HAL
archives-ouvertes.fr

Preuves expérimentales de l'existence du neutron

Irène Curie, F. Joliot

To cite this version:

Irène Curie, F. Joliot. Preuves expérimentales de l'existence du neutron. J. Phys. Radium, 1933, 4 (1), pp.21-33. 10.1051/jphysrad:019330040102100 . jpa-00233129

HAL Id: jpa-00233129

https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00233129

Submitted on 1 Jan 1933

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.

PREUVES EXPÉRIMENTALES DE L'EXISTENCE DU NEUTRON

Par IRÈNE CURIE et F. JOLIOT.

Sommaire. — Nous exposons ici les expériences qui ont conduit à admettre l'existence d'un rayonnement de neutrons, corpuscules de masse 1 et de charge 0, émis lors de la transmutation de certains atomes légers par les rayons α.

Introduction. — La conception de l'existence d'une particule de charge nulle est déjà ancienne. C'est vraisemblablement Nernst (1) qui, en 1903, employa, pour la première fois, le mot « neutron » pour désigner la particule résultant de l'association intime d'un électron positif, comme on disait alors, et d'un électron négatif. L'hypothèse de l'existence d'un neutron fût ensuite mainte fois envisagée par divers savants (W. H. Bragg, Mendeleeff. Lenard). En 1920, Rutherford (2) reprit cette idée et la précisa. Selon ce savant, le neutron serait constitué par la combinaison intime d'un proton et d'un électron. La charge de ce noyau étant nulle, le champ, dans son voisinage, est pratiquement nul. Il peut, en conséquence, se déplacer librement à travers la matière. Rutherford fit entreprendre, au Cavendish Laboratory (3), plusieurs expériences pour mettre en évidence ces neutrons. Les résultats furent négatifs. D'autres auteurs (Fournier, Meyer, Pauli, Rosenblum) ont publié diverses considérations sur le neutron.

Nous verrons dans ce qui suit comment des expériences, qui au début étaient faites indépendamment de cette recherche, donnèrent, pour la première fois, une preuve de l'existence du neutron (*).

En 1930, Bothe et Becker (4) firent la découverte importante d'un rayonnement de grand pouvoir pénétrant excité par l'action des rayons α sur certains éléments légers; ce rayonnement, très peu intense, était le plus facilement observé avec le glucinium; le bore et le lithium donnaient un effet plus faible. Pour d'autres éléments (Al, F, Mg), il existe un effet plus faible encore. Ils attribuèrent à ce rayonnement, d'origine nucléaire, une nature électromagnétique. Dans le cas du glucinium le coefficient d'absorption dans le plomb, plus petit que celui des rayonnements γ des corps radioactifs, correspondait à une énergie quantique de 14 millions de volts.

Nous avons repris ces expériences en employant la méthode d'ionisation. Le rayonnement étudié traverse une chambre d'ionisation cylindrique montée directement sur un électromètre Hoffmann de très grande sensibilité (fig. 1, Pl. I, A). Une source de rayons α du polonium, une des plus intenses que l'on ait pu préparer jusqu'ici (de l'ordre de 100 milliuries, soit 2×10^9 rayons α émis par seconde), est placée au-dessus des éléments légers étudiés (fig. 1). La partie supérieure de la chambre est couverte d'une feuille mince d'aluminium (1/100 mm) ou d'un disque de 3 mm d'aluminium. Un champ magnétique de 5 000 gauss peut être établi transversalement entre la source et la chambre.

Nous désignerons par la suite par Po + Be les sources de rayonnement constituées par le glucinium irradié par le polonium, et de même pour les autres éléments.

(*) Une partie des résultats exposés dans ce mémoire ont été publiés dans la collection des Actualités Scientifiques Hermann et Cie, éditeurs, 6, rue de la Sorbonne, Paris, 5e.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:019330040102100

Nous avons tout d'abord confirmé la grande pénétration du rayonnement de Po + Be ([5]) et constaté que le rayonnement de Po + B ([6]) est aussi d'une pénétration exceptionnellement grande (absorption de moitié dans 4,5 cm Pb pour Po + Be, dans 3 cm Pb pour Po + B), tandis que le rayonnement de Po + Li est plus absorbable. Le pouvoir pénétrant des adiations excitées dans Be et B est intermédiaire entre ceux des rayons γ des corps radioactifs et des radiations cosmiques. Les propriétés des rayonnements dans ce domaine nous étaient inconnues et nous avons pensé qu'ils étaient peut-être capables de provoquer des phénomènes de rtansmutations.

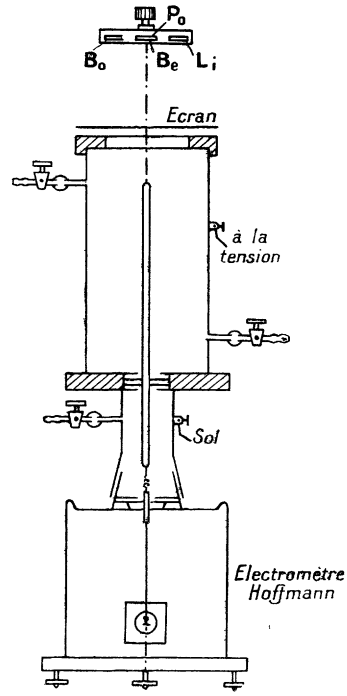


Fig. 1.

Nous avons interposé, entre la source Po + Be et la chambre (celle-ci étant fermée par une feuille très mince d'Al), des écrans minces de substances diverses que nous avions utilisés pour des expériences d'absorption Pb, Ag, Cu, Al, cellophane. Nous pensions que si un phénomène de transmutation avait lieu, il y aurait émission de particules ionisantes (rayons H ou α) et, par suite, une augmentation du courant d'ionisation dans la chambre. Les résultats furent négatifs pour tous les écrans, sauf pour la cellophane. En répétant l'expérience avec du carbone et avec des substances hydrogénées, paraffine, papier humide, etc., nous avons pu voir que l'augmentation du courant observé était liée à la présence des atomes d'hydrogène dans la substance irradiée. En particulier, dans le cas de la paraffine, le courant d'ionisation était doublé; cette augmentation était due à un rayonnement que l'on pouvait absorber dans quelques centièmes de mm. d'aluminium. Il nous fut facile, par des mesures d'absorption comparée dans l'aluminium et l'argent en présence du champ magnétique, de montrer qu'il s'agit très probablement de rayons H ([7]) (*). — Il

(*) Les rayons γ peu pénétrants sont beaucoup plus absorbés à masse superficielle égale dans les éléments de poids atomique élevé; pour les rayons α et H les éléments légers absorbent plus que les éléments lourds.

ne s'agit pas ici d'un phénomène de transmutation puisque la présence d'hydrogène est nécessaire pour la production de ces protons.

Nous avons également constaté la projection de protons par le rayonnement de Po + B.

Les parcours maxima des protons projetés ont été trouvés équivalents à 28 cm d'air pour Po + Be et 10 cm d'air pour Po + B, ce qui correspond à des énergies $4,5 \times 10^6$ e. V et $2,2 \times 10^6$ e. V. Ces nombres correspondent à nos premières expériences et furent complétés et modifiés par la suite.

En présence de ce résultat surprenant, il convenait de rechercher si d'autres noyaux pouvaient être projetés.

Nous avons comparé le courant produit dans la chambre d'ionisation remplie d'air à 10,5 cm de pression ou d'hélium à la pression atmosphérique, conditions dans lesquelles la masse du gaz et le nombre d'électrons sont les mêmes. Le courant produit par les rayons γ pénétrants d'une source de ThC″ est peu différent dans les deux cas. Au contraire le courant produit par les rayons de Po + Be est 4, 6 fois plus intense dans l'hélium que dans l'air; le courant produit par Po + B est 8 fois plus intense dans He. Cette ionisation anormale montre que les noyaux d'hélium sont projetés formant des rayons α de faible parcours absorbés dans la chambre.

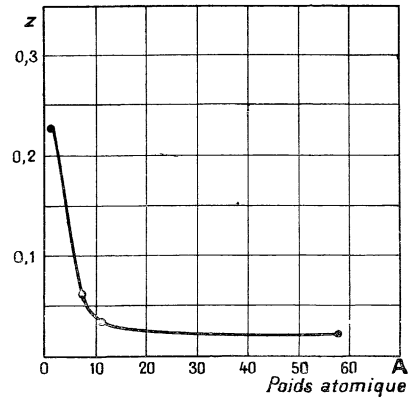


Fig. 2.

L'étude de l'absorption du rayonnement Po + Be dans divers éléments montra une décroissance rapide de l'absorption massique en fonction du poids atomique de la matière absorbante. Ce fait remarquable, illustré par la courbe de la figure 2 dans laquelle z est la fraction absorbée rapportée à une masse superficielle de 1 g et A le poids atomique, permet de conclure que *tous les noyaux atomiques doivent être projetés, l'énergie qui leur est communiquée était d'autant plus grande que leur masse est plus faible et que ce phénomène joue un rôle prépondérant dans l'absorption du rayonnement* (8).

Les trajectoires des protons et des rayons d'hélium furent observées par la méthode de C. T. R. Wilson (photographies de la planche I) (9). Ces expériences ont montré que la projection de ces noyaux n'est pas attribuable au choc d'un corpuscule ionisant, car on ne voit aucune trajectoire de brouillard aboutissant à celle d'un proton ou d'un hélion. Nous avons aussi observé par cette méthode de nombreuses trajectoires électroniques. Les énergies de ces électrons sont mesurées par la méthode Skobelzyn, consistant à établir dans le volume de la chambre à détente un champ magnétique uniforme connu. La mesure du rayon de courbure des trajectoires permet de calculer l'énergie de l'électron. Une première statistique de ces rayons est représentée dans la courbe de la figure 3. La majeure partie des

électrons a une énergie inférieure à $4,5 \times 10^6$ e. V., cependant, nous avons observé, très rarement d'ailleurs, quelques électrons d'énergie supérieure à 10^7 e. V. rayons non courbés apparemment par un champ de 15 00 gauss sur 8 cm, de parcours). P. Auger ([11]), utilisant une de nos sources, a pu photographier la trajectoire d'un électron de $6,5 \times 10^6$ e. V. Le dispositif qu'il emploie lui permet d'établir un champ de 6 000 à 12000 gauss dans la chambre à détente.

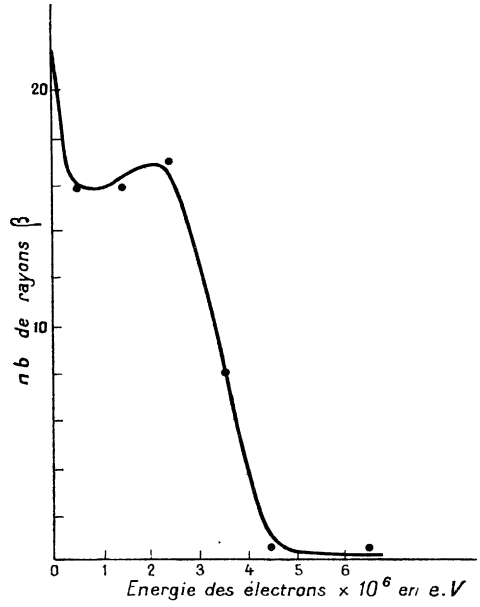
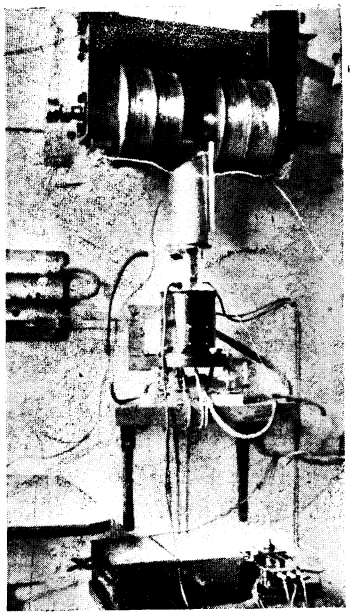


Fig. 3.

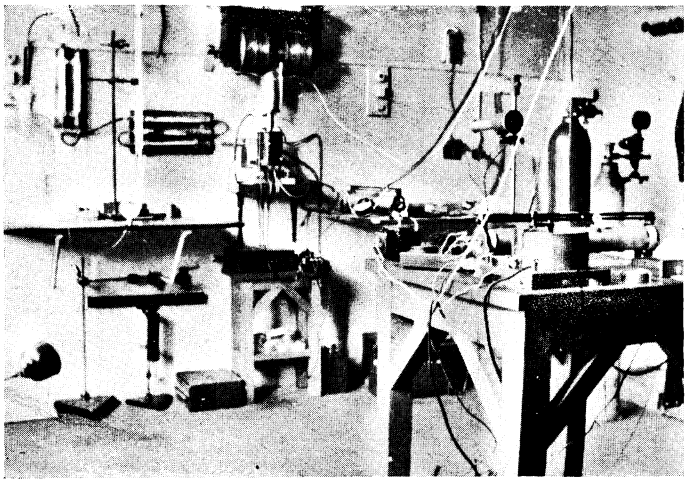
La présence de ces électrons secondaires, dont certains ont une très grande énergie, nous fit d'abord supposer que le rayonnement nucléaire des corps légers était de nature électromagnétique et que la projection des noyaux des atomes était due à un mécanisme analogue à celui de l'effet Compton pour les électrons. Cette hypothèse exigerait un quantum d'énergie extrêmement élevé (50×10^6 e. V. pour Po + Be). En outre, le calcul que l'on peut faire en remplaçant la masse de l'électron par celle du proton dans la formule de Klein-Niskina montre que l'absorption par proton pour un tel quantum est 100 000 fois plus faible que l'absorption par électron. Ce fait est en contradiction avec nos expériences, un proton absorbant beaucoup plus qu'un électron. Les expériences de Bothe et Becker et l'observation des électrons secondaires que nous avons faites, montraient, que dans ces rayonnements, la présence de radiations γ était extrêmement probable et l'on pouvait, tout d'abord, penser que l'on était en présence d'un phénomène nouveau d'échange d'énergie entre les photons de quantum très élevé et les noyaux atomiques. Lors de cet échange, il y avait lieu d'admettre qu'il n'y avait pas conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette idée n'était pas satisfaisante et nous poursuivîmes nos expériences en vue d'éclaircir la question.

L'étude des propriétés des rayonnements excités par les rayons α dans les éléments légers avait été entreprise au laboratoire Cavendish par Webster ([12]); les résultats de ces recherches, commencées avant les nôtres ne furent publiées qu'après nos expériences sur la projection des noyaux. Ce travail conduisait à admettre que ces rayonnements sont de nature électromagnétique. Cependant, certaines anomalies constatées dans les valeurs des

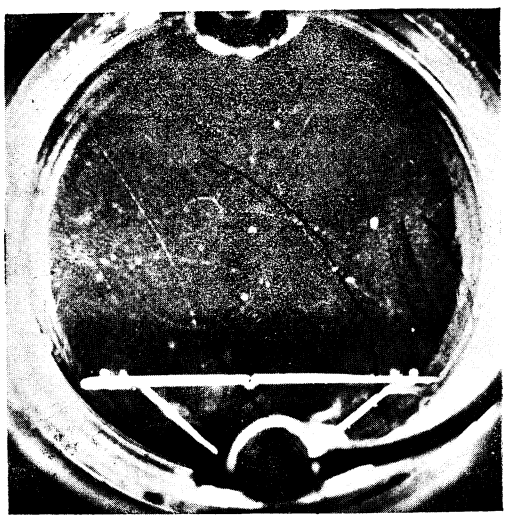
PLANCHE I.



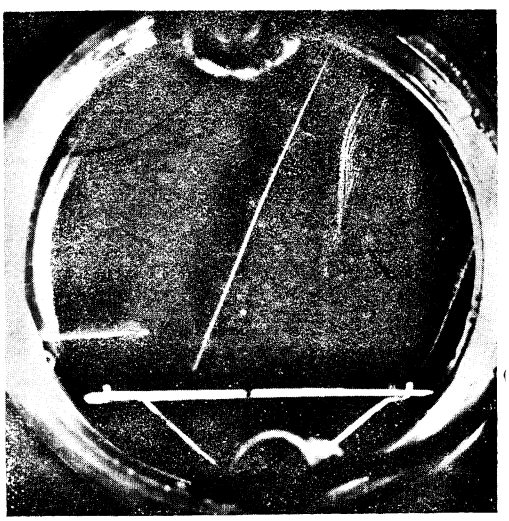
A



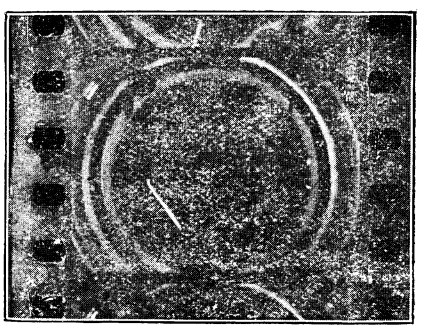
A *bis*



B



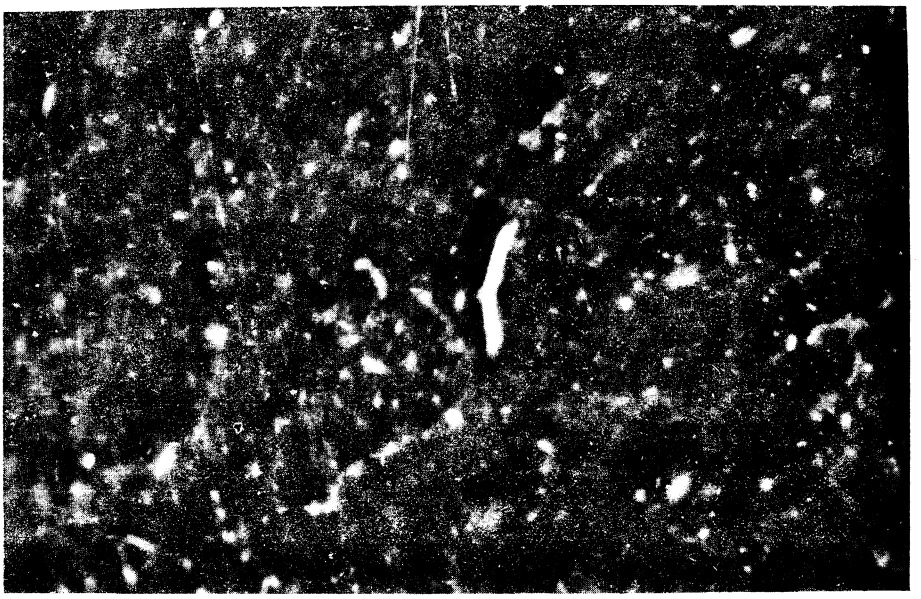
C



D

IRÈNE CURIE et F. JOLIOT.

PLANCHE II.



A

B

IRÈNE CURIE et F. JOLIOT.

coefficients d'absorption de ces radiations mesurées vers l'avant et vers l'arrière (par rapport à la direction des particules α incidentes), firent naître un doute à ce sujet. Sur le conseil de Chadwick, des expériences furent entreprises avec l'appareil Wilson en vue d'examiner si ce rayonnement se composait de neutrons. Les résultats furent négatifs et Webster conclut qu'il s'agissait bien de rayonnement de grande énergie quantique.

2. **L'existence du neutron.** — C'est à la suite de nos premières expériences, exposées plus haut sur la projection des protons par les radiations du B et du Be, que Chadwick ([13]) reprit ces recherches et vérifia l'existence du phénomène au moyen d'un compteur à amplification proportionnelle. Il conclut indépendamment à son extension aux autres noyaux. Chadwick eût le grand mérite d'interpréter aussitôt le phénomène de projection que nous avions mis en évidence en supposant que le rayonnement nucléaire excité dans le glucinium était composé de neutrons rapides.

Si l'on désire être en accord avec les lois du choc élastique, il faut admettre que les noyaux atomiques sont projetés par le choc d'un corpuscule de masse voisine de 1. Cette interprétation est très séduisante, mais il fallait la concilier avec l'existence *certaine* (trajectoires β à l'appareil Wilson) des électrons secondaires de grande énergie (*). On sait qu'un neutron de masse 1 de vitesse 3×10^9 cm/sec, ne peut communiquer à un électron qu'une énergie de 10 000 e. V. au maximum. Nous exposerons plus loin comment nos expériences ont montré clairement que le rayonnement de Po + Be se compose de neutrons et de rayonnements γ de grande énergie quantique, ce qui permet d'expliquer la projection de noyaux et l'existence des électrons rapides.

Des expériences que nous avons faites en collaboration ([14]) avec M. P. Savel apportent une nouvelle preuve de l'existence d'un rayonnement nouveau. Nous avons montré que le rayonnement de Po + Li et le rayonnement γ du polonium ont un pouvoir pénétrant analogue dans le plomb. Nous comparons successivement, dans les mêmes conditions, l'absorption dans des corps légers de ces deux rayonnements ; l'on trouve que la radiation de Po + Li est considérablement plus absorbée, à masse superficielle égale, par la paraffine par exemple, que par le plomb, contrairement à ce qui se passe pour les rayons γ du polonium. Il en résulte, et ceci *indépendamment des lois de choc élastique*, que le rayonnement Po + Li n'est pas de nature γ ou électronique. Comme il est peu vraisemblable qu'il s'agisse de particule α ou H (en raison du pouvoir pénétrant dans le plomb il faudrait des particules d'énergie considérable), *il y lieu de conclure à l'existence d'un rayonnement nouveau, probablement le neutron.* Ces expériences et ce raisonnement ne peuvent être faits pour les rayonnements de Po + Be et Po + B, car nous ne connaissons pas de radiations γ de pouvoir pénétrant analogue pour effectuer la comparaison.

Complexité et dissymétrie du rayonnement mesuré dans la chambre d'ionisation. — Nous allons exposer rapidement quelques expériences qui nous ont permis de montrer la complexité du rayonnement émis par Po + Be. Nous avons étudié l'absorption dans le plomb de ce rayonnement, la chambre étant remplie successivement d'argon, d'azote et d'hélium, pour faire varier l'efficacité relative des neutrons et des rayons γ.

Les courbes de la figure 4 montrent que le rayonnement comporte au moins deux composantes, dont l'intensité relative dépend beaucoup du gaz employé.

Les rapports des courants d'ionisation dus à la partie la plus absorbable sont voisins des rapports des nombres d'électrons contenus dans la chambre ; ce rayonnement se comporte comme un rayonnement γ ordinaire s'absorbant par effet Compton, dont la plus grande partie est certainement d'énergie quantique plus faible que l'énergie maximum de $4{,}5 \times 10^6$ e V qui correspond aux électrons observés dans l'appareil Wilson.

Après 2,5 cm de plomb, la pénétration du rayonnement devient très grande (décroissance de 6 pour 100 pour 1 cm de plomb), et l'intensité du courant dans les trois gaz est à

(*) L'existence de ces électrons ne pouvaient être constatée avec l'appareil de Chadwick.

peu près proportionnelle au nombre de noyaux atomiques contenus dans la chambre. Cette partie de la courbe doit correspondre au rayonnement de neutrons, mélangé d'une faible proportion de rayons γ.

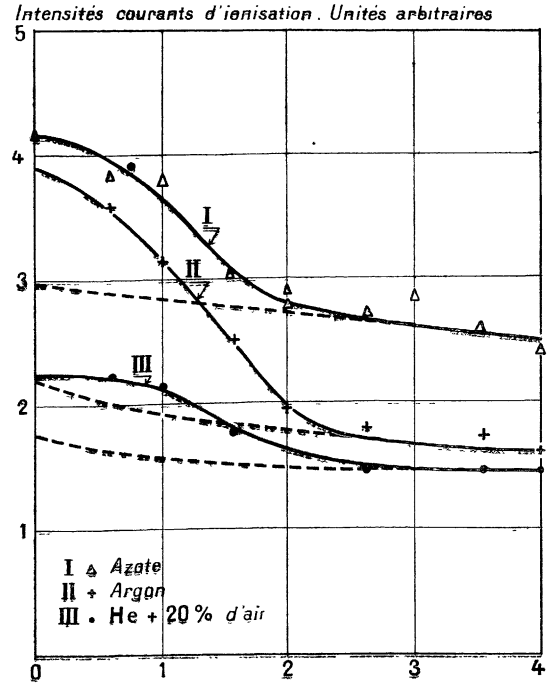


Fig. 4.

En abscisses, l'épaisseur de plomb en cm.

La forme complexe de la courbe a échappé lors des premières mesures faites dans l'air, les courants étant très faibles et la précision des expériences insuffisante.

Ces résultats étaient relatifs aux rayonnements émis vers l'avant, c'est-à-dire dans la direction des rayons α incidents qui frappent la plaque de Be ; on peut aussi étudier le rayonnement émis vers l'arrière, en plaçant la source de Po + Be retournée au-dessus de la chambre. Les mesures comparées dans l'argon et l'hélium ont montré que le rayonnement γ est sensiblement isotrope, tandis que le rayonnement très pénétrant attribué aux neutrons est plus intense vers l'avant.

Becker et Bothe estiment qu'avec leur méthode d'étude (compteur à pointe) l'effet des neutrons était négligeable et que le rayonnement qu'ils ont étudié était certainement de nature électromagnétique ([18]). Dans notre chambre d'ionisation au contraire l'effet des neutrons est prépondérant et l'effet ionisant des rayons γ de grande énergie quantique est presque négligeable.

3. **Circonstances d'émission des neutrons.** — Il semble donc bien établi que le rayonnement excité dans le glucinium et dans le bore se compose : 1. du rayonnement γ de Bothe et Becker, rayonnement très pénétrant d'énergie quantique bien supérieure à celle de rayons γ des radioéléments ; 2. d'un rayonnement de neutrons que nous avons mis en évidence dans la chambre d'ionisation et dans l'appareil Wilson, par l'effet ionisant des noyaux d'atomes qu'il projette.

Les émissions des rayons γ et des neutrons ne sont probablement pas indépendantes.

On peut supposer que le rayonnement de neutrons de Po + Be est émis suivant la formule de réaction nucléaire

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + n^{\nearrow} \quad (^{13})$$

le rayonnement de Po + B suivant la formule

$$B_{11} + \alpha = N_{14} + n^{\nearrow} \quad (^{10})$$

celui de Li d'après la formule

$$Li_7 + \alpha = B_{10} + n^{\nearrow} \quad (^{14}).$$

Avec, dans tous les cas, conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, en tenant compte de l'énergie de liaison des noyaux.

Ceci oblige à admettre que les neutrons émis vers l'avant par rapport à la direction du rayonnement α incident, sont plus rapides que ceux qui sont émis vers l'arrière. D'autre part, ils sont d'autant plus rapides que les rayons α ont plus d'énergie. Par conséquent, les neutrons doivent constituer un groupe de vitesse non homogène, mais limitée du côté des grandes vitesses. Toutefois si les particules α d'une vitesse déterminée pénètrent dans le noyau par un phénomène de résonance, il peut y avoir émission d'un groupe de neutrons de vitesse homogène.

On peut évaluer la vitesse maximum des neutrons en mesurant le parcours des protons qu'ils projettent en traversant une substance hydrogénée. L'énergie maximum des rayons H projetés est sensiblement égale à celle des neutrons.

Chadwick indique pour les rayons H projetés par les neutrons de Po + B un parcours de 16 cm, un peu supérieur à notre première évaluation. L'énergie des neutrons serait donc de $3{,}3 \times 10^6$ e. V. D'après l'énergie des rayons α, $5{,}25 \times 10^6$ e. V. et l'énergie de liaison de B_{11} et de N_{14} on peut calculer la valeur 1,0065 (dans le système He = 4) pour la masse du neutron ([13]).

4. **Groupes de neutrons et émission de rayons** γ. — Dans de récentes expériences, en collaboration avec M. Savel ([14]), nous avons étudié d'une façon plus précise la courbe d'absorption des protons projetés par les rayons de Po + Be. Nous avons utilisé un système de deux chambres d'ionisation montées en opposition sur l'électromètre Hoffmann ; la source est placée entre les deux chambres dont les courants se composent et l'on met d'un seul côté une feuille de paraffine pour la production des protons.

La courbe relative aux rayons H projetés par les neutrons émis vers l'avant, confirme le parcours de 43 mgr/cm dans Al, correspondant à 28 cm d'air, que nous avons indiqué tout d'abord (fig. 5). Elle montre, de plus, l'existence de rayons plus rapides, qui sont bien des rayons H (d'après les expériences d'absorption comparées dans Ag et Al), de parcours maximum 110 mgr/cm² dans Al, correspondant à 70 cm d'air environ ([1]).

Il existe donc deux groupes de neutrons, d'énergie maximum environ $7{,}8 \times 10^6$ e.V. et $4{,}5 \times 10^6$ e.V. D'après la courbe, il est possible qu'il en existe un troisième, intermédiaire entre les deux autres, absorbé dans 72 mgr Al environ, soit un parcours de 47 cm d'air, analogue à celui que donne Chadwick (40 cm) ; son énergie serait de $5{,}0 \times 10^6$ e.V.

On peut supposer que l'émission d'un *groupe fondamental* de neutrons a lieu suivant la formule :

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + n^{\nearrow}$$

([1]) Nous avons admis pour les rayons H que 1 mgr/cm² d'Al équivaut à 0,65 cm d'air comme pour les rayons α. Cette évaluation est peut-être sensiblement erronée pour les rayons H rapides sur lesquels on n'a fait jusqu'ici aucune mesure. Chadwick admet une valeur un peu différente.

des *groupes secondaires* pourraient être émis suivant la formule

$$Be_9 + \alpha = C_{12} + n^{\nearrow} + \gamma^{\nearrow}.$$

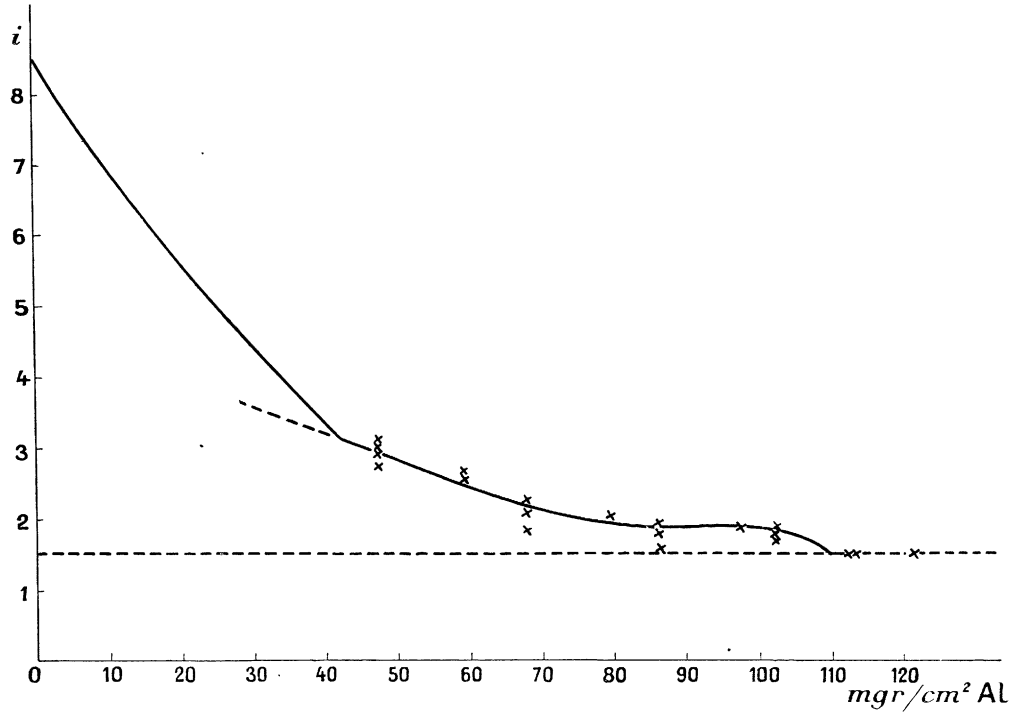


Fig. 5.

Chaque groupe secondaire correspondant à un groupe homogène de rayons γ dont l'énergie serait égale à la différence des énergies maximum du groupe fondamental et du groupe secondaire. Si l'on suppose possible l'émission simultanée de 2 quanta, il pourrait aussi y avoir émission de groupes de rayons γ d'énergie quantique égale à la différence d'énergie de deux groupes secondaires.

On ne peut actuellement établir de concordances numériques, la composition du rayonnement γ étant encore mal connue.

Si la réaction simple $Be_9 + \alpha = C_{12} + n^{\nearrow}$ s'applique aux neutrons de $7{,}8 \times 10^6$ e.V., l'énergie de recul du noyau C_{12} est $0{,}26 \times 10^6$ e.V. On calcule 9,006 pour la masse de Be, en admettant la valeur de 1,006 pour la masse du neutron.

En supposant le noyau de Be constitué par l'assemblage de deux noyaux He de masse 4 et d'un neutron, de masse 1,006, l'énergie de liaison est nulle. Par conséquent, il ne peut pas exister de groupe d'énergie supérieure à celui de $7{,}8 \times 10^6$ e.V, et c'est là le groupe fondamental.

Les incertitudes expérimentales sur l'énergie du neutron et la masse de C_{12} expliquent suffisamment que l'on trouve une énergie de liaison nulle, alors qu'on devrait seulement s'attendre à la trouver très faible.

Les quelques trajectoires d'énergie supérieure à 5×10^6 e.V. pourraient être des électrons Compton projetés par des rayons γ produits suivant la réaction nucléaire envisagée par Bothe

$$Be_9 + \alpha = C_{13} + \gamma$$

où l'énergie du quantum serait de 13×10^6 e.V. en prenant Be = 9,006. Ce mode de transformation existe probablement en faible proportion.

Nous avons vérifié en plaçant un écran d'aluminium entre la source de Po et la pastille de Be, que le parcours maximum des protons est diminué, les neutrons émis étant plus lents. La diminution d'énergie des rayons H et par conséquent des neutrons est de l'ordre de la réduction d'énergie des rayons α incidents, en accord avec la théorie. Ces expériences ont porté sur le groupe de 28 cm.

Nous avons étudié également le parcours maximum des protons projetés par les neutrons émis vers l'arrière (angle de 180° à 120° avec les rayons α incidents). Les parcours qui correspondent aux parcours de 28 cm et 70 cm observés vers l'avant, devraient être de 10 cm et 32 cm respectivement. Nous n'observons qu'un seul groupe de parcours maximum 23 cm, intermédiaire entre les valeurs ci-dessus. Les expériences n'ont qu'une faible précision car l'intensité est très diminuée du fait de la canalisation des rayons α. Toutefois, nous ne nous expliquons pas bien ce résultat qui est peut-être attribuable à l'influence du groupe intermédiaire. On ne peut pas espérer avoir les mêmes intensités relatives des groupes vers l'arrière et vers l'avant, à cause du mode d'utilisation des rayons H dans l'appareil ([14]).

Dans le cas du bore, qui émet des protons de transmutation et des neutrons, l'énergie quantique des rayons γ est de 3×10^6 e.V. d'après Becker et Bothe. Cette valeur est de l'ordre de la différence des énergies des deux groupes de protons émis par transmutation sous l'action des rayons α et l'on peut supposer qu'ils accompagnent l'émission du groupe le plus lent. Il est possible cependant qu'une partie du rayonnement γ accompagne l'émission des neutrons.

Remarquons que le groupe du bore qui projette des protons de $3{,}3 \times 10^6$ volts ([1]) est supposé être celui auquel s'applique la réaction nucléaire.

$$B_{11} + \alpha = N_{14} + n^{\nearrow}.$$

Si le groupe fondamental était un groupe non découvert actuellement, d'énergie plus élevée, il faudrait admettre une masse plus faible pour le neutron et ceci modifierait aussi la masse que l'on calcule pour Be.

Le rayonnement de Po + Li est absorbé presque complètement dans 5 ou 6 mm de plomb et se compose probablement de neutrons de faible énergie, mélangés peut-être de rayons γ. L'émission de neutrons lents pourrait être prévue d'après la formule de réaction nucléaire

$$Li_6 + \alpha + \text{électron} = Be_9 + n^{\nearrow}.$$

La formule

$$Li_7 + \alpha = B_{10} + n^{\nearrow}$$

paraît plus probable, mais il faut admettre pour le neutron une masse plus faible que 1,006 ou pour Li_7 ume masse plus forte que 7,008, valeur admise actuellement. Supposons par exemple $Li_7 = 7{,}011$, on peut écrire :

$$Li_7 + \alpha + \text{énergie } \alpha = B_{10} + n + \text{énergie } (B_{10} + n)$$
$$7{,}011 + 4 + 0{,}0056 = 10{,}008 + 1{,}006 + W$$

Soit W = énergie B_{10} + énergie neutron = 0,0026.

L'énergie calculée ainsi serait voisine de l'énergie de (B_{10} + neutron) dans le cas où

([1]) Nous avions indiqué pour ces protons un parcours de 8 à 10 cm.; Chadwick a donné par la suite une valeur de 16 cm. Cependant, comme l'intensité du courant mesurée dans nos premières expériences était insuffisante, il est probable qu'il ne s'agit pas ici de 2 groupes différents et que la valeur de Chadwick est meilleure.

l'énergie d'explosion est presque nulle. La vitesse du neutron serait la même que celle de l'atome de recul et son énergie serait très faible, de l'ordre de 200 000 volts.

Si les neutrons du lithium sont excités par des rayons α de plus faible énergie, il faudrait ou bien augmenter encore la masse de Li_7, ce qui serait hors des limites d'erreurs de la détermination, ou bien supposer une masse plus faible pour le neutron ou pour B_{10}.

M. de Broglie et Leprince Ringuet ([19]) ont montré que Li irradié par les rayons α de Rn + dérivés émet des neutrons qui traversent plusieurs centimètres de plomb. La vitesse maximum des rayons α étant ici de $1,92 \times 10^6$ e.V., on peut prévoir pour ces neutrons une énergie de l'ordre de 3,5 millions de volts, de l'ordre de celle des neutrons de Po + B ($3,3 \times 10^6$ e.V.) Ces expériences comparées avec les nôtres sont un exemple frappant de l'augmentation de pénétration des neutrons avec l'énergie des rayons α incidents, puisque les neutrons produits par les rayons α de Po traversent seulement quelques mm de Pb.

D'après les formules de réaction nucléaire écrites ci-dessus pour Be, B et Li les rayons α pourraient provoquer la transmutation de Be si faible que soit leur énergie, pourvu qu'ils aient traversé la barrière de potentiel du noyau. Comme on pense actuellement que la probabilité de traverser cette barrière diminue rapidement avec l'énergie de la particule α, mais ne devient jamais tout à fait nulle, il est probable qu'il n'y a pas d'énergie limite de la particule α au-dessous de laquelle la transmutation est impossible ; au contraire pour le bore et le lithium une telle limite doit exister car l'énergie du neutron et du rayon de recul dans le cas des rayons α du polonium est inférieure à l'énergie de ces rayons α. D'autre part les neutrons de Be doivent avoir une limite inférieure d'énergie élevée, tandis que ceux de B et Li pourraient être émis à partir d'une vitesse minimum très faible. Cependant, Kirsch et Rieder ([17]) pensent que les groupes sont excités chacun par une vitesse définie de la particule α. Ces résultats ne sont pas en accord avec ceux de Rasetti ([26]).

5. **Propriétés des neutrons.** — Nous nous représentons actuellement le neutron comme une particule non chargée de masse légèrement supérieure à 1 de dimensions de l'ordre de celle des noyaux légers. Dans son passage dans la matière, il ne produit sensiblement pas d'ionisation le long de sa trajectoire (Expériences de Dee ([20]), sauf quand il rencontre un noyau atomique à une distance assez faible pour lui communiquer par choc élastique une énergie suffisante pour le projeter. Le noyau mis en mouvement a une trajectoire très ionisante et le neutron, plus ou moins dévié, continue sa route jusqu'à ce qu'il rencontre un nouveau noyau. Ces chocs sont très rares, étant donné la faible dimension de la sphère d'action du neutron. On comprend qu'une telle particule doit ainsi pouvoir traverser de très grandes épaisseurs de matière. L'absorption d'un faisceau de neutrons se compose de deux termes. Un terme d'absorption vraie, correspondant à la perte d'énergie par choc sur un noyau (d'autant plus élevée que le noyau est plus léger), et d'un terme d'absorption par diffusion ([21])([15])([14]) correspondant à l'éloignement d'un neutron du faisceau incident, en raison de la déviation subie par celui-ci lors du choc contre un noyau. Ce dernier terme est prépondérant pour les noyaux lourds. L'étude de l'absorption des neutrons est rendue très compliquée par le fait que ceux-ci ne sont pas de vitesse homogène, et de plus, le manque d'intensité rend actuellement impossible l'étude de phénomène dans des conditions de canalisation convenable. Toutefois, on observe globalement que les éléments légers produisent une absorption massique bien plus forte que les éléments lourds, caractère qui distingue le rayonnement de neutrons des autres radiations pénétrantes ([8])([22])([21]).

Les chocs sur les éléments lourds doivent être bien plus fréquents que les chocs sur les éléments légers.

Les expériences décrites page 26 et les courbes de la figure 4, nous donnent des renseignements sur les rapports des sections efficaces de choc des noyaux avec les neutrons.

En posant r_n et r les rayons d'action du neutron et du noyau rencontré, la section efficace de choc sera $\pi (r_n + r)^2$.

Le courant d'ionisation I dû à la partie pénétrante de la radiation (après 4 cm Pb) est

sensiblement proportionnel au nombre n de noyaux contenu dans la chambre, à la section efficace de choc et à l'ionisation moyenne produite par un noyau projeté dans le gaz. Cette ionisation moyenne correspond aux divers angles de choc, elle est proportionnelle à l'ionisation i correspondant au maximum d'énergie que peut recevoir le noyau dans un choc direct.

On connaît I, n, et on calcule i en tenant compte de l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions dans le gaz considéré. Nous trouvons pour le rapport de la distance efficace de choc entre l'argon et l'hélium ou l'azote et l'hélium.

$$\text{Argon} \quad \frac{r_n + r_A}{r_n + r_{He}} = 2{,}86 \qquad \text{Azote} \quad \frac{r_n + r_N}{r_n + r_{He}} = 1{,}92$$

On peut d'autre part obtenir un ordre de grandeur du rendement ρ en neutron émis par Be par particule α incidente. La perte moyenne d'énergie d'un neutron d'énergie W pour un parcours dans le gaz ΔX est donnée par

$$\Delta X = \pi \nu R^2 \frac{2mM}{(M+m)^2} W \Delta x$$

ν étant le nombre de noyaux par cm³, m et M la masse du neutron et du noyau, N le nombre de particules α irradiant Be, Ω l'angle solide moyen d'utilisation du rayonnement Δx l'épaisseur moyenne de la chambre, R la somme des rayons du neutron et du noyau.

On a

$$\frac{1}{4{,}77 \times 10^{-10}} = \frac{W}{W_i} \times \pi \nu R^2 \frac{2mM}{(M+m)^2} \rho \times N \times \Omega \times \Delta X$$

d'où l'on tire pour ρ une valeur comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} en admettant pour R, 5×10^{-13} cm.

On pourrait concevoir que les neutrons expulsés par les rayons α dans les atomes légers ne préexistent pas à l'intérieur de ces atomes, mais il semble plus probable qu'ils font partie des éléments constitutifs des noyaux. Fournier a donné une classification des éléments supposant qu'il n'existe pas d'électrons libres dans le noyau, mais seulement des hélions, des protons et des neutrons ([24]). Francis Perrin ([25]) a également considéré comme élément de constitution possible le demi hélion (noyau d'hydrogène de masse 2).

D'après la constitution de Li, noyau émetteur des neutrons et dont le spin est connu, on est conduit à attribuer au neutron un spin $\frac{1}{2}$; on arrive par des considérations théoriques à la même conclusion.

Au cours des observations des électrons secondaires par la méthode Wilson, nous en avons remarqué un certain nombre d'énergie quantique élevée se dirigeant vers la source. Voir pl. I, B). Il est peu probable qu'il s'agisse d'électrons Compton projetés par le rayonnement γ diffusé, car on serait conduit à assigner à ces radiations une énergie quantique extrêmement élevée. On pourrait supposer que des électrons projetés vers l'avant ont été réfléchis sur les parois de l'appareil et reviennent vers l'arrière. Cependant, il semble, d'après les examens stéréoscopiques, que certains d'entr'eux ont pris naissance dans le gaz. Cette difficulté d'interprétation est écartée si nous admettons que les neutrons peuvent provoquer des transmutations des noyaux de la matière qu'ils traversent phénomènes pouvant donner lieu à une émission de rayons γ. Les électrons en cause seraient des électrons Compton de cette radiation. La forme bombée du début des courbes d'absorption, serait un indice de cette propriété pour le plomb. Nous savons d'ailleurs actuellement, grâce aux belles expériences de Feather ([23]) par la méthode de Wilson, qu'effectivement les neutrons sont capables de provoquer des transmutations de l'azote et de l'oxygène. Le neutron est capturé par le noyau d'azote ou d'oxygène qui émet une

particule α la probabilité de ce phénomène est grande relativement à celle des transmutations par les particules α. Ce fait tient à ce que le neutron peut facilement traverser la barrière de potentiel des noyaux. L'émission d'une radiation γ, dans ces cas de transmutation, est un phénomène très probable. Nous avons répété ces expériences pour l'azote par la même méthode, et elles confirment les résultats de Feather. La source employée est (Rn + dépôt actif + Be). Il est nécessaire, pour ne pas être gêné par le brouillard produit par les électrons secondaires du rayonnement γ de Rn + dérivés, d'établir dans celle-ci une pression réduite 10 cm. Hg et d'enrouler les électrons lents par un champ magnétique. Le phénomène s'observe plus rarement qu'en opérant à la pression atmosphérique, en raison du moins grand nombre de noyaux d'azote et aussi du fait que le temps d'efficacité de la détente est diminué. Par contre, les trajectoires de recul de l'azote sont plus allongées et se prêtent mieux à des déterminations précises. Le cliché reproduit pl. II, B est un agrandissement. La transmutation est provoquée par un neutron fortement diffusé. Le cliché pl. II, A représente la trajectoire d'un noyau d'azote projeté, il a subi un choc au cours de son recul (*).

On voit donc que l'étude du phénomène d'émission des neutrons et celle des effets qu'ils produisent dans la matière peut être déjà considérée comme un des plus puissants moyens d'exploration des noyaux atomiques.

Ce travail a été effectué à l'Institut du Radium de Paris. Nous adressons nos remerciements à Mme Pierre Curie pour l'intérêt qu'elle a pris à notre travail ainsi que pour les quantités importantes de matières radioactives qu'elle a mises à notre disposition. Nous tenons aussi à remercier M. Savel pour l'aide précieuse qu'il nous a apporté dans nos expériences.

(*) D'après des expériences préliminaires effectuées à l'Institut du Radium de Vienne, de nombreuses substances émettraient des rayons α de transmutation sous l'action des neutrons.

LÉGENDE DES PLANCHES.

Planche I A et A bis.

Photographie de l'électromètre Hoffmann avec sa chambre d'ionisation.

Planches I B, C, D et II A, B.

Photographies prises au moyen de l'appareil à détente de Wilson. Une source de neutrons est placée très près, à l'extérieur de la chambre à détente, dans le plan de la figure.

I B, électrons rapides produits par les rayons γ pénètrent de Pa + Be.

I C, rayon H rapide projeté par un neutron ayant traversé une bande de paraffine placée dans la chambre à détente. Le rayon traverse complètement la chambre.

I D, rayon d'hélium projeté par les neutrons dans la chambre à détente remplie d'hélium, le rayon a un parcours de 5 mm. environ, rapporté à l'air à 15° et 760 mm de pression.

II A, noyau d'azote projeté par un neutron dans l'air à pression réduite. Le noyau d'azote a subi un choc au cours de sa trajectoire (agrandissement).

II B, transmutation d'un noyau d'azote par un neutron. Un rayon α (trajectoire fine) est projeté; la trajectoire épaisse et courte est celle du reste de l'atome projeté (agrandissement).

BIBLIOGRAPHIE

(1) W. Nernst, *Theore ische chemie*, 4 Aufl., Stuttgart (1903), 391.
(2) E. Rutherford, *Proc. roy. Soc.*, London A **97**, (1920), p 396-397.
(3) J. L. Glasson, *Phil. Mag.* **42** (1921), p. 596-600.
(4) W. Bothe et H. Becker, *Zeitsch. f. Physik*, **66** (1930), 289-301.
(5) I. Curie, *C. R.*, **193** (1931), 1412.
(6) F. Joliot, *C. R.*, **193** (1931), 1415.
(7) I. Curie et J. Joliot, *C. R.*, **194** (1932), 273.
(8) I. Curie et F. Joliot, *C. R.*, **194** (1932), 708.
(9) I. Curie et F. Joliot, *C. R.*, **194** (1932), 876.
(10) I. Curie et F. Joliot, *C. R.*, **194** (1932), p. 1229.
(11) P. Auger, *C. R.*, **194** (1932), 877.
(12) W. C. Webster, *Proc. roy. Soc.*, **196** (1932), 709.
(13) J. Chadwick, *Nature*, **129** (1932), 312.
(14) I. Curie, F. Joliot, P. Savel, *C. R.*, **194** (1932), p. 2208.
I. Curie et F. Joliot, *Nature*, **130** (1932), 692.
(15) J. Chadwick, *Proc. roy. Soc.*, **136** (1932), 692.
(16) F. Rasetti, *Naturwiss*, **20** (1932), 252-253.
(17) G. Kirsch et F. Rieder, *Wien. Ber.*, **141** (1932), 301.
(18) H. Becker et W. Bothe, *Zeits. für Phys.*, **76** (1932), 421
(19) M. de Broglie et L. Leprince Ringuet, *C. R.*, **194** (1932), 1616.
(20) Dee, *Proc. roy. Soc.*, **136** (1932), p. 727.
(21) M. de Broglie et L. Leprince Ringuet, *C. R.*, **195** (1932), 88.
(22) Thibaud et Dupré Latour, *C. R.* **194** (1932), 1647, **195** (1932), 155.
(23) Feather, *Proc. roy. Soc.* **136** (1932), 709.
(24) G. Fournier, *C. R.*, **194** (1932), p. 1343.
(25) F. Perrin, *C. R.*, **194** (1932), 1343.
(26) F. Rasetti, *Zeitsch. f. Phys.* **78** (1932), 165.

Manuscrit reçu le 14 novembre 1932.