

INSTITUT UNIFIE DE RECHERCHES NUCLEAIRES, DUBNA
Rapport P13 - 5780

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100697

CHAMBRE A TRACES
AVEC MULTIPLICATEUR DES CHARGES
A L'INTERIEUR DES ELECTRODES A COUCHE SENSIBLE

V.I. Nikanorov, A.F. Pisarev et G.I. Selivanov
Dubna 1971

Traduit au CERN par E. Jardon
(Original : russe)
Révisé par N. Mouravieff

(CERN Trans. 71-45)

Genève
Décembre 1971

V.I. Nikanov, A.F. Pisarev, G.I. Selivanov

CHAMBRE A TRACES

AVEC MULTIPLICATEUR DES CHARGES

A L'INTERIEUR DES ELECTRODES A COUCHE SENSIBLE

La multiplication des charges observée sur les films poreux diélectriques ou semi-conducteurs soumis à l'action d'un champ électrique est examinée du point de vue de la possibilité de l'utiliser comme principe de fonctionnement d'une chambre à coordonnées et de compteurs pour l'enregistrement des particules chargées. On étudie également une variante de chambre à traces fondée sur l'utilisation du phénomène de luminescence périphérique des milieux.

Introduction

L'accroissement continu de l'énergie des particules produites dans les accélérateurs accentue de plus en plus le besoin de construire des détecteurs rapides de traces comportant un milieu actif compact: un liquide ou un solide. C'est pourquoi un certain nombre de laboratoires se livre à une recherche intensive de la solution de ce problème.

Ainsi, à ce jour, plusieurs études ont déjà été effectuées /1,2/ avec des compteurs à fils remplis d'argon et de xénon liquéfiés. Elles ont révélé de sérieuses difficultés de principe pour obtenir une multiplication proportionnelle des charges initiales en milieu liquide. Chaque fois, lorsque se forme dans le compteur le champ électrique de forte intensité que nécessite la multiplication des charges, une décharge spontanée se produit dans le liquide. C'est pourquoi les détecteurs à liquide du type étudié n'ont toujours pas donné le moindre résultat satisfaisant.

Il semble donc pertinent d'examiner également d'autres moyens de construire des détecteurs de traces qui renfermeraient un milieu condensé. On a déjà étudié, dans l'ouvrage /3/x/ quelques-unes des nouvelles propositions formulées à ce sujet. Nous nous proposons de poursuivre ici cet examen et d'analyser la nouvelle possibilité d'enregistrer les traces des particules à l'aide d'électrodes à couche sensible à l'intérieur desquelles peut être provoquée la multiplication - par collision - des charges initiales créées par le passage des particules.

x/ dans la formule (6) de l'ouvrage /3/, on a omis le signe moins du terme $(R^2 - r_c^2)/r^2$.

Multiplication des charges sur les films poreux diélectriques
ou semi-conducteurs

On a remarqué depuis longtemps (cf/4,5/) que les films minces poreux, diélectriques ou semi-conducteurs, utilisés dans les dispositifs électroniques "fonctionnant par bombardement", intensifient considérablement l'émission secondaire d'électrons lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique intense. Les auteurs des travaux /4,5/ ont émis l'hypothèse que dans un film poreux, tout comme dans un gaz, l'action d'un champ intense provoque une décharge de Townsend. De nombreuses études ultérieures portant sur ce problème (cf, par exemple /6-14/) ont pleinement confirmé cette opinion. Du point de vue expérimental, ce phénomène consiste en ceci: si on irradie un film poreux, fait par exemple de MgO et d'une épaisseur de quelques microns, avec des électrons de quelques KeV, on obtient alors, sous vide, une émission secondaire d'électrons à partir de la surface opposée du film. En l'absence de champ, le coefficient d'émission d'électrons n'excède pas 10-20. Si l'on applique au film un champ électrique de 10^5 - 10^6 V/cm, le coefficient d'émission secondaire s'élève soudain et atteint, pour des films de 1-2 microns, des grandeurs de l'ordre 10^3 - 10^4 . Le coefficient de multiplication des électrons à l'intérieur du film s'accroît aussi pratiquement dans la même proportion. Le coefficient d'amplification interne des électrons secondaires, égal à 10^3 - 10^4 , correspond au premier coefficient de Townsend: $\alpha \approx 4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Cette grandeur permet aisément de calculer le coefficient global de multiplication des électrons initiaux dans un film d'épaisseur arbitraire δ en utilisant la loi exponentielle bien connue du développement de l'avalanche

$$N / N_0 = \exp (\alpha \delta), \quad (1)$$

Ici, N_0 représente le nombre d'électrons initiaux dans la trace de la particule, et N le nombre d'électrons de

l'avalanche qui a traversé toute l'épaisseur du film. Pour le problème considéré, la relation (1) est approximative car la distribution des électrons initiaux est uniforme dans la trace de la particule, et leurs parcours dans l'avalanche, égaux à la distance entre l'électrode positive et le lieu d'apparition de l'électron dans la trace, sont différents; néanmoins, ainsi que le montrent les travaux sus-mentionnés, la relation (1) donne correctement l'ordre de grandeur de l'amplification moyenne des électrons dans le film. Une classe importante de substances à l'état friable a déjà été étudiée. On peut observer dans les pores des couches de ces substances une amplification interne des avalanches électroniques. Il s'agit surtout des substances MgO, BaO, KCl, NaCl, Al₂O₃, Cu, Be et Cs déposées sur des supports conducteurs en couches friables dont la densité atteint 1 à 5% de celle des monocristaux. Les investigations ont porté sur des supports en aluminium, cuivre, nickel et divers autres conducteurs, et aucune n'a permis de constater une influence notable de la matière du support sur la formation des avalanches d'électrons dans la couche poreuse.

L'ensemble des études effectuées /4-16/ a permis de concevoir plus précisément les phénomènes sur lesquels se fonde le processus de multiplication des charges dans un diélectrique ou un semi-conducteur poreux sous l'action d'un champ de haute tension. On considère que ce processus s'appuie sur plusieurs phénomènes. Le premier d'entre eux - et l'essentiel - est la multiplication des électrons qui se produit directement dans les pores du film diélectrique comme dans un multiplicateur micro-électronique à dynode, fonctionnant par bombardement. Sous l'action du champ électrique, les électrons subissent une accélération dans les pores et provoquent une émission secondaire sur les parois des pores et dans les couches intermédiaires. Cette notion permet de concilier parfaitement la théorie et les données de l'expérience. En effet, les électrons dans les pores accumulent une énergie $W = E \lambda$. Ici, E représente le champ dans les pores qui est égal à $[\frac{3\epsilon}{2(\epsilon + 1)}] E_0$; E_0 est le champ moyen

dans le film, égal à u/δ ; u est la tension extérieure; δ , l'épaisseur du film et ϵ , sa constante diélectrique - λ est la taille moyenne des pores. Lorsque $\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ cm, $\delta = 2$ microns, $\epsilon = 6$ et $u \approx 100$ v, (conditions expérimentales typiques pour obtenir une multiplication d'électrons dans les pores) on aura: $W \approx 14$ ev. Une telle énergie suffit parfaitement à ioniser les atomes des niveaux d'impureté et des niveaux superficiels, ainsi que les atomes de la zone de valence, et à former, en fin de compte, des avalanches d'électrons. Si les pores contiennent du gaz, celui-ci peut aussi apporter une contribution déterminée au courant de décharge.

Une contribution supplémentaire notable à l'avalanche d'électrons en cas d'utilisation de films semi-conducteurs de porosité moyenne est aussi apportée par le "mécanisme" de Ryvkine /15,16/, fondé sur l'amplification du courant "traversant" sous l'effet d'une redistribution temporaire des charges primaires formées dans les traces des particules. Dans ce cas, le coefficient d'amplification du courant est déterminé par la relation γ/t et peut atteindre une valeur de 10^4 ; γ étant la durée de vie des porteurs déséquilibrés de courant dans le semi-conducteur et t le temps nécessaire aux électrons pour traverser l'épaisseur du film.

Comme nous l'avons déjà remarqué, la formule de Townsend (1) décrit l'effet global de multiplication des électrons dans les films poreux.

Chambre à coordonnées

Il est clair que la multiplication des électrons en avalanche dans les films peut être utilisée pour enregistrer les traces de particules. En principe, on peut choisir entre deux possibilités: soit enregistrer directement le courant primaire amplifié dans le film, soit exploiter le fait qu'une partie des électrons multipliés passe du film dans le milieu ambiant, dont l'excitation progressive aboutit à la luminescence.

Examinons la première possibilité: nous estimons que la solution la plus efficace consiste à utiliser une électrode de construction spéciale représentée sur la figure ci-après. Le support conducteur, les couches poreuses et les bandes conductrices peuvent être réalisés en épaisseurs ne dépassant pas quelques dizaines de microns, ce qui permet d'obtenir, au besoin, des électrodes flexibles.

On peut recouvrir les électrodes, en surface, d'un film protecteur contre l'humidité et l'acidité. Cette technique se trouve, à l'heure actuelle, tout à fait au point (cf., par exemple, /6-9, 12, 13/). Un système composé de plusieurs électrodes mixtes de ce type formera une chambre à traces.

Une électrode isolée fonctionne selon le principe suivant: une particule qui passe dans l'électrode traverse le support, les couches poreuses et les bandes conductrices. Comme il ressort de la figure en regard, ces dernières forment une grille de coordonnées $x-y$; les électrons engendrés par cette particule dans la couche poreuse se multiplient sous l'action du champ et arrivent sur les bandes conductrices correspondantes en y produisant des impulsions. Avec un champ extérieur donné, l'amplitude de ces impulsions sera proportionnelle à la densité initiale des électrons dans les traces de particules. Le coefficient d'amplification des électrons dans un film d'une épaisseur de 10 microns peut, ainsi

qu'il découle de la formule (1), atteindre une valeur de 10^7-10^8 .

En se fondant sur la physique de la multiplication en avalanche des électrons, on peut s'attendre que la capacité d'ionisation des particules dans la chambre considérée soit résolue avec une précision à peu près identique à celle des chambres proportionnelles à gaz. La résolution spatiale des coordonnées des traces de particules dépendra de l'épaisseur totale de l'électrode et de la largeur des bandes conductrices, et pourra atteindre quelques dizaines de microns; la chambre peut fonctionner soit en régime d'impulsion, soit en régime de sensibilité permanente. Dans le premier cas, c'est essentiellement la durée de vie des porteurs déséquilibrés de courant dans la couche poreuse qui déterminera la durée de mémoire de la chambre, qui s'établit à $\sim 10^{-6}-10^{-7}$ secondes. En régime de sensibilité continue, le temps de résolution sera égal à celui du passage de l'avalanche électronique à travers l'épaisseur de la couche, et atteindra quelques nanosecondes. Cette chambre a le grand avantage de pouvoir être remplie de n'importe quel milieu: gaz, liquide ou solide.

Il convient de souligner ici que, en se fondant sur le principe examiné de multiplication des électrons, on peut réaliser un compteur de particules séparé, composé d'un fil mince, d'une couche friable et d'un film conducteur. Un tel compteur possèdera les mêmes caractéristiques que la chambre à coordonnées que nous avons étudiée. En outre, si le film conducteur est fait de matière transparente, le compteur (et, de même, la chambre) pourra compter également les photons pénétrant dans le compteur de l'extérieur ou du revêtement transparent, où ils peuvent surgir d'une recombinaison des charges recueillies. Après avoir traversé l'électrode transparente, les photons forment, dans les micropores de la couche friable, des photo-électrons qui se multiplient sur place.

Chambre à traces utilisant le
phénomène de luminescence périphérique

Examinons la seconde possibilité, liée à l'excitation d'une luminescence du milieu ambiant par les électrons sortant du film.

Les travaux /6,10,17/ ont établi que lorsque dans un système à trois couches comportant un support métallique, un diélectrique poreux et un film conducteur extrêmement mince, on applique un champ à la couche diélectrique et que l'on irradie le système avec des particules rapides, il s'y produit une amplification interne des électrons qui donne lieu à une émission intense de ceux-ci dans l'espace extérieur. Si l'on utilise dans ce système une fine grille conductrice au lieu d'un film métallique /10,17/, on obtient un résultat analogue. La quantité d'électrons émis dans le milieu ambiant dépend de l'énergie des particules primaires et de l'intensité du champ appliqué à la couche poreuse du diélectrique. Si le champ est intense, le flux d'électrons émis devient si fort qu'il peut entraîner une destruction locale de la couche superficielle. Par conséquent, si l'on place à côté d'une électrode à couche sensible une électrode qui capte les électrons sortants, et si l'espace entre ces deux électrodes est rempli d'un milieu scintillant, alors le flux électronique y produira une luminescence. Celle-ci sera favorisée tant par la densité accrue des électrons que libère l'électrode, que par leur énergie relativement élevée (de 40-50 ev/6,9,11/). C'est pourquoi dans une chambre comportant plusieurs électrodes, la trace d'une particule se manifestera sous la forme d'un ensemble de lueurs ponctuelles, analogues à celles que l'on observe dans les chambres à étincelles. On peut montrer que la chambre en question possèdera un faible temps de résolution (de 10^{-6} - 10^{-7} secondes) et une résolution spatiale certainement aussi bonne que celle des chambres à étincelles.

De même que lorsqu'il s'agit d'une chambre à coordonnées, les électrodes d'une chambre à luminescence peuvent être assez minces. Pour les couches et les grilles conductrices, on peut utiliser pratiquement toute matière conductrice. Pour la préparation des films poreux, on utilisera de préférence MgO, BaO et les autres substances énumérées dans la section précédente.

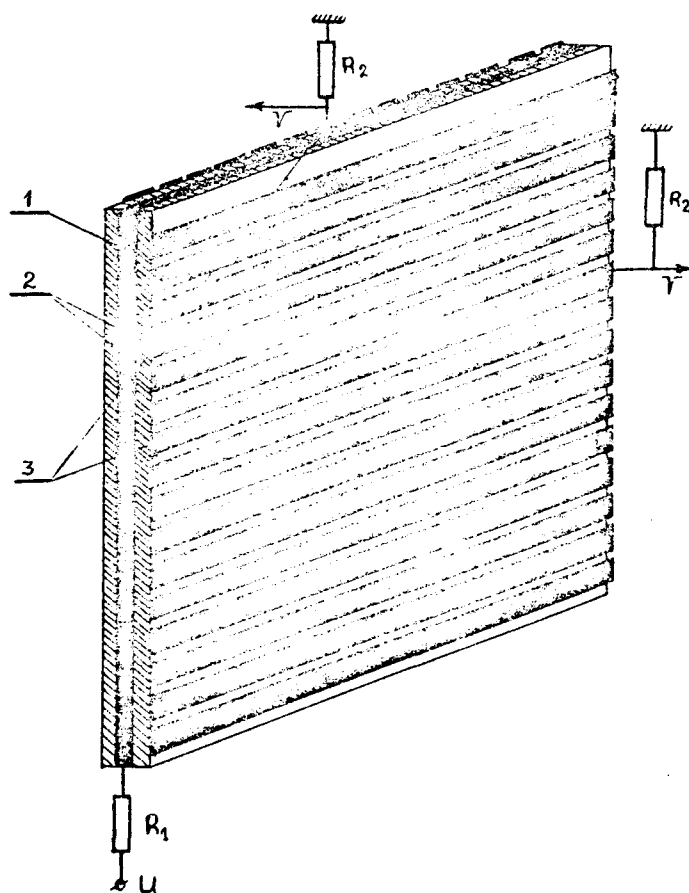
En conclusion, nous pensons qu'il est de notre devoir d'exprimer ici notre reconnaissance envers messieurs B.M. Pontecorvo et L.M. Soroko pour avoir fructueusement discuté les questions qui font l'objet du présent ouvrage.

B i b l i o g r a p h i e

1. S.E. Derenzo, R.A. Muller, R.G. Smits, L.W. Alvarez. Preprint UCRL-19254, Berkeley, 1969.
2. S.E. Derenzo, D.B. Smith, R.G. Smits, H. Zaklad, L.W. Alvarez, R.A. Muller. Preprint UCRL-20118, Berkeley, 1970.
3. A.F. Pisarev. Communication de l'IURN, P13-5623, Dubna, 1971.
4. H. Jacobs, J. Freely, F. Brand. Phys. Rev., 88, 492 (1952).
5. F. Brand, H. Jacobs. Phys. Rev., 97, 81 (1955).
6. L.N. Dobretsov, M.V. Gomoyunova. Electronique d'émission. Nauka, M., 1966.
7. B.Ya. Mojzhes. Processus physiques dans une cathode oxydée. Nauka, M., 1968.
8. I.M. Bronshtejn, B.S. Frajman. Emission électronique secondaire, Nauka, M., 1969.
9. N.L. Yasnopol'skij, N.A. Karelina. V.S. Malysheva. PE, 6, 146 (1961);
N.L. Yasnopol'skij, V.S. Malysheva. PE, 7, 1657 (1962);
D.V. Zernov, N.L. Yasnopol'skij. PE, 9, 1903 (1964);
N.L. Yasnopol'skij, N.S. Lozhkina, A.P. Balashova. PE, 11, 2265 (1966);
N.L. Yasnopol'skij, A.M. Balashova. PE, 15, 1329 (1970).
10. M.P. Lorikyan, R.L. Kavalov, N. Trofimchuk. PE, 14, 935 (1969).
11. S.A. Fridrikov, V.N. Ivanov, L.A. Serebrov, A.A. Shevtsov. FTT, 6, 236 (1964);
S.A. Fridrikov, A.V. Ivanov. PE, 14, 566 (1969).
12. L.A. Serebrov, S.A. Fridrikov. FTT, 6, 1702 (1964).
13. T. Rajkhel, V. Yaresch. PE, 11, 1832 (1966).
14. Yu.K. Rakhmetov. PE, 14, 1131 (1969).
15. S.M. Ryvkin. ZhTF, 26, 2667 (1956).
16. B.M. Golovin, B.P. Osipenko, A.I. Sidorov. PTE, N° 6, 5 (1968).
17. H. Mahl. Z. Phys., 38, 985 (1937).

Reçu pour édition le
10 mai 1971.

Schéma :



Structure de l'électrode d'une chambre proportionnelle à coordonnées.
1 - support conducteur, 2 - couches poreuses diélectriques ou semi-conductrices, 3 - bandes conductrices, u - tension extérieure, R_1 - résistance de limitation, R_2 - résistance de charge.