



HAL
open science

Recombinaison colonne entre ions positifs et électrons dans l'azote

Pierre Marin, Bang Vo-Xuan

► **To cite this version:**

Pierre Marin, Bang Vo-Xuan. Recombinaison colonne entre ions positifs et électrons dans l'azote. *Journal de Physique et le Radium*, 1959, 20 (2-3), pp.444-446. 10.1051/jphysrad:01959002002-3044401 . jpa-00236068

HAL Id: jpa-00236068

<https://hal.science/jpa-00236068>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**RECOMBINAISON COLONNE
ENTRE IONS POSITIFS
ET ÉLECTRONS DANS L'AZOTE**

Par Pierre MARIN et Bang VO-XUAN,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Résumé. — On a calculé l'effet de la recombinaison colonne entre ions positifs et électrons sur l'amplitude des signaux produits par une particule lourde chargée, dans une chambre d'ionisation fonctionnant en régime d'impulsions. Ce calcul a été appliqué au cas de la recombinaison colonne observée dans l'azote. Les valeurs du coefficient de recombinaison, en présence

d'un champ électrique et pour des pressions de plusieurs kg/cm^2 , sont très différentes des valeurs mesurées par Biondi et Brown pour des pressions de quelques mm de Hg, sans champ électrique.

I. Calcul de la recombinaison colonne entre électrons et ions positifs. — Le problème de la recombinaison colonne entre ions positifs et ions négatifs lourds a été traité par Jaffé [1]. Il permet la détermination du courant de saturation dans les chambres à ionisation fonctionnant en courant continu. Cependant, dans les chambres à ionisation, à collection électronique, fonctionnant en régime d'impulsions, la recombinaison colonne s'effectue entre ions positifs et électrons. A notre connaissance, ce problème n'a pas encore été traité (voir par exemple H. W. Fulbright [2]). C'est pourquoi nous avons essayé d'étendre le calcul de Jaffé au cas de la recombinaison colonne entre ions positifs et électrons.

On introduit les densités d'ions positifs n^+ et d'électrons n^- . Dans un système de coordonnées cylindriques dont l'axe des z coïncide avec la trace de la particule ionisante, n^+ et n^- vérifient maintenant deux équations différentielles aux dérivées partielles.

1^{er} CAS. — Pas de champ électrique. Les équations sont :

$$\frac{\partial n^\pm}{\partial t} - E^\pm \left(\frac{\partial^2 n^\pm}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n^\pm}{\partial r} \right) - \alpha n^+ n^- \quad (1)$$

où D^+ et D^- sont les coefficients de diffusion des ions positifs et des électrons, et α le coefficient de recombinaison sans champ électrique.

Ces deux équations aux dérivées partielles peuvent être traitées de la même façon que l'équation unique de Jaffé. En particulier, on montre qu'il suffit d'introduire, pour obtenir une solution ayant un sens physique, deux constantes : N_0 qui est l'ionisation spécifique de la particule dans le gaz, et b , le rayon moyen

de la distribution (commune) des charges au temps zéro. On trouve finalement :

$$n^\pm = \frac{N}{\pi(4D^\pm t - b^2)} e^{-r^2/(4D^\pm t + b^2)} \text{ avec}$$

$$N = \frac{N_0}{1 + \frac{\alpha N_0}{8\pi \frac{D^+ + D^-}{2}} \text{Log} \left(1 + 4 \frac{D^+ + D^-}{2} \cdot \frac{t}{b^2} \right)} \quad (2)$$

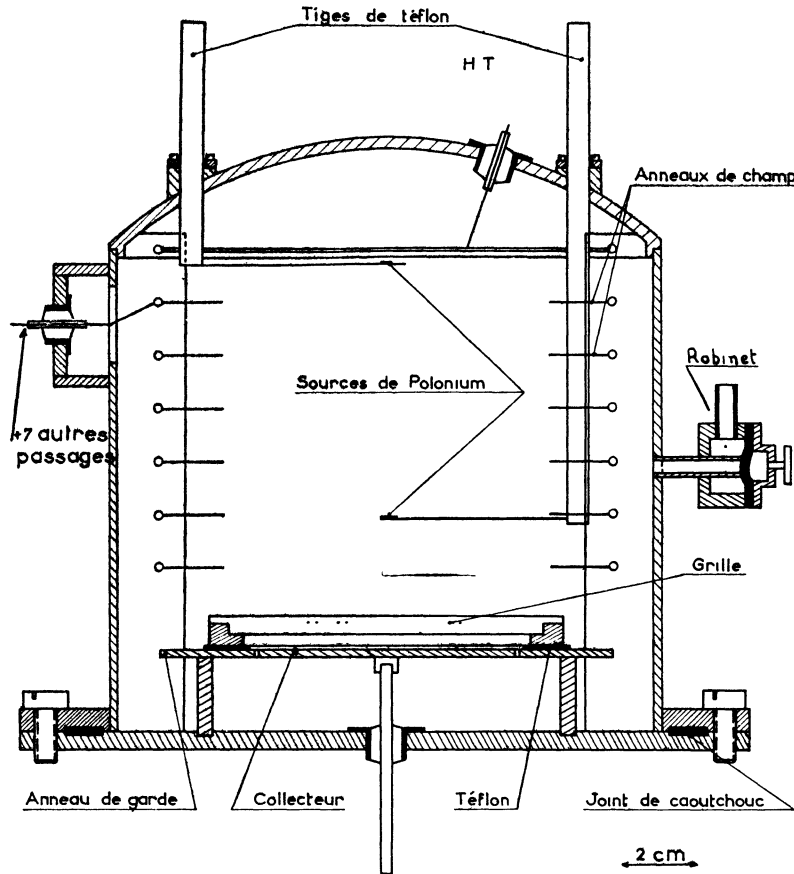


FIG. 1. — La chambre à électrodes planes et à grille.

On voit que la seule différence avec le résultat trouvé par Jaffé réside dans le fait que D est remplacé par $\frac{D^+ + D^-}{2}$.

2^e CAS. — En présence d'un champ électrique. Nous ne traiterons que le cas du champ électrique perpendiculaire à la trace, le cas où le champ électrique est parallèle à la trace se déduisant immédiatement du calcul de Jaffé.

Les équations (1) deviennent maintenant :

$$\frac{\partial n^\pm}{\partial t} = D^\pm \left(\frac{\partial^2 n^\pm}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n^\pm}{\partial r} \right) \mp u^\pm X \frac{\partial n^\pm}{\partial x} - \alpha n^+ n^- \quad (3)$$

où X est le champ électrique supposé appliqué suivant l'axe ox , u^+ et u^- sont reliés aux vitesses de dérive des ions positifs et des électrons sous l'action du champ électrique par la relation $v^\pm = u^\pm \cdot X$ (La mobilité u^- ,

ainsi définie pour les électrons, dépend du rapport du champ électrique à la pression). Il est possible d'intégrer les équations différentielles (3) en suivant la méthode de Jaffé. Finalement, on trouve que la fraction F de l'ionisation collectée est :

$$F = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8\pi \frac{D^+ + D^-}{2}} \cdot i \frac{\pi}{2} e^{z/2} H_0^1 \left(\frac{1z}{2} \right)}$$

avec $z = \frac{b^2 X^2}{2} \cdot \frac{\left(\frac{u^+ + u^-}{2} \right)^2}{\left(\frac{D^+ + D^-}{2} \right)^2} \quad (4)$

où H_0^1 est la fonction de Hankel de première espèce. Les valeurs de la fonction

$$i \frac{\pi}{2} e^{z/2} H_0^1 \left(\frac{1z}{2} \right) \text{ pour } 2 \cdot 10^{-8} \leq z \leq 24$$

ont été tabulées par Zanstra [3]. Dans le cas général où la trace de la particule fait un angle φ avec le champ électrique, Jaffé a montré que la recombinaison est encore donnée par la formule (4), en remplaçant X par $X \sin \varphi$, à condition que X et φ ne soient pas trop faibles. Dans notre cas où $X = 420$ volts/cm, on montre que φ ne doit pas être inférieur à 5° environ. Les différences avec le cas traité par Jaffé proviennent du remplacement de D par $\frac{D^+ + D^-}{2}$ et de u par $\frac{u^+ + u^-}{2}$. De plus, α est maintenant le coefficient de recombinaison entre ions positifs et électrons en présence d'un champ électrique. Notons qu'en général D^+ et u^+ sont négligeables devant D^- et u^- .

II. Mesure du coefficient α dans l'azote en présence d'un champ électrique. — On a observé un effet de recombinaison colonne marqué, au cours de l'étude de la réaction $^{14}\text{N}(n-\alpha)^{11}\text{B}$ à l'aide d'une chambre d'ioni-

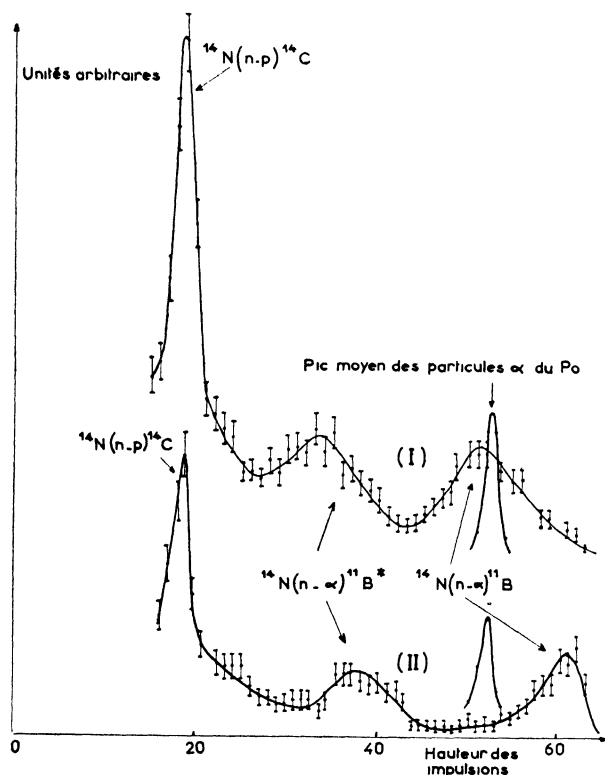


FIG. 2. — (I) H. T. = — 4 200 volts ; $P = 5$ atmos. N_2 .
(II) H. T. = — 4 200 volts ; $P = 2,3$ atmos. N_2 .

sation à électrodes planes et à grille, à remplissage d'azote (fig. 1). Pour des neutrons d'énergie 6,5 MeV, l'énergie moyenne emportée par le noyau résiduel ^{11}B est environ de 30 % de l'énergie totale de la réaction. L'ionisation spécifique produite par le noyau de recul ^{11}B étant à peu près trois fois plus grande que celle produite par une particule α de même énergie [4], l'effet de recombinaison colonne est donc particulièrement important le long de la trace du noyau résiduel. Les spectres d'impulsions ont été enregistrés pour des pressions de remplissage de 5, 4, 3 et 2,3 atmo-

sphères et pour une haute tension appliquée à la chambre de — 4 200 volts. Pour chacune de ces pressions, les spectres d'impulsions dus à deux petites sources de polonium situées à des distances différentes du collecteur ont été enregistrés. La figure 2 représente les spectres obtenus, par irradiation avec des neutrons mono-énergétiques de 6,5 MeV, de la chambre remplie d'azote sous une pression de 5 et 2,3 atmosphères. On notera une augmentation très nette, de l'ordre de 20 %, de la hauteur du pic $^{14}\text{N}(n-\alpha)^{11}\text{B}$ lorsque la pression diminue de 5 à 2,3 atmosphères. D'autre part, la résolution s'améliore nettement et passe de 23 à 8 %. Remarquons que le pic $^{14}\text{N}(n-p)^{14}\text{C}$, dû aux neutrons de la réaction $^{12}\text{C}(d-n)^{13}\text{N}$, ne subit pas de déplacement appréciable. En effet, la recombinaison colonne est au moins trois fois plus faible que dans le cas précédent (l'énergie moyenne emportée par le noyau de recul ^{14}C est seulement de 10 % de l'énergie totale), et d'autre part, l'énergie totale est 3,3 fois plus petite. En considérant le déplacement du pic $^{14}\text{N}(n-\alpha)^{11}\text{B}$ lorsque la pression varie de 5 à 2,3 atmosphères, l'application de la formule (4) où X est remplacé par $X \sin \varphi$ (φ , angle de la trace ionisante avec le champ électrique) permet de trouver $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-5}$ cm³/sec pour une pression de 5 atmosphères d'azote et un champ électrique de 420 volts/cm.

Dans le calcul fait ci-dessus, N_0 est obtenu à partir des relations énergie-parcours des particules α et ^{11}B [4] et b est pris égal à $1,79 \cdot 10^{-3}/p$ [4] où p est en mm de Hg. Une moyenne a été faite sur les angles que font les traces des particules α et du noyau ^{11}B de recul avec la direction du champ électrique (direction des neutrons incidents) et en considérant les contributions respectives des particules α et ^{11}B dans la formule (4).

La valeur de α que nous avons trouvée est notablement supérieure à celle obtenue par Biondi et Brown [5] pour des pressions de quelques mm de Hg (α croît de $1,4 \cdot 10^{-6}$ cm³/sec à $1,8 \cdot 10^{-6}$ cm³/sec lorsque la pression croît de 1 à 10 mm de Hg). Elle pourrait s'expliquer par une recombinaison à trois corps (donc dépendant de la pression) [6].

Lettre reçue le 23 décembre 1958.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] JAFFÉ (G.), *Ann. Physik*, 1913, **42**, 303.
- [2] FULBRIGHT (H. W.), *Handbuch der Physik*, vol. XLV, Ed. S. Flügge, 1958, p. 26.
- [3] ZANSTRA (H.), *Physica*, 1935, **2**, 716.
- [4] LILLIE (A. B.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 716.
- [5] BIONDI (M. A.) et BROWN (S. C.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1697.
- [6] MASSEY (H. S. W.), *Adv. Physics*, 1952, **1**, 395.