



Sur la détermination par la méthode wilson de la nature
et de l'énergie des particules émises lors des
transmutations. application à la réaction $^{105}\text{B}(\alpha, p)^{136}\text{C}$

F. Joliot, I. Zlotowski

► To cite this version:

F. Joliot, I. Zlotowski. Sur la détermination par la méthode wilson de la nature et de l'énergie des particules émises lors des transmutations. application à la réaction $^{105}\text{B}(\alpha, p)^{136}\text{C}$. Journal de Physique et le Radium, 1938, 9 (10), pp.393-402. 10.1051/jphysrad:01938009010039300 . jpa-00233607

HAL Id: jpa-00233607

<https://hal.science/jpa-00233607>

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

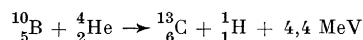
**SUR LA DÉTERMINATION PAR LA MÉTHODE WILSON
DE LA NATURE ET DE L'ÉNERGIE DES PARTICULES ÉMISES LORS DES TRANSMUTATIONS.
APPLICATION A LA RÉACTION $^{10}_5\text{B} (\alpha, p) ^{13}_6\text{C}$**

Par F. JOLIOT et I. ZLOTOWSKI.

Laboratoire de Chimie Nucléaire. Collège de France.

Sommaire. — L'étude par la méthode Wilson de l'incurvation des trajectoires par un champ magnétique élevé a été utilisée pour la détermination de l'énergie et de la nature des particules lourdes (protons, deutérons, hélions) émises lors des diverses réactions nucléaires. Les trajectoires des rayons émis par les cibles sont observées dans une chambre à détente, spécialement construite pour ce genre d'études, où règne un champ magnétique de 16 000 gauss environ, produit par deux grosses bobines sans fer, dans lesquelles circule pendant la détente un courant de 8 000 ampères.

On a effectué deux séries d'études : 1° l'étude de la distribution énergétique des protons émis lors de la réaction :



2° l'analyse des trajectoires des particules émises lors de l'irradiation par les rayons α d'une cible épaisse de paraffine lourde (98 pour 100 de deutérium).

Comme source des rayons α on a utilisé dans les deux cas une forte préparation de polonium d'environ 80 millicuries.

Les résultats numériques de la première série de mesures, concernant le processus $^{10}_5\text{B} (\alpha, p) ^{13}_6\text{C}$ sont les suivants :

On a trouvé un groupe de protons correspondant à $Q = 4,4$ MeV, valeur s'accordant avec celle déduite des masses calculées par Oliphant. L'énergie maximum des protons observés est de 9 MeV (α incidents de 4,8 MeV) et le groupe correspondant s'étend, en raison des conditions géométriques, jusqu'à 7,5 MeV. Entre 7,5 et 6,5 MeV on n'observe aucun proton, tandis qu'entre 6,5 et 5,5 MeV il y a un nouveau groupe correspondant à $Q = 2,0$ MeV. Il semble donc que le groupe $Q = 3,1$ MeV, précédemment signalé par d'autres auteurs, n'existe pas, et qu'il doit être remplacé par deux groupes : $Q = 4,3$ et $Q = 2,0 \pm 0,3$ MeV d'intensité comparable.

1. Introduction. — L'interprétation par la méthode Wilson des processus de transmutation rencontre des difficultés tenant en général à l'incertitude sur la nature et l'énergie des particules lourdes émises.

L'aspect des trajectoires de brouillard, qui dépend de l'ionisation spécifique, est insuffisant pour préciser la nature des particules correspondantes. S'il est facile de distinguer sur un même cliché, les trajectoires épaisses tracées par des hélions de celles plus fines tracées par des protons, il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit de distinguer les trajectoires tracées par des particules lourdes de même charge comme ^1_1H et ^2_1H ou bien ^4_2He et ^3_2He .

D'autre part, les rayons émis ont souvent des parcours, dans le gaz de la chambre, supérieurs au diamètre de celle-ci, et leur énergie cinétique ne peut

pas être calculée. Celle-ci peut, cependant, être déterminée lorsque la transmutation a lieu au sein du gaz, en mesurant les angles formés par les trajectoires de la particule incidente, du noyau résultant projeté, et de la particule émise, à condition toutefois de connaître la nature de ces noyaux et l'énergie cinétique de la particule incidente.

Pour déterminer l'énergie, ou plus exactement la quantité de mouvement des particules lourdes ionisantes, il suffit d'appliquer un champ magnétique suivant l'axe de la chambre à détente qui aura pour effet d'incurver les trajectoires ; le rayon de courbure en chaque point sera proportionnel à la quantité de mouvement de la particule. On sait combien l'emploi de cette méthode est précieux pour l'étude de nombreux phénomènes lors desquels des particules légères, négatons ou positons, sont émises. Dans ce cas l'application d'un champ magnétique relati-

vement faible (de l'ordre de quelques centaines de gauss) est déjà suffisante pour mesurer des énergies cinétiques pouvant atteindre plusieurs millions d'électronvolts.

Si l'on désire étudier par cette méthode les particules lourdes ionisantes en mouvement rapide (quelques 10^6 eV), particules dont la masse au repos est plusieurs milliers de fois plus grande que celle des élec-

trons, il est nécessaire d'appliquer des champs magnétiques élevés, de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de gauss, pour permettre la mesure convenable des rayons de courbure des trajectoires.

La production d'un champ magnétique très intense dans le volume important d'une chambre à détente présente certaines difficultés. La première installation de ce genre fut construite en 1924 par P. Kapi-

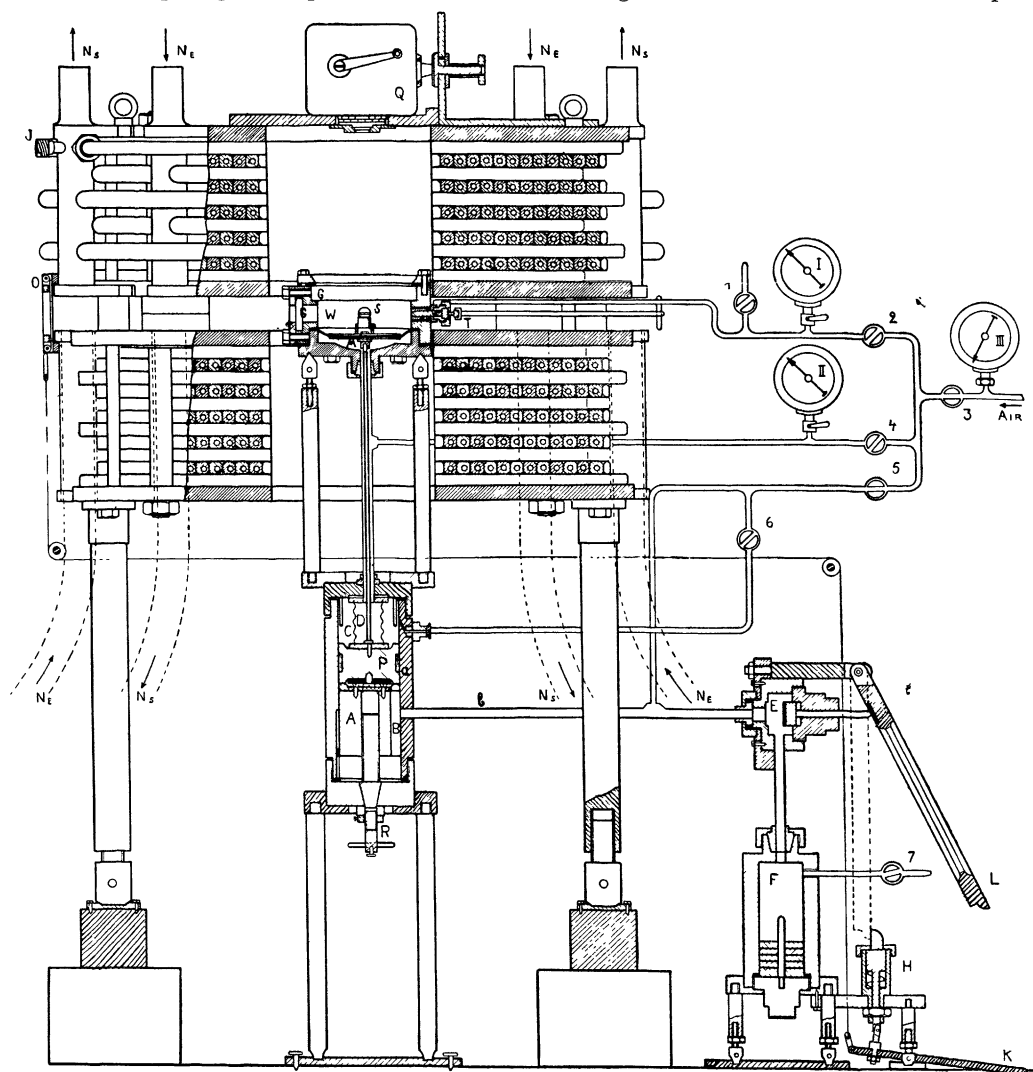


Fig. 1. — Chambre Wilson pour l'étude des particules lourdes.
Pression maxima : $10 \text{ kg} : \text{cm}^2$. Champ magnétique maximum : 16 000 gauss. Echelle : $\frac{1}{10}$.

tza ⁽¹⁾ en vue d'étudier la perte d'énergie des rayons α du polonium le long de leur parcours dans le gaz de la chambre. Ce dispositif, consistant en un petit solénoïde sans fer parcouru un court instant ($1/100^{\text{e}}$ sec) par un courant de très grande intensité, permettait d'obtenir un champ de 50.000 gauss dans une très petite chambre à détente (2 à 4,5 cm de diamètre). La longueur des trajectoires observées ne dépassait pas 3 cm.

Plus tard l'étude des rayons cosmiques par la mé-

thode Wilson nécessita l'emploi de champ magnétique élevé (Kunze, Anderson, Blackett, Leprince-Ringuet, Ehrenfest et d'autres) ⁽²⁾. Les chambres Wilson de grandes dimensions, rectangulaires ou cylindriques (16 à 27 cm de diamètre), furent placées dans des champs magnétiques de 14 000 à 19 000 gauss produit par des bobines sans fer ou avec fer.

A notre connaissance cette méthode n'avait pas été employée jusqu'ici pour l'étude des réactions nucléaires. Il nous a semblé utile d'adapter cette

méthode à ce genre d'étude, en particulier en ce qui concerne la détermination de la nature et de l'énergie des particules lourdes chargées émises lors de certaines transmutations.

2. Dispositif expérimental. — A) CHAMBRES A DÉTENTE ET DISPOSITIFS CONNEXES. — La chambre a été prévue pour fonctionner dans un champ magné-

tique élevé et pour diverses pressions comprises entre 1 et 10 kg/cm². On a choisi l'acier amagnétique et le laiton comme matériaux de construction. L'ensemble de l'appareil représenté sur les figures 1 et 2 comprend trois parties : la chambre à détente d'une forme analogue à celle décrite par Mott-Smith⁽³⁾ (fig. 3), le dispositif pour régler le degré de détente, et le dispositif de déclenchement. La chambre à détente

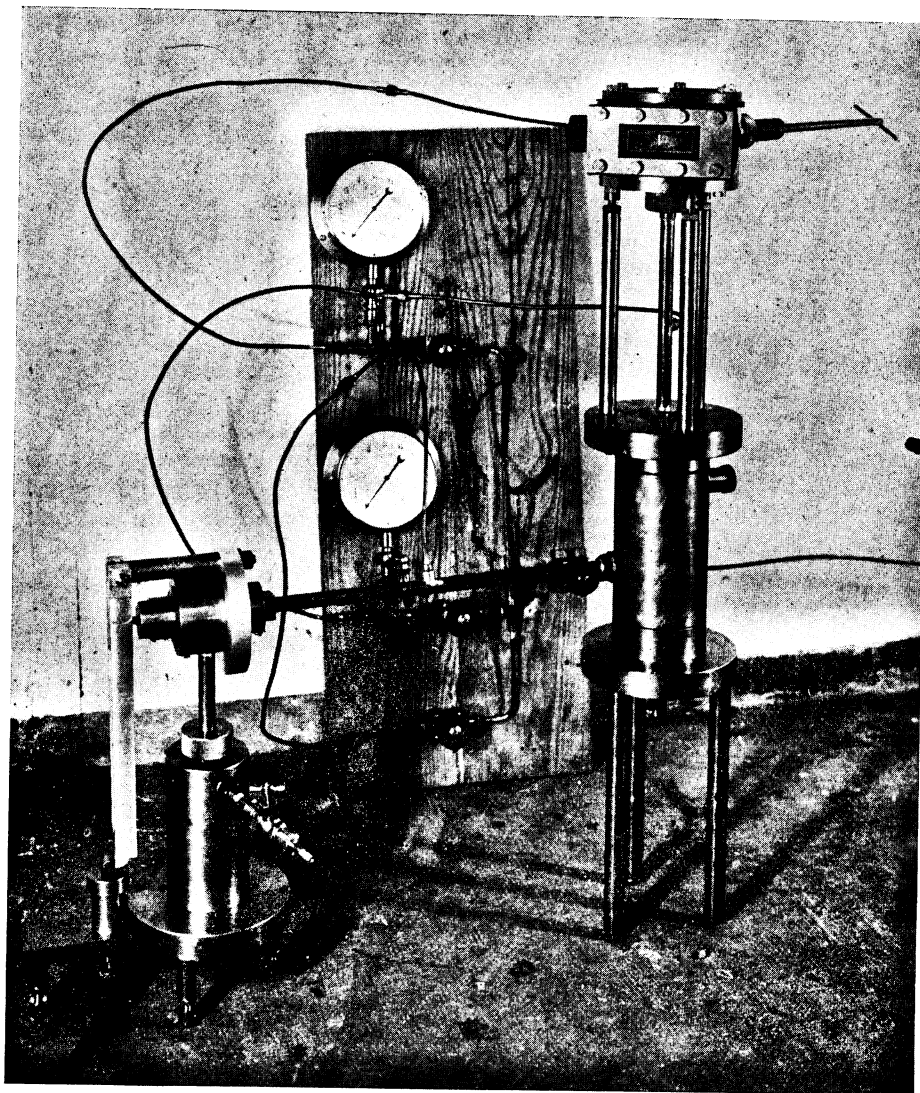


Fig. 2.

est divisée en deux compartiments séparés l'un de l'autre par une membrane mobile de caoutchouc de 2 mm d'épaisseur serrée entre deux disques de laiton. Le bord circulaire de la membrane est très fortement serré entre les deux parties de la chambre fixées ensemble par dix gros boulons. Les disques M sont reliés par une tige à un autre piston P pouvant se déplacer à l'intérieur d'un cylindre *a* entre une position haute fixe et une position basse déterminée par la pièce A. A l'aide d'une vis R disposée à la

partie inférieure de l'appareil, la pièce A peut être montée ou descendue ce qui permet un réglage rapide du degré de détente de la chambre. Un tube élastique « résisto » soudé entre le couvercle du cylindre et le piston P assure l'étanchéité du compartiment D.

Le cylindre *a* communique par l'intermédiaire du tube *b* avec le dispositif de déclenchement constitué par une soupape E commandée par un système de levier.

L'appareil fonctionne de la façon suivante. Pour

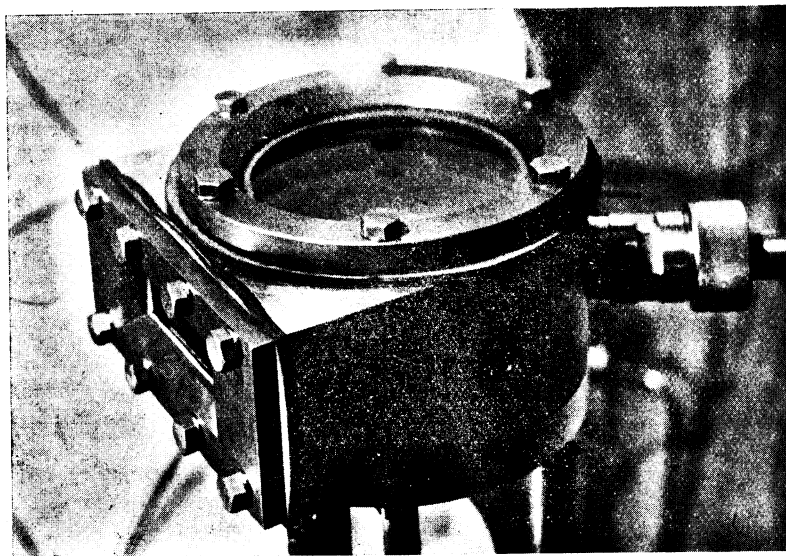


Fig. 3.

effectuer le remplissage de la chambre il faut tout d'abord bloquer la soupape E et ouvrir tous les robinets à pointeau et introduire l'air comprimé de la bouteille dans toute l'installation à la pression voulue. (Lorsqu'il est nécessaire d'introduire un gaz plus précieux dans la chambre à détente, il suffit de laisser fermé le robinet 2 pour mettre la chambre en communication avec le récipient du gaz choisi en ouvrant les robinets T et 1.) Une fois la pression choisie établie on ferme les robinets 1, 2 et 4 et on augmente la pression dans le compartiment au-dessus du piston P jusqu'à ce que celui-ci atteigne sa position haute fixe. La détente s'effectue en appuyant sur le levier K, la soupape E s'ouvre rapidement mettant en communication les compartiments B et F. Ce dernier étant à la pression atmosphérique le piston P solidaire des disques M tombe rapidement effectuant la détente dans la chambre d'observation. En fermant la soupape E on fait remonter le piston P, le gaz comprimé étant constamment en communication avec. Il faut remarquer que, grâce à l'inertie du piston P, l'appareil fonctionne parfaitement, même lorsque la pression atmosphérique règne dans la chambre à détente. Si l'on désire travailler à des pressions plus basses, il est nécessaire de relier le compartiment F à une pompe à vide.

En faisant varier le volume de ce compartiment (empilement de disques) ou bien l'ouverture du robinet à pointeau 7 on peut facilement régler la vitesse de chute du piston, facteur jouant un rôle important sur le « temps d'efficacité » des détentes.

Les détentes ont été effectuées dans l'air saturé de vapeur d'un mélange de 65 pour 100 d'alcool éthylique et 35 pour 100 d'eau. Le degré de détente, celle-ci s'effectuant à partir de la pression atmos-

phérique, est compris entre 1,20 et 1,23 suivant la température. Un anneau de graphite colloïdal, peint sur la glace à l'intérieur de la chambre, est relié continuellement au pôle d'une batterie de 100 V, l'autre pôle étant relié à la masse de l'appareil.

Eclairage et dispositif photographique.

— L'éclairage de la chambre est réalisé à l'aide d'un arc à charbon imprégné (30 A ; 120 V) et d'un système composé d'un miroir sphérique et d'une lentille concave disposée dans la paroi de la chambre à détente. La zone éclairée est comprise entre deux plans horizontaux distants de 2,5 cm. La paroi intérieure de la chambre est recouverte de graphite colloïdal de façon à éviter l'éclairement de la glace supérieure par la lumière réfléchie. Le disque de laiton formant le piston M est recouvert d'une feuille de cellophane

noire humidifiée par le mélange d'alcool et d'eau.

L'appareil photographique utilisé dans nos expériences est un Kimamo Zeiss chargé avec des films de cinéma format courant. En raison du champ magnétique intense dans lequel sont placées toutes les pièces de l'installation nous avons employé un obturateur à rideau O, avec un ressort en maillechort, déclenché à distance par le mouvement du levier qui provoque la détente (voir la fig. 1).

B) CHAMP MAGNÉTIQUE. — Nous devons à M. le professeur Cotton d'avoir bien voulu étudier le problème de l'établissement d'un champ magnétique uniforme de l'ordre de 16 000 gauss dans le grand volume occupé par notre appareil Wilson (cylindre de 18 cm de diamètre et de 11 cm de hauteur) et d'avoir mis à notre disposition un local et les génératrices puissantes nécessaires au Laboratoire du Grand Electroaimant à Bellevue. Avec le concours de M. Tsai, M. Cotton fit construire deux grosses bobines (fig. 4) de 70 cm de diamètre extérieur, 22 cm de diamètre intérieur et de 20 cm de hauteur. Chaque bobine se compose de 25 spires des tubes creux en laiton, à section extérieure carrée. Le poids de chaque bobine, y compris les flasques et les ajutages de circulation d'eau, n'est que de 200 kg. L'intervalle entre les deux bobines placées horizontalement l'une au-dessus de l'autre est de 4,8 cm. Le faisceau lumineux éclairant la chambre à détente est canalisé horizontalement par les flasques entre les deux bobines. La résistance électrique des bobines est de $1/40^e$ d'ohm. Les bobines peuvent supporter d'une façon permanente une intensité maximum constante de l'ordre de 8 000 A. Le champ magnétique correspondant dans le volume de la chambre à détente est alors voisin de 16 000 gauss. Dans ces conditions,

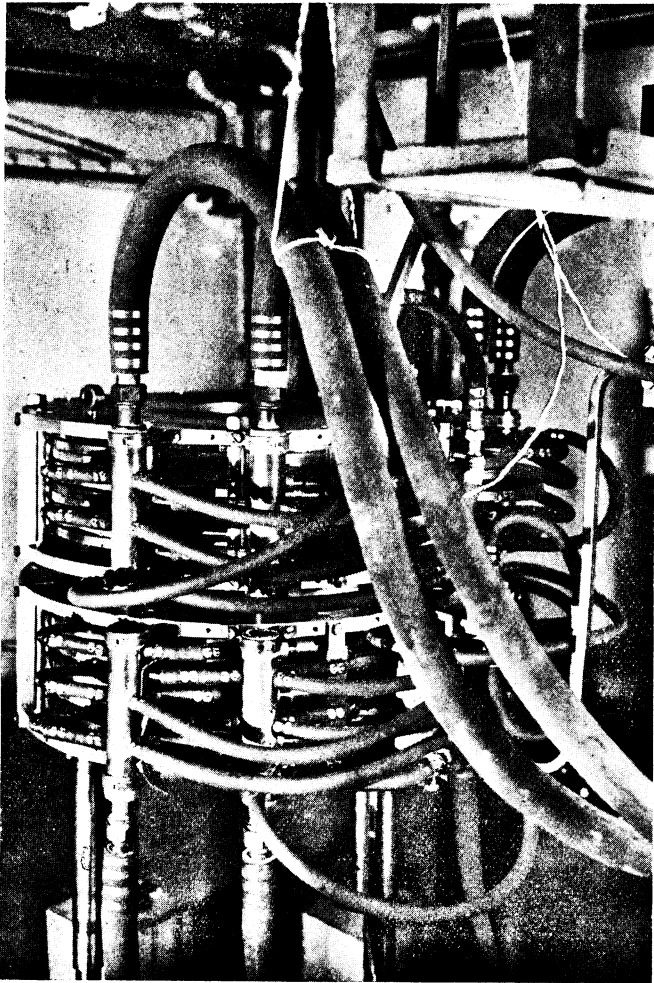


Fig. 4.

il est nécessaire de faire circuler dans les spires creuses un courant d'eau à 10 kg de pression pour éviter un échauffement excessif des bobines. L'alimentation des bobines est fournie par deux grosses génératrices en série de puissance totale de 1 500 kW.

L'étude de l'intensité et de la distribution du champ magnétique dans le volume de la chambre ont été faites avec M. Tsai à l'aide d'un fluxmètre et d'une bobine étalonée. Le champ dans le volume considéré est uniforme à 1 pour 100 près.

La détente étant effectuée à des intervalles de l'ordre d'une minute, nous n'établissions le courant que pendant quelques secondes. Le courant commençait à circuler quelques secondes avant la détente, un dispositif automatique signalait lorsque la valeur du courant désirée était atteinte et l'on déclenchait rapidement l'appareil. Le courant aussitôt après était interrompu. Dans toutes nos expériences, la fréquence des détentes fut de 50 à 75 par heure. Ce mode de fonctionnement avait l'avantage d'être économique, les génératrices ne débitant le courant

maximum que pendant peu de temps au cours de chaque série d'expériences.

3. Examen des trajectoires de brouillard. Nature et énergie des particules.

— Les particules lourdes ionisées dont nous observons les trajectoires de brouillard subissent un ralentissement progressif en traversant le gaz de la chambre. Les projections des trajectoires sur la plaque photographique perpendiculaire à la direction du champ magnétique, ne sont pas des cercles comme dans le cas des trajectoires d'électrons rapides, mais des courbes dont le rayon de courbure diminue progressivement en s'éloignant de la source. Supposons la vitesse initiale perpendiculaire à la direction du champ magnétique et appliquons les relations semi-empiriques entre le parcours et la vitesse :

$$r = k \frac{m}{e^2} v_0^3 - k \frac{m}{e^2} v^3 \quad (1)$$

(k , constante pour un gaz absorbant donné; m , e , masse et charge de la particule; v_0 , vitesse initiale normale au champ; v , vitesse après un parcours r).

Au point correspondant sur la trajectoire, on a :

$$\rho = \frac{mv}{eH} \quad (2)$$

(ρ , rayon de courbure; H , champ magnétique).

En éliminant v entre (1) et (2) on a la relation entre v_0 et ρ pour diverses valeurs de r

$$v_0^3 = \frac{1}{k} \frac{e^2}{m} r + \frac{e^3 H^3}{m^3} \rho^3. \quad (3)$$

Si l'on connaît la nature de la particule, c'est-à-dire e et m , cette formule approchée à ± 5 pour 100 près dans le domaine des vitesses qui nous intéresse, permet de déterminer v_0 mesurant r et le rayon de courbure correspondant (k peut être calculée d'après les tables, connaissant la nature du gaz et sa pression).

MESURE DES RAYONS DE COURBURE. — Le rayon de courbure varie en chaque point de la trajectoire. Cependant, pour des particules dont les parcours sont au moins de l'ordre du diamètre de la chambre nous confondons la trajectoire de part et d'autre du point où l'on désire connaître ρ avec une petite portion de cercle (1, 5 cm à 5 cm de base). Le rayon de courbure moyen est mesuré sur cette base à l'aide d'un appareil à vis micrométrique permettant la détermination de la flèche pour six longueurs de cordes différentes (fig. 5).

Dans la formule précédente reliant la vitesse initiale et le rayon de courbure avec la distance r entre la cible et le point où l'on mesure la flèche, nous avons supposé que la vitesse initiale est perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Lorsqu'elle fait un angle α avec cette direction, le rayon de courbure

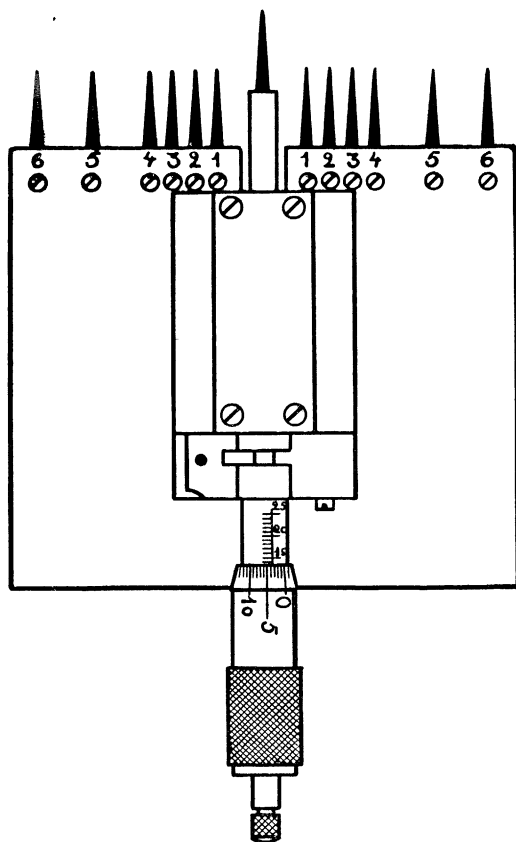


Fig. 5.

projeté sur le plan normal au champ, c'est-à-dire sur la plaque photographique, est donné par :

$$\varphi_m = \frac{mv}{eH} \sin \alpha.$$

La longueur de trajectoire r_m mesurée sur la plaque est reliée à la longueur effectivement parcourue par $r_m = r \sin \alpha$ et la formule (3) devient

$$\nu_0^3 = \frac{1}{k} \frac{e^2}{m} \frac{r_m}{\sin \alpha} + \frac{e^3 H^3}{m^3} \frac{\varphi_m^3}{\sin^3 \alpha}.$$

Pour déterminer α il est nécessaire d'employer un appareil de prise de vue stéréoscopique. Cependant, dans nos expériences les rayons sont canalisés dans un cône peu ouvert dont l'axe est perpendiculaire au champ. Nous n'avons examiné que les trajectoires dont la longueur est supérieure à la moitié du diamètre de la chambre. La zone éclairée a une hauteur de 2,5 cm. On trouve ainsi la valeur minima de $\alpha = 80^\circ$ et de $\sin \alpha = 0,985$. L'erreur maxima commise sur φ_m et r_m en supposant $\alpha = 90^\circ$, pour tous les rayons observés avec un seul objectif, ne dépasse pas 1,5 pour 100.

Les mesures sont effectivement conduites de la façon suivante : on choisit sur une image agrandie du cliché (environ 2 fois par rapport à la grandeur naturelle) un petit segment de trajectoire régulier et l'on mesure le rayon φ_m en le considérant comme une portion de cercle. La corde de cette portion étant de l'ordre de 1,5 cm à 5 cm, on admet que l'énergie E de la particule, calculée d'après

$$\varphi_m = \frac{mv}{eH} = \frac{\sqrt{2mE}}{eH}$$

correspond au point milieu de l'arc choisi. Si l'on connaît la nature de la particule on peut calculer, à partir de ce point, le parcours restant

$$r_r = k \frac{mv^3}{e^2}$$

d'après les tables.

On mesure, d'autre part, le parcours effectué jusqu'au point d'énergie E soit r_i . Le parcours total $r_t = (r_r + r_i)$ permet de calculer l'énergie initiale E_0 . Cette mesure est contrôlée en la répétant pour divers points de la trajectoire et pour des longueurs de corde différentes. La figure 6 montre un exemple de détermination de E_0 pour un proton. Les erreurs ne dépassent pas 5 pour 100.

NATURE DE LA PARTICULE. — Si l'on s'est trompé sur la nature de la particule, c'est-à-dire sur les

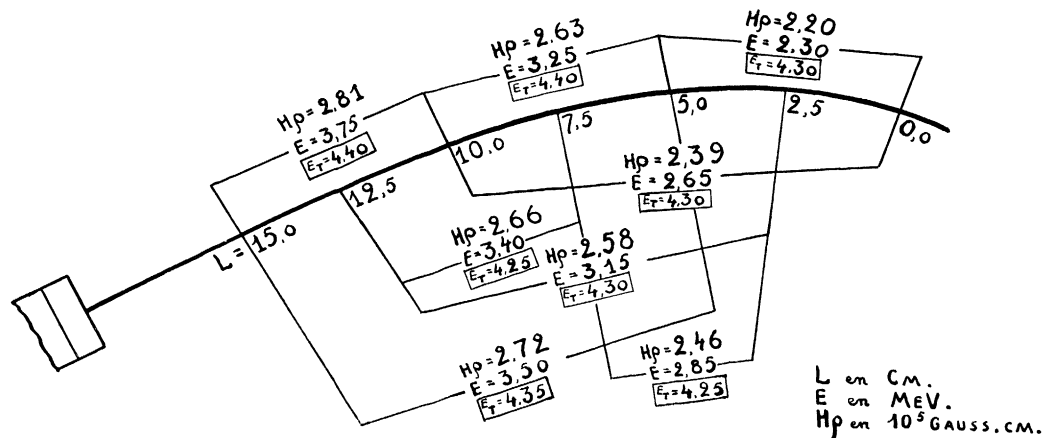


Fig. 6.

valeurs de e et m on constate que les mesures de E_0 , pour diverses valeurs de r_m , sont très différentes. Les particules lourdes ionisées lors des réactions nucléaires sont, dans la plupart des cas, des protons ou des hélions et parfois des deutérons, plus rarement ${}^3_2\text{He}$ et ${}^3_1\text{H}$. Considérons une trajectoire incurvée dans le champ magnétique H . Les rayons de courbure correspondant à deux distances de la source r_1 et r_2 satisfont aux relations :

$$\rho_1 = H \frac{e}{m} \rho_1 \quad \rho_2 = H \frac{e}{m} \rho_2,$$

On a, d'autre part, avec une assez bonne approximation, d'après la relation semi-empirique parcoures-vitesse

$$\rho_1^3 = \frac{1}{k} \frac{e^2}{m} r_1 \quad \rho_2^3 = \frac{1}{k} \frac{e^2}{m} r_2.$$

De ces 4 équations il vient :

$$r_1 = k \frac{e}{m^2} (H \rho_1)^3 \quad r_2 = k \frac{e}{m^2} (H \rho_2)^3$$

$$\text{et } \Delta = (H \rho_1)^3 - (H \rho_2)^3 = (r_1 - r_2) \frac{1}{k} \frac{m^2}{e} = K \frac{m^2}{e}$$

$$\text{en posant :} \quad (r_1 - r_2) \frac{1}{k} = K.$$

On mesure K sur des trajectoires tracées par des particules connues, comme des protons par exemple.

Pour les protons, deutons et hélions on aura successivement

$$\begin{aligned} \Delta {}^1_1\text{H} &= K \\ \Delta {}^2_1\text{D} &= 4K \\ \Delta {}^4_2\text{He} &= 8K. \end{aligned}$$

On voit qu'il sera aisé, par cette méthode, de distinguer ces particules. Les différences entre les Δ sont très grandes et l'approximation sur les mesures ne peut pas apporter d'erreur sur la détermination de la nature de la particule.

Nous signalons que notre appareil Wilson permet d'étudier directement le parcours total des particules observées, celui-ci pouvant être réduit à une longueur inférieure au diamètre de la chambre en augmentant la pression du gaz. Dans les expériences décrites ci-après nous n'avons pas jugé nécessaire d'utiliser cette méthode.

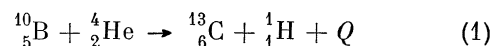
4. Etude de la réaction ${}^{10}_5\text{B}(\alpha, p){}^{13}_6\text{C}$. — Dans la plupart des recherches sur les particules lourdes ionisées émises lors des réactions nucléaires, l'énergie des divers groupes de ces particules a été déduite des valeurs des parcours mesurés par la méthode d'absorption. Lorsque les intensités des groupes sont faibles, les mesures par cette méthode sont très

imprécises et, d'autre part, il est très difficile de séparer nettement les différents groupes, car les particules de parcours plus long se superposent toujours à celles de parcours plus court. En outre, le caractère indirect de ces mesures implique la nécessité d'introduire dans les calculs définitifs la relation parcours-énergie pour chaque sorte de particules, ainsi que leur coefficient d'absorption dans le corps absorbant choisi dont les valeurs ne sont connues qu'avec une précision de l'ordre de 10 pour 100.

L'emploi de la méthode Wilson avec champ magnétique décrite ci-dessus nous a semblé préférable pour ce genre de recherches (³ a).

L'étude de la réaction ${}^{10}_5\text{B}(\alpha, p){}^{13}_6\text{C}$ a été l'objet de nombreux travaux (⁴). La valeur de la masse de ${}^{13}_6\text{C}$ que l'on peut calculer à l'aide du bilan énergétique de la réaction était en désaccord avec la valeur directe donnée par le spectrographe de masse et avec celle que l'on déduit d'autres réactions nucléaires. C'est une des raisons qui nous firent choisir comme première application de notre méthode l'analyse du spectre des particules chargées émises lors de la transmutation du bore par les rayons α .

On sait que la réaction nucléaire :



donne naissance à plusieurs groupes de protons, dont chacun correspond à une certaine valeur de Q . Au début on n'a observé que 4 groupes protoniques pour lesquels Paton (⁵) a calculé les valeurs de Q suivantes : 3,1 ; 0,35 ; — 0,78 et — 1,86 MeV. Conformément aux prévisions théoriques la valeur maximum de Q mesurée doit être égale, aux erreurs d'expériences près, à celle déduite, d'après la réaction (1), des masses exactes des noyaux réagissants. Or, le Q maximum donné par Paton étant 3,1 MeV (⁶), les valeurs calculées s'élèvent à 3,95 ; à 4,3 ou à 4,77 MeV, suivant que l'on choisit les valeurs des masses déterminées par Bainbridge et Jordan (⁷), par Oliphant (⁸) ou par Aston (⁹). Ce désaccord fit penser qu'un autre groupe de protons, d'énergie d'environ 1 MeV plus élevée que celle du groupe le plus énergétique observé, avait échappé aux expérimentateurs ou bien que l'énergie des protons les plus rapides était très notablement sous-estimée. En effet, récemment Maier-Leibnitz et Maurer (¹⁰) ont observé un groupe de protons correspondant à $Q = 3,7$ MeV, valeur voisine du nombre théorique déduit des données de Bainbridge et Jordan.

Nous nous sommes attachés en premier lieu à vérifier ces résultats, du moins en ce qui concerne les groupes de plus grande énergie.

L'installation de la chambre Wilson et des bobines sans fer pour l'établissement d'un champ magnétique de 16 000 gauss environ a été décrite dans les chapitres précédents. La cible épaisse de bore, placée

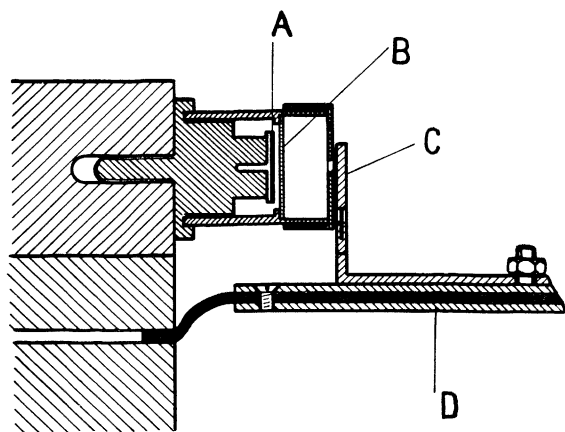


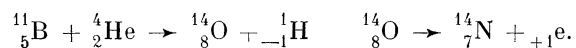
Fig. 7.

A. Source radioactive. — B. Cible bombardée. — C. Écran mobile. — D. Piston de la chambre à détente.

ainsi que la source de particules α à l'intérieur de la chambre (fig. 7), est constituée par une couche de bore finement pulvérisé de 3,4 cm équivalent d'air, déposée directement sur une feuille très mince de mica, légèrement mouillée d'une goutte de baume de Canada. Les rayons α incidents étaient émis par une source de polonium de 84 millicuries, déposée électrolytiquement sur un disque en argent de 7 mm de diamètre. Ce disque était disposé parallèlement et face à la cible et éloigné d'elle de 1 mm seulement. Les rayons α qui atteignent la cible de bore ayant subi une absorption dans 1 mm d'air et dans 0,94 mg/cm² de mica, leur énergie à la surface du bore est 4,7 MeV.

Étant données les conditions géométriques du dispositif, seules les particules émises par la cible dans des directions faisant un angle compris entre 0° et $\pm 75^\circ$ avec les rayons α incidents étaient observables.

956 trajectoires ont été photographiées et 286 ont pu être mesurées. Pour 270 les variations du rayon de courbure le long de chacune des trajectoires indiquent que ce sont des protons qui les tracèrent. Pour 16 d'entre elles il en est différemment et la nature des particules qui les tracèrent sera discutée plus loin. Signalons que nous n'avons pas observé de trajectoire incurvée dans le sens d'une charge négative ce qui démontre qu'il y a certainement moins d'un proton négatif sur 1000 protons positifs émis. L'émission de ces particules, dont l'existence est peu probable, pouvait être envisagée lors d'une réaction comme la suivante :



Nous avons mesuré par la méthode déjà décrite l'énergie initiale des protons émis. La distribution statistique des énergies des protons est représentée sur la figure 8. L'énergie maximum mesurée est de

$9,0 \pm 0,15$ MeV. Nous avons calculé la valeur de Q correspondant à la réaction (1) par la formule :

$$E_p - \frac{2\sqrt{m_\alpha m_p}}{m_r + m_p} \sqrt{E_\alpha} \sqrt{E_p} \cos \theta - \frac{m_r}{m_r + m_p} Q - \frac{m_r - m_\alpha}{m_r + m_p} E_\alpha = 0$$

E_α , m_α énergie cinétique et nombre de masse de l'hélium

E_p , m_p — — — — — du proton

m_r nombre de masse du noyau formé

θ angle fait par le rayon α et le rayon H.

Dans le cas particulier de la réaction étudiée, cette formule devient :

$$E_p - \frac{2}{7} \sqrt{E_\alpha} \sqrt{E_p} \cos \theta - \frac{13}{14} Q - \frac{9}{14} E_\alpha = 0.$$

Pour les protons d'énergie maximum :

$$\theta = 0 \quad E_p = 9 \text{ MeV} \quad E_\alpha = 4,7 \text{ MeV},$$

il vient :

$$Q = 4,4 \text{ MeV},$$

valeur très voisine de celle que l'on déduit des valeurs des masses données par Oliphant et supérieure de 0,7 MeV à celle obtenue par Maier-Leibnitz par la méthode d'absorption.

Le grand nombre de rayons dont l'énergie est

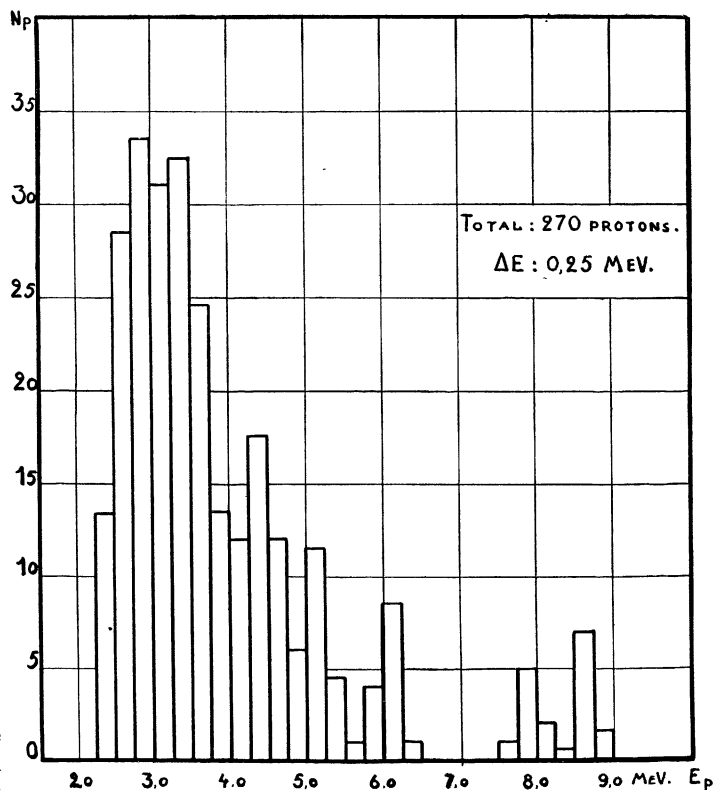


Fig. 8.

inférieure à 3,0 MeV s'explique facilement si l'on tient compte de l'absorption dans la cible épaisse et aussi du fait qu'il y a dans la cible une petite quantité de substances hydrogénées (baume de Canada). L'énergie maximum des protons projetés élastiquement est dans nos expériences 3,0 MeV.

5. Analyse du spectre des protons émis. — La distribution statistique met nettement en évidence plusieurs groupes de protons dont certains, grâce à la méthode employée, sont bien séparés. Ainsi entre 6,5 et 7,5 MeV nous n'observons aucun proton.

Si l'on veut analyser plus en détail le spectre des groupes de protons, il faut tenir compte de l'élargissement des raies du côté des basses énergies, dû à la mauvaise géométrie de l'expérience imposée par la question d'intensité. Cet élargissement tient au fait que nous employons une cible épaisse de laquelle sortent des protons de transmutation produit par des rayons α d'énergies diverses et sous des angles variant entre -75° et $+75^\circ$. Nous devons tenir compte, d'une part, de la transparence de la barrière d'énergie potentielle pour chaque tranche fine de la cible et, d'autre part, des conditions angulaires d'émission et d'observation.

La courbe de transparence dans le cas du bore a l'allure de la figure 9; elle est calculée d'après les expressions suivantes ⁽¹¹⁾ :

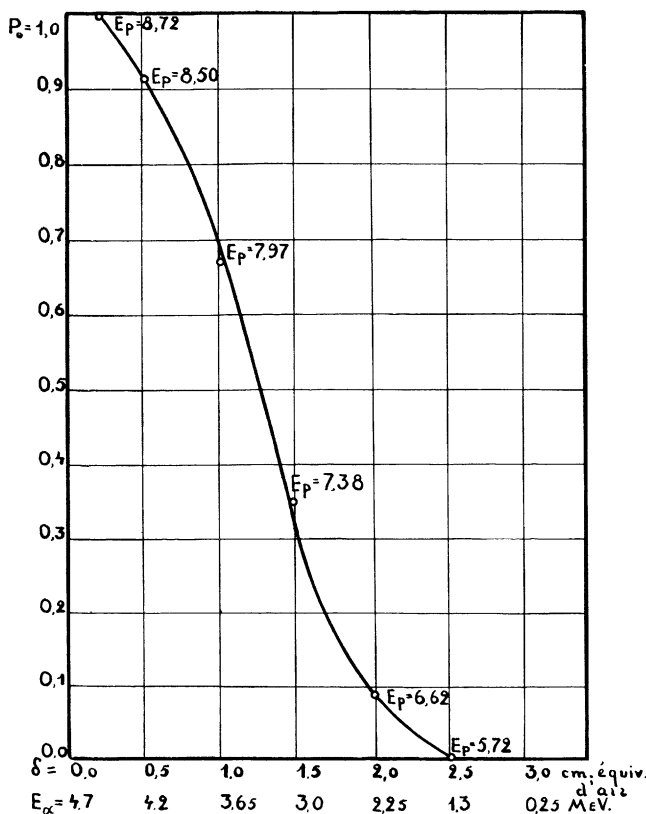


Fig. 9.

$$P_0 = e^{-2g\gamma(x)} \quad g = 0,375 \left(\frac{Z \cdot z \cdot A \cdot a}{A + a} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot A^{\frac{1}{6}}$$

$$\gamma(x) = x^{-\frac{1}{2}} \arccos x^{\frac{1}{2}} - (1 - x)^{\frac{1}{2}} \quad x = \frac{B}{E_\alpha}$$

$$B = 0,7 Z \cdot z (A + a) A^{-\frac{4}{3}},$$

P_0 — transparence = rapport entre le nombre des rayons α qui traversent la barrière et le nombre total de rayons α d'énergie E_α arrivant directement sur les noyaux (moment de quantité de mouvement l nul; on néglige $l > 0$).

Z , z et A , a = nombres atomiques et nombres de masses des noyaux réagissants.

B = énergie maximum de la barrière.

Cette courbe montre que seules les particules dont l'énergie est supérieure à 1,3 MeV traversent la barrière dans une proportion mesurable dans nos expériences. L'élargissement dû à la géométrie du dispositif peut être estimé par des constructions graphiques d'ailleurs fort longues. La source de rayons α est découpée en petites surfaces concentriques d'égale activité, et l'on calcule la contribution relative de chaque portion pour l'émission des protons dans de petits intervalles d'angle θ correspondant chacun à des angles solides égaux d'irradiation de la cible. La superposition des deux effets conduit aux estimations suivantes :

Le groupe de protons dont l'énergie maximum mesurée est 9 MeV doit s'étendre jusqu'à $7,6 \pm 0,3$ MeV (voir la fig. 10). La distribution statistique observée montre un groupe de 17 protons dont les énergies sont comprises entre 9 et 7,5 MeV. Entre 7,5 MeV et 6,5 MeV nous n'observons aucun proton. La valeur 6,5 MeV représente l'énergie maximum d'un autre groupe auquel correspond pour Q la valeur 2,0 MeV. Ce groupe s'étend jusqu'à 5 MeV environ, ce qui s'accorde avec nos estimations graphiques. En définitive, nous admettons l'existence de deux groupes de protons d'intensité comparable correspondant respectivement à $Q_1 = 4,4 \pm 0,2$ et $Q_2 = 2 \pm 0,2$ MeV. Par contre le groupe $Q = 3,1$ MeV signalé par divers auteurs nous paraît improbable. En effet, le calcul montre que les énergies des protons de ce groupe, s'il existe, doivent s'étendre notablement au-dessous de 7,6 MeV. Or dans cette région nous n'observons aucun proton, cette absence ne peut vraisemblablement pas être attribuée à une fluctuation statistique.

Le groupe $Q = 3,1$ MeV a été déduit par Paton de l'observation des protons de 95 cm de parcours émis dans la direction $\theta = 80^\circ$ sous l'action des rayons α d'énergie 8,6 MeV. En calculant pour les mêmes conditions le parcours maximum du groupe de protons de $Q_1 = 4,4$ MeV on trouve 115 cm, ce groupe pouvant s'étaler jusqu'à 100 cm si l'on tient compte même d'une épaisseur faible de la cible (1 cm d'air

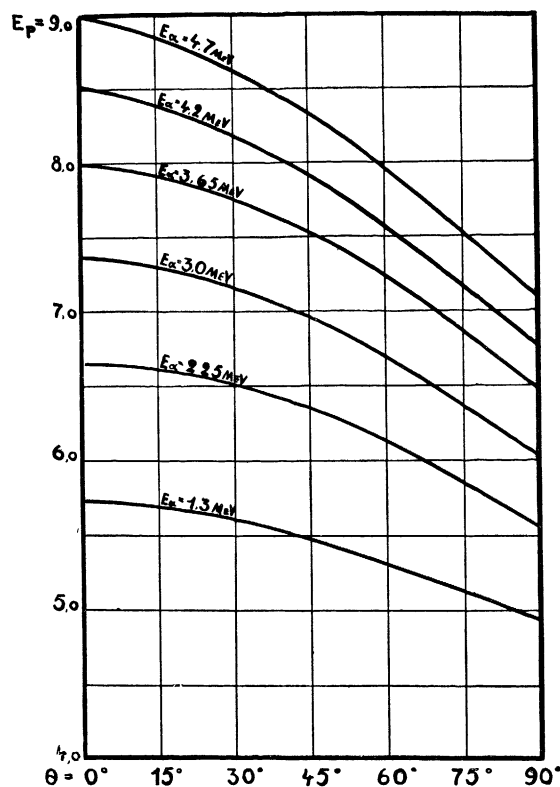


Fig. 10.

équivalent). Il est très probable que Paton n'a pas pu suivre ce groupe au delà de 95 cm en raison de sa faible intensité. Enfin Bothe et Maier Leibnitz ⁽¹²⁾ n'ont pu mettre en évidence des coïncidences entre l'émission des protons du groupe $Q = 3,1$ MeV et les quanta γ qui auraient dû leur être associés.

La valeur maximum de $Q = 3,7$ MeV trouvée par Maier-Leibnitz et Maurer ⁽¹³⁾, par la méthode d'absorption, serait d'après nos expériences encore trop faible d'environ 0,7 MeV. Ajoutons que Brubacker et Pollard ⁽¹⁴⁾ ont signalé déjà un groupe de protons correspondant à $Q = 4,7 \pm 0,5$ MeV, valeur très voisine de notre résultat. Mais ils attribuent à ce groupe une probabilité très faible.

Lorsqu'on admet l'existence de deux groupes protoniques de $Q = 2,0$ et $4,4$ MeV, il faut s'attendre à un groupe de photons associés à la transition entre les deux états correspondants (normal et excité) de ^{13}C et dont l'énergie est de l'ordre de 2,5 MeV. Or, effectivement la présence d'un tel groupe de rayons γ a été signalée à plusieurs reprises. Dans ces conditions il faut chercher des coïncidences entre les photons et les protons du groupe $Q_2 = 2,0$ et non pas ceux du groupe $Q = 3,1$ MeV. La largeur du groupe $Q_2 = 2$ MeV s'étendant jusqu'à $E_p = 4,0$ MeV, il y a donc très peu de protons au delà de 5,75 MeV, valeur représentant la limite inférieure de l'énergie

des protons décelés dans le dispositif de coïncidence de Bothe et Maier-Leibnitz. Ce qui expliquerait pourquoi ces deux auteurs n'ont pas pu constater le couplage (γ, p) dans ce cas.

En ce qui concerne encore les protons d'énergie 6,5 MeV, il convient d'ajouter qu'il est fort probable qu'une partie de ces protons est due à la transmutation par résonance avec des rayons α de 2,3 MeV, valeur très voisine de celle indiquée par Miller, Duncanson et May ⁽¹⁵⁾.

Bothe et Maier-Leibnitz, n'ayant pu mettre en évidence de coïncidence entre l'émission des protons du groupe $Q = 3,1$ MeV et celle des photons correspondants, avaient conclu à l'existence possible d'un état métastable de ^{13}C de vie moyenne supérieure à $1/1\,000^{\text{e}}$ sec. Or, d'après la formule reportée par Bethe ⁽¹⁶⁾

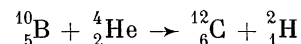
$$\varepsilon = \frac{\hbar}{\Gamma_\gamma} = 5 \cdot 10^{-21} \cdot \left(\frac{20}{\hbar\nu}\right)^{2l+1} \cdot l!^2 \text{ sec.}$$

pour une vie moyenne de l'ordre d'un millième de seconde, il faudrait un changement de spin de 4 à 5. Ce processus est extrêmement peu probable, même si la théorie n'est approchée qu'à plusieurs ordres de grandeur. Il nous semble que notre interprétation tenant compte de l'existence d'un groupe $Q = 2$ et de l'inexistence du groupe $Q = 3,1$ est plus vraisemblable.

Dans la région des énergies au-dessous de 5 MeV les conditions géométriques ne nous permettent pas de distinguer nettement les groupes de protons. Le nombre des particules dans cette région étant élevé il serait possible d'améliorer les conditions géométriques en vue d'étudier spécialement cette région. Nous admettrons dans cette région les valeurs de Q déterminées par les autres auteurs :

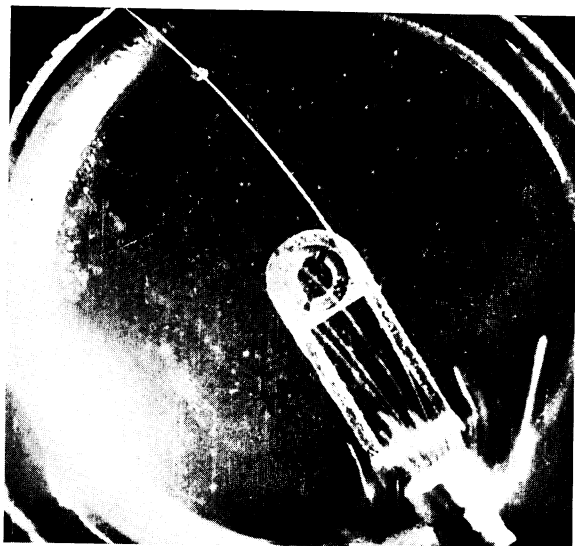
$$Q_3 = 0,35 \text{ MeV}; Q_4 = -0,78 \text{ MeV} \text{ et } Q_5 = -1,86 \text{ MeV.}$$

EMISSION DE DEUTÉRONS. — Signalons pour terminer ce chapitre que, parmi l'ensemble des trajectoires mesurées, quatre d'entre elles n'ont pas pu être tracées par des protons ni des hélions. La variation du rayon de courbure pour différents parcours montre qu'il s'agit de deutérons dont les énergies initiales sont distribuées entre 3 et 3,8 MeV ⁽¹⁷⁾. Ces deutérons correspondraient à la réaction :

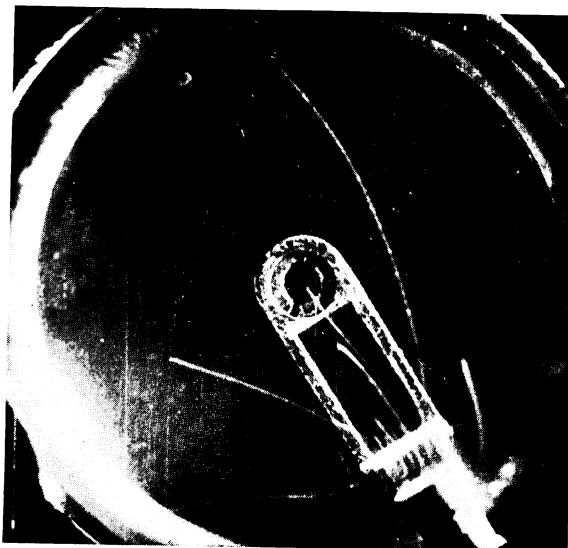


prévue par Francis Perrin ⁽¹⁸⁾.

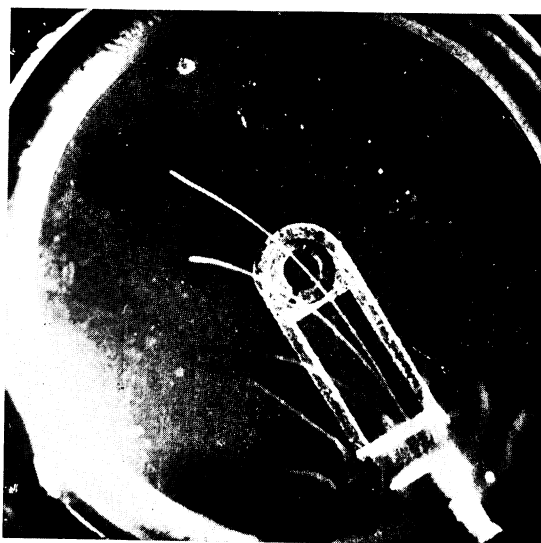
Pollard et Eaton ⁽¹⁹⁾ avaient effectué des recherches pour mettre en évidence l'émission de deutérons par cette réaction. Ils ont obtenu des résultats négatifs. Ils indiquaient que cette réaction, si elle peut se produire, doit s'effectuer avec un rendement 10 fois moins élevé que celle qui donne lieu à l'émission de protons avec formation de carbone 13.



Cliché A.



Cliché B.



Cliché C.

Clichés A, B et C = Trajectoires Wilson des protons émis lors de la réaction $^{10}_5\text{B} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{13}_6\text{C} + ^1_1\text{H}$.
Incurvation produite par un champ magnétique de 16 000 gauss.

BIBLIOGRAPHIE

- (¹) P. KAPITZA, *Proc. Roy. Soc., A*, 1924, **105**, 691; 1924, **106**, 602.
 (²) P. KUNZE, *Z. Physik*, 1933, **80**, 559; 1933, **83**, 1; C. D. ANDERSON, *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 406; 1934, **45**, 498; P. M. S. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc., A*, 1936, **154**, 564 et 573; L. LEPRINCE-RINGUET, *J. Phys. et Rad.*, 1936, **7**, 67; P. EHRENFEST jr., *C. R.*, 1938, **206**, 428.
 (³) L. M. MOTT-SMITH, *Rev. Sc. Instr.*, 1934, **5**, 346.
 (^{3a}) F. JOLIOT et I. ZLOTOWSKI, *C. R.*, 1938, **206**, 750.
 (⁴) W. BOTHE et H. FRANZ, *Z. Physik*, 1927, **43**, 456; 1928, **49**, 1; W. BOTHE, *Z. Physik*, 1930, **63**, 381; E. RUTHERFORD et J. CHADWICK, *Phil. Mag* (7), 1927, **4**, 605; H. MILLER, W. E. DUNCANSON et A. N. MAY, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1934, **30**, 549; E. R. PATON, *Z. Physik*, 1934, **90**, 589.
 (⁵) R. E. PATON, *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 197.
 (⁶) D'après le calcul de Bethe (voir M. S. LIVINGSTON et H. A. BETHE, *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 298) cette valeur s'élève à 3,3 MeV.
 (⁷) K. T. BAINBRIDGE et E. B. JORDAN, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 384 et 385.
 (⁸) M. L. E. OLIPHANT, *Nature*, 1936, **137**, 396.
 (⁹) F. W. ASTON, *Nature*, 1936, **137**, 357 et 613.
 (¹⁰) H. MAIER-LEIBNITZ et W. MAURER, *Z. Physik*, 1937, **107**, 509.
 (¹¹) H. A. BETHE, *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 166 et 172.
 (¹²) W. BOTHE et H. MAIER-LEIBNITZ, *Z. Physik*, 1937, **107**, 513.
 (¹³) H. MAIER-LEIBNITZ et W. MAURER, *loc. cit.*
 (¹⁴) G. BRUBAKER et E. POLLARD, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 1013.
 (¹⁵) H. MILLER, W. E. DUNCANSON et A. N. MAY, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1934, **30**, 549.
 (¹⁶) H. A. BETHE, *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, 226.
 (¹⁷) I. ZLOTOWSKI, *C. R.* 1938, **207**, 148.
 (¹⁸) F. PERRIN, *C. R.*, 1932, **194**, 2211.
 (¹⁹) E. POLLARD et W. W. EATON, *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 597.

Manuscrit reçu le 20 Juillet 1938.