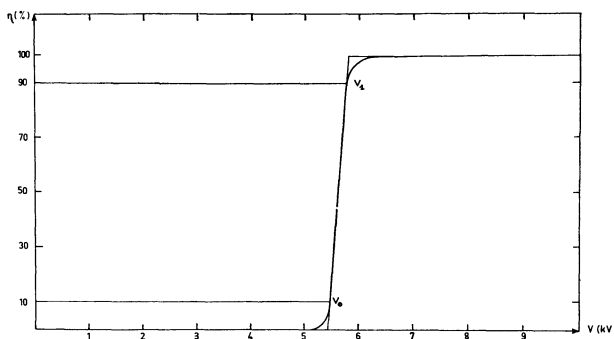


FIG. 3. — Efficacité calculée. Approximations.

f. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. COMPARAISON A LA THÉORIE. — Deux ensembles de chambres à échantillonnage ont été construits. Le premier comporte dix chambres d'entreplaque 1 cm, les plaques épaisses ne permettant le passage qu'à des particules cosmiques. Le deuxième peut être traversé par des électrons (source de ^{90}Sr), les électrodes étant des feuilles minces d'acier inoxydable de 25 μm ou d'Aluminium de 15 μm ; l'entreplaque étant de 5 mm et l'empilement comportant 3 à 5 chambres.

La figure 4 montre les résultats expérimentaux de l'efficacité en fonction de la tension, comparés aux courbes calculées. Nous constatons que dans le cas de l'Hélium (\bar{v} faible et α critique atteint pour un champ moyen), l'accord entre le calcul et l'expérience est correct. Par contre, cet accord est moins bon dans le cas du Néon. En effet, $\bar{v}_{\text{Ne}} = 6 \bar{v}_{\text{He}}$ et α critique est atteint pour un champ faible rendant l'hypothèse [3] invalide.

Dans le cas de l'Argon, l'accord calcul-expérience est retrouvé malgré $\bar{v}_A = 13 \bar{v}_{\text{He}}$, puisque pour ce gaz α critique est atteint pour un champ élevé et par conséquent l'hypothèse [3] reste valide.

Enfin la figure 5 présente nos courbes calculées en variant \bar{v}_A d'un facteur 75 correspondant selon Grieder [11] à l'ionisation spécifique du rayonnement α émis par le ^{210}Po . Les courbes expérimentales de Grieder sont également reproduites. La figure 5 met ainsi en évidence la limite de validité de notre calcul en montrant que l'hypothèse [3] est bien essentielle et que notre approximation est encore insuffisante. Ce cas correspond en effet à \bar{v} très grand (\bar{v}_A pour le $^{210}\text{Po} \simeq 1000 \bar{v}_{\text{He}}$) et la grande valeur du champ pour α critique ne suffit plus à compenser cette grande

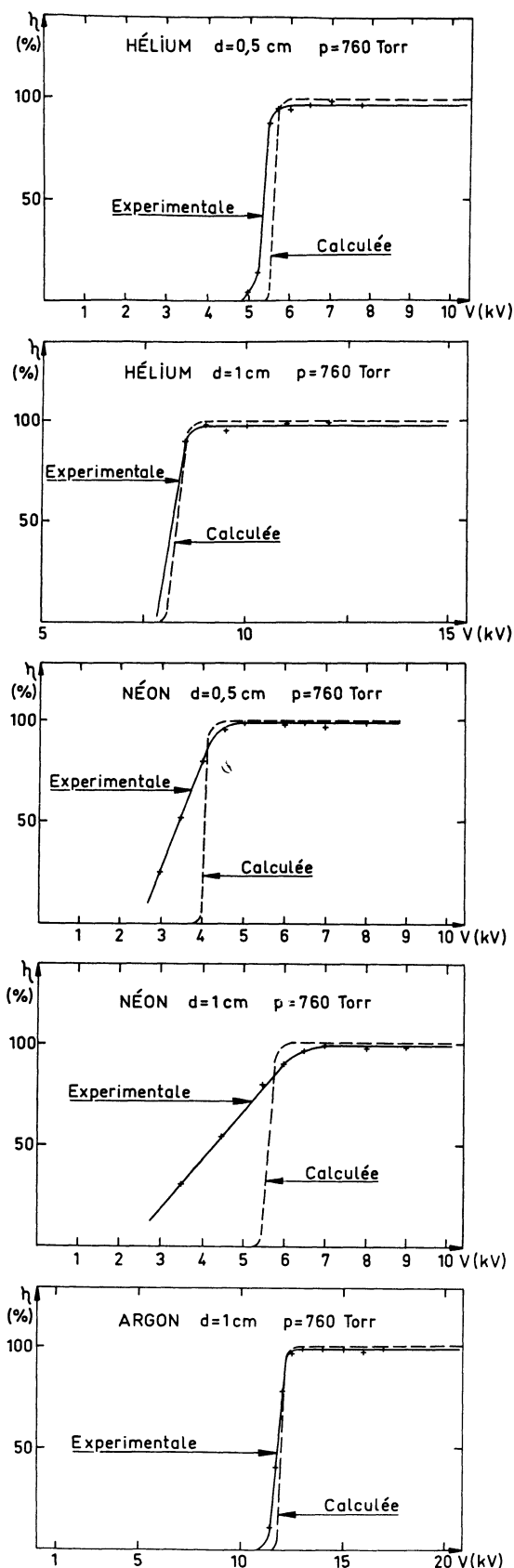


FIG. 4. — Efficacité en fonction de la tension : Résultats expérimentaux et courbes calculées.

ionisation spécifique pour garder l'hypothèse [3] valable. Cependant, il est clair que le calcul donne

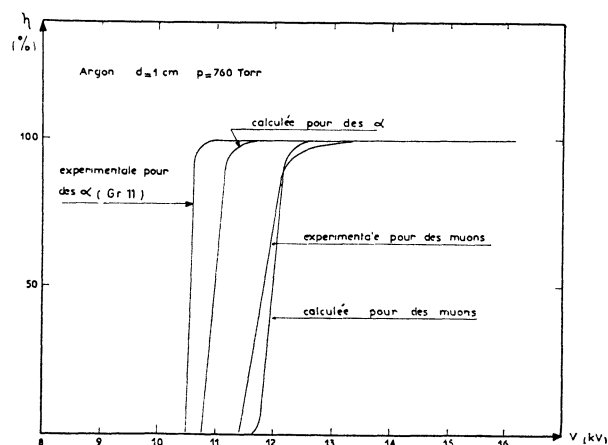


FIG. 5. — Efficacité en fonction de la tension pour 2 valeurs d'ionisation spécifique.

un déplacement minimum des courbes, et permet donc une prévision « pessimiste ».

On peut ainsi remarquer sur la figure 5 la possibilité d'une nouvelle propriété des chambres à échantillonnage : la sélection des particules selon le pouvoir ionisant, l'intérêt de notre calcul étant de permettre une prévision limitée de l'incidence des divers paramètres.

3. Efficacité en fonction du délai. — Le paramètre pratique intéressant des courbes d'efficacité en fonction du délai, est la longueur t_{dp} du palier. Cette longueur se détermine aisément en considérant que l'efficacité reste unité tant qu'une avalanche au moins peut dégénérer en streamer.

Ceci implique la notion de « distance critique » d_c à laquelle doit se trouver un électron primaire au moins.

Il vient : d_c défini par $\exp \alpha \cdot V_D(E) \cdot t = 10^8$

où $\alpha \cdot V_D(E_b) t = d_c$.

Soit

$$t_{dp} = \frac{\text{Log } 10^8}{\alpha \cdot V_D(E_b)}$$

$V_D(E_b)$ est la vitesse de dérive des électrons dans le gaz sous l'effet du champ de balayage E_b .

Ou encore

$$t_{dp} \approx \frac{19}{\alpha \cdot V_D(E_b)}$$

Cette relation est très analogue à l'expression obtenue par Maurel [4] et est bien vérifiée par l'expérience ainsi que le montre le tableau I.

Remarquons que dans le cas des courbes d'efficacité en fonction du délai, les hypothèses du paragraphe précédent sont valables, en particulier celle de l'indépendance de la croissance des avalanches. En effet le champ de balayage déplace les électrons primaires, et, combiné au délai, fait diminuer très for-

tement leur nombre jusqu'à l'amener à une valeur voisine de l'unité.

4. Calcul du temps de formation (τ) de l'étincelle.

— A partir de la notion de distance critique introduite précédemment, le temps de formation est :

$$\tau = \frac{d_c}{\alpha \cdot V_D} + \tau_1$$

où V_D est la vitesse de dérive des électrons sous l'effet du champ électrique de l'impulsion et τ_1 le temps de formation du canal de décharge, le stade du streamer étant atteint.

En introduisant les équivalences définies au paragraphe 2b il vient

$$\tau \simeq \frac{\text{Log } 10^8 - \text{Log } n_u}{\alpha \cdot V_D} + \tau_1.$$

La valeur τ_1 peut être calculée, approximativement par la relation

$$\tau_1 \simeq \frac{d}{10^8}$$

en admettant que la vitesse moyenne d'établissement du canal de décharge soit de 10^8 cm/s [8].

Il vient alors :

$$\tau \simeq \frac{\text{Log } 10^8 - \text{Log } n_u}{\alpha \cdot V_D} + \frac{d}{10^8}.$$

La figure 6 donne les courbes calculées par cette relation ainsi que nos points expérimentaux. Certains relevés de Fischer et Zorn [5] sont également reportés. Il faut signaler que ces auteurs sont les premiers à avoir effectué un calcul du temps de formation de l'étincelle. Leur relation, basée sur l'existence d'un électron unique ne tient pas compte du temps d'établissement du canal de décharge, le stade du streamer étant atteint. Il en résulte dans certains cas (Néon) un désaccord entre la théorie et l'expérience, que notre calcul permet d'éviter.

5. Conclusions. — La théorie de Raether de la formation d'une étincelle conduit donc à des relations permettant de prévoir dans une grande mesure les caractéristiques d'une chambre à étincelles à échantillonnage.

L'introduction de certains paramètres : nombre utile n_u , distance utile d_u , abscisse équivalente x_e , permet de simplifier les expressions théoriques pour obtenir des relations utilisables en pratique. Ceci dans le domaine de validité des hypothèses simplificatrices, en particulier celle de l'indépendance de la croissance des avalanches. Les résultats expérimentaux confirment la plupart des déductions théoriques, en particulier, on peut remarquer que :

- la pureté du gaz de remplissage des chambres est un facteur prédominant pour l'obtention de résultats reproductibles ;
- le calcul des courbes d'efficacité en fonction de la tension $\eta = f(V)$ est valable dans les cas courants (He, A à la pression atmosphérique). Cependant lorsque l'ionisation spécifique augmente (Ne ou cas de particules fortement ionisantes) et lorsque α varie fortement avec la tension la pente calculée de la transition de l'efficacité devient fautive, ceci étant dû à une forte interaction des avalanches. Le seuil

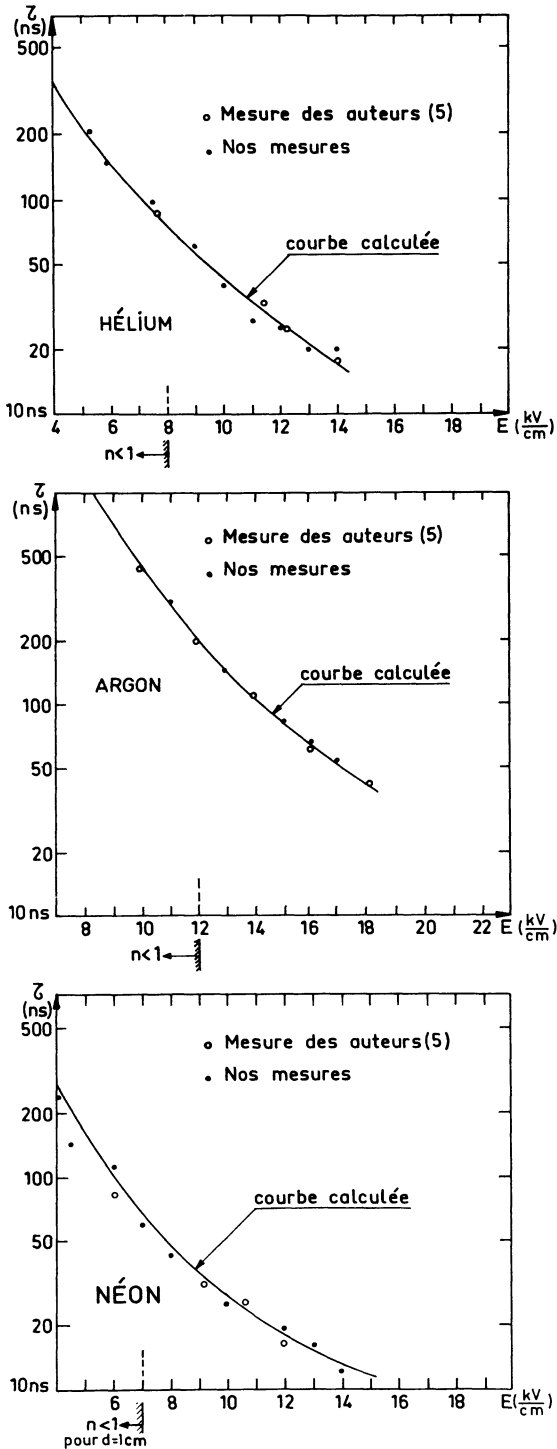


FIG. 6. — Temps de formation de l'étincelle, expérimental et calculé.

d'efficacité 90 % (V_1) donne des résultats quantitatifs dans les cas usuels et des résultats qualitatifs assez corrects dans les autres cas ;

— le calcul de la longueur du palier des courbes d'efficacité en fonction du délai $n = f(t_p)$ est en bon accord avec les résultats expérimentaux, car l'hypothèse de l'indépendance de la croissance des avalanches devient de plus en plus valable en fonction du délai ;

— l'introduction des paramètres n_u et τ_1 permet une prévision correcte du temps de formation de l'étincelle.

De plus, il apparaît la possibilité de discrimination des particules traversant une chambre à étincelles en fonction de leur pouvoir ionisant.

Enfin la théorie de l'efficacité d'une chambre a pu être étendue au calcul de l'efficacité d'un éclateur.

TABLEAU I

Longueurs t_{ap} du palier d'efficacité 100 %, calculées et mesurées

a) NÉON.

$d = 1 \text{ cm}$				
$E_b(V/cm)$	0	10	20	30
t_{ap} Calculé (μs)		2,4	1,4	1
t_{ap} Mesuré (μs)	3	2,6	1,6	1

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

$E_b(V/cm)$	0	20	30	40
t_{ap} Calculé (μs)		1,3	1	0,6
t_{ap} Mesuré (μs)	1,5	1,5	1	0,5

b) HÉLIUM

 $d = 1 \text{ cm}$

$E_b(V/cm)$	0	20	40	80
t_{ap} Calculé (μs)		8	1,2	0,8
t_{ap} Mesuré (μs)	9	8	1,4	1

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

$E_b(V/cm)$	0	30	50
t_{ap} Calculé (μs)		2,8	1,9
t_{ap} Mesuré (μs)	7	2,6	1,6

c) ARGON

 $d = 1 \text{ cm}$

$E_b(V/cm)$	0	10	20	30	$E_b(V/cm)$	0	20	40	80
t_{ap} Calculé (μs)		2,4	1,4	1	t_{ap} Calculé (μs)		1,5	1,5	1,2
t_{ap} Mesuré (μs)	3	2,6	1,6	1	t_{ap} Mesuré (μs)	2	1,5	1,4	1

Bibliographie

- [1] BELLA (F.) et FRANZINETTI (C.), *Nuovo Cimento*, 1953, **10**, 1335, 1338, 1461.
 [2] CRANSHAW (T. E.) et DE BEER (J. F.), *Nuovo Cimento*, 1957, **5**, 110.
 [3] BAYUKOV (Y. D.), *N. I. M.*, 1963, **20**, 198.
 [4] MAUREL (J.), SÉGUR (P.), TRAPP (J. P.) et BLANC (D.), *N. I. M.*, 1966, **42**, 173.
 [5] FISCHER (J.) et ZORN (G. T.), *R. S. I.*, 1961, **32**, 499.
 [6] LOEB (L. B.), « *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases* » New York, 1939.
 [7] MEEK (J. M.) et GRAGGS (J. D.), « *Electrical Breakdown of Gases* » Oxford Un. Press (Clarendon) London, 1953.
 [8] RAETHER (H.), « *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* » London Butterworth, 1964.
 [9] FURRY (W. H.), *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 569.
 [10] WISJMAN (R. A.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 833.
 [11] GRIEDER (P. K. F.), *R. S. I.*, 1966, **37**, 80.