

LES RAYONS DES CORPS RADIOACTIFS EN RELATION AVEC LA STRUCTURE NUCLÉAIRE*

L'étude des rayons émis par les substances radio-actives a permis d'aborder pour la première fois d'une manière concrète le problème de la structure des atomes et a ouvert à la science le domaine de la physique nucléaire.

Dans ce rapport seront résumés brièvement les faits expérimentaux qui conduisent à l'examen de la structure nucléaire.

1. *Les transformations radio-actives. Les rayons α , β , γ .* — Tout élément radio-actif éprouve une transformation atomique qui atteint successivement les atomes dont il se compose, et qui est définie par la loi exponentielle fondamentale caractéristique de la substance considérée. La transformation consiste, soit dans l'émission d'un rayon α , soit dans celle d'un rayon β . Un rayon α est un atome d'hélium doublement ionisé, tandis qu'un rayon β est un électron. Parmi les électrons, émis par les radio-éléments, il faut cependant distinguer les rayons β *primaires* ou «électrons de désintégration», dont le départ détermine effectivement la transformation de l'atome, et les électrons ou rayons β *secondaires* qui ne correspondent pas à une modification aussi fondamentale et dont l'émission est liée à celle des rayons γ . Ces derniers sont une radiation électromagnétique émise comme suite de la perturbation produite dans l'atome par l'émission d'un rayon α ou d'un rayon β primaire.

Dans les transformations radio-actives, on doit admettre que les particules α et les électrons de désintégration proviennent du noyau, car l'individualité d'un atome est déterminée par le noyau et ne peut être modifiée que par une altération de celui-ci. Les rayons β secondaires proviennent de la région de l'atome extérieure au noyau.

2. *Le parcours des rayons α dans la matière. Loi de Geiger-Nuttall.* — Les rayons α émis par les corps radio-actifs forment des groupes homogènes en ce qui concerne la vitesse d'émission. Faisant abstraction du phénomène

* [Mme P. Curie, Congrès International d'Électricité, Paris 1932, 1^{re} section, rapport N° 35 — ed.].

de «structure fine», dont il sera question plus loin, on peut dire qu'un groupe de rayons α caractérise une substance déterminée. Le parcours d'un rayon α dans l'air est très approximativement rectiligne et à peu près le même pour les rayons d'un même groupe; en le rapportant à une densité d'air déterminée (généralement air à 15° , sous la pression normale), on obtient une donnée qui caractérise le groupe homogène considéré. Les parcours des groupes principaux sont compris entre 2 et 9 cm. Le parcours r augmente avec la vitesse d'émission v , et il existe entre ces deux grandeurs une relation empirique (loi de Geiger), d'après laquelle r est proportionnel à v^3 .

Geiger et Nuttall ont signalé une relation entre le parcours r d'un groupe de rayons α et la constante λ qui mesure la vitesse de transformation. Portant $\log r$ en abscisses et $\log \lambda$ en ordonnées, ils ont obtenu trois graphiques à peu près rectilignes correspondant réciproquement aux trois familles d'uranium-radium, de thorium et d'actinium. Les parcours utilisés étaient les parcours normaux, abstraction faite de la structure fine. Quelques corps paraissent faire exception, même si l'on recherche seulement une courbe d'allure régulière, en renonçant à la rendre strictement rectiligne.

La loi Geiger-Nuttall est une relation entre la probabilité de la transformation radio-active et l'énergie du rayon α émis; elle a fait l'objet d'une théorie proposée par Gamow, sur laquelle nous reviendrons plus loin.

3. *Variation d'énergie interne dans les transformations nucléaires.* — Pour un atome simple au point de vue isotopique, le poids atomique est voisin d'un nombre entier P , le noyau de cet atome contient donc P protons. Le nombre d'électrons étant également P pour l'atome neutre, N de ces électrons sont extranucléaires et $P - N$ intranucléaires, si N est le nombre atomique. Les données très précises de l'analyse des masses, dues principalement à Aston, font connaître la masse d'ions de charge connue, d'où l'on déduit celle des atomes neutres, en tenant compte de la masse de l'électron, la base adoptée étant $O = 16$. Pour calculer la masse du noyau, il convient de retrancher celle de tous les électrons extranucléaires. Le poids atomique de l'électron au repos est environ 0,00055.

Aston a mesuré pour de nombreux éléments le *coefficient de condensation* (packing fraction) défini comme excès de masse atomique par proton sur le nombre entier voisin. Ce coefficient ω est maximum pour l'atome d'hydrogène pour lequel il atteint $77,8 \cdot 10^{-4}$.

La perte de masse par condensation ΔM est reliée à la perte d'énergie interne ΔE par la relation d'Einstein $\Delta E = c^2 \Delta M$ (c vitesse de la lumière). Cette perte est particulièrement sensible dans le cas de l'atome d'hélium considéré comme formé de 4 atomes d'hydrogène. Les masses atomiques rapportées à $O_{16} = 16$, étant $H = 1,00778$ et $He = 4,00216$, la perte de masse par atome-gramme d'hélium est $4 \cdot 1,00778 - 4,00216 = 0,029$ g, d'où pour la perte de masse par atome d'hélium $4,8 \cdot 10^{-26}$ g et pour la perte d'énergie correspon-

dante, ou *énergie de cohésion*, $4,3 \cdot 10^{-5}$ ergs, soit $27 \cdot 10^6$ eV. Les deux électrons extranucléaires de l'atome n'ayant pas changé de masse, la perte d'énergie ci-dessus calculée porte sur la formation du noyau d'hélium à partir des quatre protons et deux électrons constituants. Ainsi l'énergie de cohésion du noyau d'hélium, ou *hélium*, est considérable, et il doit en être de même de sa stabilité.

Dans tous les atomes autres que l'hydrogène, la masse du proton est, comme dans l'hélium, en moyenne beaucoup plus voisine de 1 que celle du proton libre. Par conséquent, pour tout atome, la construction à partir de protons et d'électrons entraîne une perte d'énergie considérable. Si, d'autre part, on envisage la formation d'atomes d'hélium comme première étape et que l'on forme les atomes suivants à l'aide d'atomes d'hélium en aussi grand nombre que possible, avec addition de quelques protons et électrons, l'énergie mise en jeu dans ce deuxième processus est beaucoup moins grande que dans le premier. Ces considérations permettent d'entrevoir pourquoi, dans les transformations radio-actives, on observe l'émission de noyaux d'hélium et non celle de protons.

On admet fréquemment que les éléments se rangent par leur poids atomique dans quatre séries, pour lesquelles P est respectivement du type $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ et $4n + 3$, n étant le nombre des particules α constituantes. Le nombre de protons non engagés dans les noyaux d'hélium, est alors, au plus, égal à 3.

Quand on envisage une transformation nucléaire provoquée, telle qu'il peut s'en produire par le choc de rayons α sur des atomes légers, il est devenu usuel d'établir le bilan énergétique de la transformation, en vue d'en contrôler la probabilité. Dans les considérations de ce genre, il est nécessaire de faire intervenir les variations d'énergie interne qui correspondent à l'effet de condensation.

4. *Groupes de rayons α . Spectre magnétique. Structure fine.* — La mesure de la déviation magnétique des rayons α permet de déterminer leur vitesse d'émission et leur énergie, le rapport de la charge à la masse étant connu.

Pour les rayons α de RaC'' , déviés dans un champ de 20 000 gauss, on a $R = 20$ cm; $v = 1,922 \cdot 10^9$ cm:s. En raison de la faible courbure de la trajectoire, la déviation des rayons α a été étudiée seulement avec une faible dispersion jusqu'à ce que la construction du grand électro-aimant de l'Académie des Sciences par A. Cotton, ait permis de recourber les rayons en demi-cercle et d'augmenter, par là, considérablement le pouvoir séparateur.

En utilisant cette méthode, dite à foyer, S. Rosenblum a trouvé que la raie unique attribuable aux rayons α de ThC n'est pas simple, mais présente une structure fine; elle se compose de six raies pour lesquelles l'écart extrême des vitesses est environ 5%¹. L'application de la même méthode a permis

¹ Rosenblum, *Comptes rendus*, t. 188, 1929, p. 1401 et 1549; t. 190, 1930, p. 1124; *Journ. Phys. Rad.*, t. 1, 1930, p. 438. Suite du même travail: Rosenblum et Valladars, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 967.

d'établir que le groupe émis par AcC est complexe (deux raies)¹, conformément aux résultats obtenus par Rutherford et ses collaborateurs à l'aide d'une méthode d'ionisation différentielle très sensible².

Pour RaAc, il avait été établi par Irène Curie que les rayons α forment deux groupes dont les parcours qui diffèrent d'environ 3 mm ont été mis en évidence par la mesure des longueurs des trajectoires de brouillard³. L'emploi de la méthode à foyer a permis de découvrir, dans ce cas, une structure plus fine encore; dans le spectre magnétique chacun des deux groupes mentionnés est représenté par un doublet, et une cinquième raie faible apparaît entre les deux doublets⁴. Ces raies sont seules visibles sur le spectre obtenu avec une préparation de RaAc exempt de ses dérivés, mais à mesure que ceux-ci se forment, apparaissent les raies appartenant à AcX, An, AcA, AcC. L'examen, encore incomplet, de ce spectre conduit à attribuer au moins deux raies à AcX, et à constater l'existence de quelques raies faibles d'attribution incertaine.

Le spectre magnétique de RTh contient deux raies attribuables à ce corps et une raie faible d'attribution incertaine⁵. À mesure que se forment les dérivés, on voit apparaître les raies de ThX, Tn, ThA, ThC, ThC'.

L'étude du spectre magnétique des rayons α est encore loin d'être complète, d'une part, parce que plusieurs substances n'ont pas encore été examinées, d'autre part, parce que la découverte de raies faibles dépend de l'intensité disponible. On ne peut encore dire si la complexité de structure est un phénomène général. Tout au plus, peut-on remarquer que jusqu'ici certains spectres paraissent composés d'une raie unique, tels ceux de RaA, RaC', Po, ThC'.

La mesure précise des parcours offre un moyen pour étudier la complexité de structure de l'émission α . Cette méthode ne donne ni la même précision, ni le même pouvoir séparateur que la méthode des spectres magnétiques à foyer. En revanche, elle offre plus de sensibilité pour opérer avec de petites quantités de matière. On l'applique soit en mesurant l'ionisation, soit en photographiant les trajectoires de brouillard, soit encore en observant les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc. La vitesse v est reliée au parcours par la relation $r = kv^3$ (k coefficient constant), tant que $r > 2$ cm. Au-dessous de cette valeur, la relation est modifiée; des formules empiriques qui l'expriment ont été données par Briggs, par Irène Curie et par Blackett.

¹ Mme P. Curie et S. Rosenblum, *Comptes rendus*, t. 193, 1931, p. 33 [voir p. 637 — ed.].

² Rutherford, Ward et Wynn-William, *Proc. Roy. Soc.*, t. 129, 1930, p. 211.

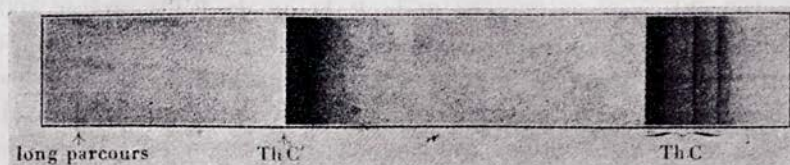
³ Irène Curie, *Comptes rendus*, t. 192, 1931, p. 1102; *Journ. Phys. Rad.*, t. 3, 1932, p. 57.

⁴ Mme P. Curie et S. Rosenblum, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 1232 [voir p. 644 — ed.].

⁵ S. Rosenblum et Mlle Chamie, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 1134.

La méthode des scintillations, fréquemment employée pour la mesure des parcours, a permis de découvrir, à côté des groupes normaux de rayons α de RaC' et de ThC', des groupes dits de «long parcours»; se composant d'un nombre de rayons relativement très petit. Ces rayons de long parcours ont aussi été mis en évidence par la méthode des trajectoires de brouillard et par celle d'ionisation différentielle. Pour quelques-uns de ces groupes faibles,

Spectres magnétiques montrant la structure fine des rayons α .



Dépôt actif du thorium (S. Rosenblum).



Radioactinium et ses dérivés (Mme Pierre Curie et S. Rosenblum).



Radiothorium et ses dérivés (S. Rosenblum et Mlle C. Chamié).

S. Rosenblum a récemment obtenu la raie du spectre magnétique. Rutherford et ses collaborateurs ont signalé neuf groupes de rayons de long parcours attribués à RaC', avec des parcours à 15° compris entre 7,87 et 11,64 cm et des nombres de rayons compris entre 0,2 et 17 pour 10^6 rayons normaux de parcours 6,95 cm¹. Pour Th(C + C'), ils ont caractérisé deux groupes de rayons de parcours 9,78 cm et 11,66 cm, avec respectivement 0,34 et 1,9 rayons pour 10^4 rayons normaux de ThC' de 8,62 cm de parcours².

5. *Composition du rayonnement β . Groupes et spectre continu. Électrons de désintégration.* — La vitesse et l'énergie des rayons β ont été déduites de la

¹ Rutherford, Ward et Lewis, *Proc. Roy. Soc.*, t. 131, 1931, p. 684.

² Rutherford, Wynn-Williams et Lewis, *Proc. Roy. Soc.*, t. 133, 1931, p. 351.

déviations dans un champ magnétique. Les spectres magnétiques obtenus pour différentes substances radio-actives sont très différents, pouvant se composer d'un spectre continu et de raies plus ou moins nombreuses. Pour Ra, RaD, RTh, on observe quelques raies seulement; pour RaE, le spectre continu est surtout apparent; pour les corps qui composent les dépôts actifs: RaB, RaC, etc., de même que pour RaAc et AcX, on observe un spectre continu important et un grand nombre de raies (plus de 60 pour RaC). Les limites de vitesse varient également beaucoup d'un corps à l'autre. L'énergie, inférieure à 100 ékV pour les rayons β de RaD ou de RTh, atteint 3000 ékV pour ceux de RaC. On a même observé chez RaC, ThC'' et MTh2 l'émission de rayons β de très grande énergie sous forme de raies ou de bandes signalées par Yovanovitch et d'Espine au-dessus de 2500 ékV jusqu'à 11000 ékV¹.

Les travaux de nombreux auteurs ont montré que les raies des spectres magnétiques correspondent à des rayons β d'origine secondaire, déjà signalés précédemment, tandis que les électrons de désintégration qui proviennent du noyau paraissent former le spectre continu. On est donc conduit à admettre que la désintégration d'un noyau par perte d'un électron nucléaire ne correspond pas pour celui-ci à une vitesse déterminée, comme cela a lieu pour un rayon α , mais, qu'au contraire, les électrons de désintégration d'une même substance sont émis avec des vitesses variables dans de larges limites. Cette circonstance constitue une difficulté théorique considérable. Il est aussi très remarquable que pour certains radio-éléments, les électrons de désintégration ont une énergie si faible qu'on ne les a pas encore identifiés jusqu'à présent (Ac, MTh 1)².

Les courbes de distribution de l'intensité i dans le spectre continu, en fonction de l'énergie W des rayons offrent le même type général: i augmente d'abord avec W , passe par un maximum, puis décroît et tend vers 0 quand W continue à augmenter. La limite du spectre continu correspond à une énergie d'autant plus élevée que la vie de la substance est plus courte. Les raies apparaissent comme les maxima aigus superposés à la courbe représentative du spectre continu.

6. *Absorption du rayonnement γ . Groupes homogènes. Diffusion nucléaire.* — Le rayonnement γ des corps radio-actifs a été d'abord caractérisé par la méthode d'absorption, et l'on distingue, comme pour les rayons X, le *coefficient d'absorption photo-électrique* τ et le *coefficient de diffusion* δ . Le coefficient total étant μ , on a $\mu = \tau + \delta$. Les lois numériques appliquées aux coefficients δ

¹ Yovanovitch et d'Espine, *Journ. Phys. Rad.*, t. 8, 1927, p. 276.

² La nature de la transformation ne peut cependant être mise en doute, car les propriétés chimiques de l'atome résultant de la transformation et sa place dans le système périodique, sont bien celles qui correspondent à la perte d'un électron nucléaire, c'est-à-dire à l'augmentation d'une unité pour le nombre atomique.

et τ sont celles établies pour les rayons X. D'après la théorie de l'effet Compton le coefficient δ est de la forme $\delta = \delta_0 f(\alpha)$, où δ_0 est le coefficient de J. J. Thomson et α un paramètre défini par la relation $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$, où h est la constante de Planck, ν la fréquence de la radiation et m la masse de repos de l'électron. La fonction $f(\alpha)$ égale à 1 pour $\alpha = 0$, décroît quand α augmente et s'annule pour $\alpha = \infty$.

D'après Compton, $f(\alpha) = \frac{1}{1 + 2\alpha}$. Plus tard, Klein et Nishina ont donné à $f(\alpha)$ une forme plus compliquée résultant de l'application des méthodes de la mécanique ondulatoire¹.

La mesure du coefficient d'absorption des rayons γ émis par des radio-éléments permet de caractériser des groupes de ces rayons qui correspondent à des coefficients définis. Ces coefficients sont compris entre de larges limites; en les comparant à ceux qui ont été mesurés pour les rayons X de longueur d'onde connue, on reconnaît que certains groupes de rayons γ sont des groupes de fluorescence émis dans les atomes de radio-éléments (ou dans les supports), comme effet secondaire, tandis que d'autres groupes doivent être d'origine nucléaire.

Pour les rayons γ de haute fréquence, l'absorption photo-électrique est négligeable dans un absorbant à atomes légers, mais peut encore intervenir dans un élément à nombre atomique élevé, tel que le plomb. On admet, en général, que tous les électrons extranucléaires sont équivalents au point de vue de la diffusion des rayons γ durs. Le coefficient de diffusion par électron $\frac{\delta_0 f(\alpha)}{n}$, mesuré dans une matière à atomes légers, contenant n électrons par unité de volume, a été comparé à celui que prévoit la théorie, la valeur de λ étant déduite d'après les données fournies par la spectrographie des rayons γ . Plusieurs auteurs, Skobelzyn, Chao, Tarrant, Gray, L. Meitner et Hupfeld, Jacobsen² ont ainsi comparé la valeur de δ par électron avec la valeur déduite de la formule de Klein-Nishina. Les résultats de ces mesures délicates font prévoir que l'accord avec la théorie paraît satisfaisant pour δ voisin de 7 U. X., mais que pour $\lambda = 4,7$ U. X. (rayons γ fortement filtrés de ThC''), l'accroissement du coefficient avec le nombre atomique de l'absorbant ne peut s'expliquer entièrement par une part d'absorption photo-électrique. Ceci conduit à envisager un effet de diffusion nucléaire qui, pour le plomb, atteindrait 40% de l'effet de diffusion normal sur les électrons extra-nucléaires.

¹ Klein et Nishina, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 52, 1928, p. 853.

² Chao, *Proc. Roy. Soc.*, t. 135, 1931, p. 206; Tarrant, *Proc. Roy. Soc.*, t. 135, 1931, p. 223; Gray, *Proc. Roy. Soc.*, t. 130, 1931, p. 524; L. Meitner et Hupfeld, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 67, 1931, p. 147; Jacobsen, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 70, 1931, p. 145; Skobelzyn, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 1568.

7. *Mesure de la longueur d'onde. Relations entre les rayons β et les rayons γ .* — Nous ne ferons qu'énumérer ici les méthodes employées pour déterminer la longueur d'onde des rayons γ .

a. Spectre de diffraction sur un cristal tournant (Rutherford et Andrade, J. Thibaud, M. Frilley)¹.

b. Spectres corpusculaires obtenus par l'effet photo-électrique des rayons γ sur les atomes étrangers, ou conversion interne (Ellis, Thibaud)².

c. Spectres corpusculaires obtenus par l'effet Compton produit par les rayons γ sur les atomes légers (Skobelzyn)³.

d. Spectre naturel des rayons β émis par les corps radio-actifs dont les raies représentent l'effet secondaire photo-électrique des rayons γ émis dans la même transformation radio-active et absorbés dans l'atome qui leur a donné naissance par conversion interne (Ellis, Black, Hahn et Meitner, etc.)⁴.

Résumant les résultats des méthodes a, b, c et d, on constate qu'il y a entre eux un accord général et que les spectres de rayons γ se composent de groupes monochromatiques sans fond continu appréciable. Le nombre de groupes d'origine nucléaire est très variable suivant les substances; ainsi on en a défini quinze pour RaC, et un seulement pour Ra ou pour RaD. A ces groupes viennent s'ajouter ceux de fluorescence auxquels correspondent également des photo-électrons dans le spectre naturel. L'énergie des groupes nucléaires est comprise entre des limites étendues; les énergies les plus élevées jusqu'ici mesurées étant celles des groupes 2 219 ékV de Ra C et 2 650 ékV de Th C''.

8. *Relations entre les rayons α et les rayons γ . Niveaux nucléaires.* — A l'émission de rayons β nucléaires succède généralement celle de rayons γ nucléaires qui peuvent se manifester soit directement, soit par conversion interne ou externe en rayons β secondaires. Une relation analogue a été observée pour certains radio-éléments, entre les rayons α et les rayons γ , et l'on a reconnu que des relations énergétiques d'importance fondamentale existent entre les énergies des groupes monochromatiques de rayons γ et la structure fine des rayons α . Ce fait, entrevu d'abord par Feather, a été clairement mis en évidence par la mesure précise des vitesses de groupes complexes de rayons α . Ainsi entre les énergies des six groupes de rayons α de Th C, on peut former quinze différences énergétiques Δ , et l'on constate que onze de ces différences concordent

¹ Rutherford et Andrade, *Phil. Mag.*, t. 27, 1914, p. 854 et t. 28, p. 262; J. Thibaud, *Thèse Paris* 1925, *Ann. de Phys.*, t. 5, 1926, p. 73; M. Frilley, *Thèse Paris* 1928, *Ann. de Phys.*, t. 11, 1929, p. 483.

² Ellis, *Proc. Roy. Soc.*, t. 99, 1921, p. 261; t. 101, 1922, p. 1; Thibaud, *loc. cit.*

³ Skobelzyn, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 24, 1924, p. 393; t. 28, p. 278; t. 43, 1927, p. 354; t. 58, 1929, p. 595.

⁴ Rutherford, Chadwick, Ellis, *Radiation from Radioactive Substances*, Cambridge 1930.

numériquement avec les énergies U de groupes de rayons γ nucléaires attribués à Th C'', substance dérivant de Th C par émission d'un rayon α .^{1,2}

Les valeurs de Δ et de U sont indiquées ci-dessous, en électrons-kilovolts:

Δ	U	Δ	U
40,6	40,8	332	332
128	128	437	439
146	145	477	479
166	163	585	590
291	292	627	627
295	292		

Le Tableau suivant est relatif aux rayons α de Ra Ac et aux rayons γ attribués à la même substance³.

Δ	U	Δ	U
33,6	31,5	195	195
41	43,7	275	282
60	61,4	295	300
100	101	309	300

La différence énergétique $\Delta = 352$ ékV, entre les deux groupes de rayons α de AcC est de même à rapprocher de l'énergie $U = 354$ ékV d'un groupe de rayons γ de Ac C''.

Gamow a interprété ces coïncidences en admettant qu'après le départ du rayon α de désintégration, le noyau résiduel se trouve à l'état normal si le rayon α a été émis avec l'énergie maximum; si, au contraire, le rayon α a été émis avec une énergie réduite, c'est que le noyau a absorbé une partie de l'énergie de désintégration et se trouve à l'état excité. On peut concevoir que le noyau possède des niveaux d'énergie, et que l'excitation du noyau correspond au transfert d'une particule constituante d'un niveau à un autre plus élevé. Selon Gamow, les particules qui interviennent dans ce transfert seraient les particules α constitutives du noyau⁴. Un atome excité revient spontanément à l'état normal par l'émission, d'un groupe de rayons γ (ou de plusieurs groupes consécutifs) d'où égalité énergétique entre les quantités Δ et U . Dans cette manière de voir, il y aurait à considérer autant de niveaux d'énergie nucléaires que de groupes de rayons α distincts, et les énergies de ces niveaux seraient de la forme $E_n = E_0 + \Delta_{0,n}$, E_0 étant l'énergie du niveau normal, et $\Delta_{0,n}$ étant

¹ Rosenblum et Valladarès, *loc. cit.*

² La concordance devient tout à fait remarquable quand on apporte à Δ une correction qui tient compte de l'énergie de recul de l'atome transformé.

³ Mme P. Curie et S. Rosenblum, *loc. cit.*

⁴ Gamow, *Constitution of Atomic Nuclei and Radioactivity*, Oxford 1931.

la différence énergétique entre le groupe normal de rayons α et un groupe de moindre énergie d'ordre n .

Il importe de rappeler ici que les rayons γ sont émis *après* la transformation radio-active comportant l'émission de rayons α (ou de rayons β), c'est-à-dire dans le noyau transformé. Si, comme il est probable, le noyau ne persiste pas longtemps dans l'état excité, l'émission de rayons γ aurait lieu *au début* de la vie de l'atome transformé.

L'interprétation ci-dessus exposée de la relation entre les rayons α et les rayons γ devrait, semble-t-il, s'appliquer aux rayons émis dans une transformation donnée. Tel paraît être le cas de RaAc, où la concordance numérique a lieu entre les rayons α de RaAc et les rayons γ attribués au même élément (c'est-à-dire émis par les atomes de AcX résultant de la transformation $\text{Ra Ac} \rightarrow \text{Ac X}$, au début de la vie des atomes transformés). Mais, dans le cas de Th C, les rayons α sont émis dans la transformation $\text{Th C} \rightarrow \text{Th C}'$, tandis que les rayons γ avec lesquels ils sont en relation, sont attribués à Th C'', c'est-à-dire à la transformation $\text{Th C}' \rightarrow \text{Th D}$. De même les différences énergétiques relatives aux rayons α de $\text{AcC} \rightarrow \text{AcC}''$ sont en relation avec les rayons γ attribués à la transformation $\text{AcC}'' \rightarrow \text{AcD}$. Il paraît y avoir là une difficulté pour la théorie. Cependant d'après les expériences les plus récentes de Ellis et de Sze Shih Yuan il est possible que les groupes de rayons γ qui correspondent à la structure fine, soient en réalité émis par les corps C.

D'après Gamow, l'émission de rayons α de long parcours, serait également en relation avec un état d'excitation du noyau. Par exemple, dans la transformation $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$ ou $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'$, avec émission d'un rayon β nucléaire, le noyau résultant RaC' ou ThC' serait formé à l'état excité C'_e , c'est-à-dire qu'une des particules α constituantes pourrait y occuper un des niveaux d'énergie supérieurs E_n . Le noyau excité C'_e aurait la faculté de revenir à l'état normal par émission d'un quantum γ de fréquence ν et de subir ensuite une transformation normale $C' \rightarrow D$, avec émission d'un rayon α de parcours normal. La probabilité Θ de cette transition serait très grande. Mais il existe aussi une certaine probabilité λ pour que C'_e se transforme directement en D, en émettant une particule α de long parcours, la différence énergétique Δ qui correspond à la différence des parcours étant égale à $h\nu$. Le nombre N de rayons de long parcours (pour abrégier, rayons lp), par atome transformé, serait donné par la formule
$$\frac{N}{(p - N)} = \frac{\lambda}{\Theta}$$
 où p est la proportion d'atomes C' qui se forment à l'état excité, tandis que le nombre de quanta par atome transformé est $p - N$. On peut étendre ces considérations au cas de plusieurs groupes de rayons α et de plusieurs groupes de rayons γ , correspondant à des états d'excitation différents, relatifs à divers niveaux nucléaires.

Si ces prévisions sont exactes, les différences énergétiques entre les groupes lp et le groupe normal (corrigées de l'effet de recul) doivent correspondre aux

groupes de rayons γ émis respectivement dans les transformations $\text{RaC} - \text{RaC}'$ et $\text{ThC} - \text{ThC}'$ (les rayons lp n'ayant pas encore été observés pour AcC).

Parmi les neuf groupes de rayons lp , attribués par Rutherford, Ward et Lewis à RaC' , on en trouve trois (parcours à 15° respectivement 7,87 cm, 9,60 cm et 10,31 cm), pour lesquels les excès d'énergie par rapport au groupe normal de parcours 6,95 cm paraissent correspondre à trois groupes importants de rayons γ dont les énergies en électrons-kilovolts sont respectivement $6,12 \cdot 10^5$, $17,78 \cdot 10^5$ et $22,19 \cdot 10^5$.

Le groupe lp le plus important, (parcours 9,13 cm) paraît pouvoir être mis en relation avec un groupe de rayons γ de 14,26 éKV , pour lequel l'émission de rayons γ est sinon supprimée, tout au moins fortement désavantagée par rapport à l'effet de conversion interne (J. Thibaud). On est ainsi conduit à envisager l'émission de photo-électrons extranucléaires comme un effet pouvant provenir directement d'une interaction entre ces électrons et le noyau, sans l'intermédiaire d'une radiation (R. Fowler)¹, il n'y aurait donc pas entre le noyau et les électrons qui l'entourent une indépendance poussée aussi loin qu'on l'a cru primitivement.

Les deux groupes lp émis par ThC' (parcours 9,78 cm et 11,66 cm) ne paraissent pas correspondre aux groupes de rayons γ émis par Th ($C + C' + C''$) et généralement attribués à la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$. L'interprétation proposée dans le cas de RaC n'est donc pas valable ici, d'où pour la théorie une complication à résoudre ultérieurement.

De la relation $\frac{N}{(p - N)} = \frac{\lambda}{\Theta}$, admise pour les rayons lp de RaC' on peut déduire Θ , si N et $p - N$ sont donnés par l'expérience, λ étant calculé par extrapolation de la loi de Geiger-Nuttall, ou mieux par la théorie de Gamow basée sur la mécanique ondulatoire. Les éléments de ce calcul étant encore imparfaitement connus, on ne peut obtenir actuellement pour Θ qu'un ordre de grandeur qui paraît acceptable au point de vue théorique $\Theta = 10^{14}$ à 10^{16} sec^{-1} . Rutherford et Ellis² proposent l'emploi de trois coefficients a , g et b pour caractériser les probabilités d'émission respectives d'un rayon lp , d'un quantum ou d'un électron extranucléaire. Les nombres respectifs des émissions par atome transformé étant A , G et B , on aurait les relations: $\frac{G}{A} = \frac{g}{a}$; $\frac{B}{A} = \frac{b}{a}$, permettant de déduire g et b de l'expérience, dans la limite des possibilités actuelles. Le coefficient b serait de l'ordre de 10^{11} à 10^{13} sec^{-1} pour les transitions de 612 éKV à 2 219 éKV . Un certain nombre de raies faibles dans les spectres de rayons β naturels, auxquelles on n'a pu faire correspondre les groupes de rayons γ , pourraient résulter de transitions ayant une faible valeur du coefficient g .

¹ R. Fowler, *Proc. Roy. Soc.*, t. 129, 1930, p. 1.

² Rutherford et Ellis, *Proc. Roy. Soc.*, t. 132, 1931, p. 667.

L'examen détaillé des rayons γ de RaC a conduit Rutherford et Ellis à exprimer les énergies de ces rayons par la formule

$$E = pE_1 - qE_2,$$

où p et q sont des nombres entiers, tandis que E_1 et E_2 sont des énergies déterminées.

Pour E_1 , on envisage deux valeurs possibles, 612 et 671 ékV, considérées comme des énergies de niveaux. A E_2 on attribue une valeur voisine de 40 ékV. Les valeurs 1, 2, 3, 4 que peut prendre p , sont interprétées comme indiquant le nombre de particules α dont le passage d'un des niveaux E_1 au niveau normal détermine l'émission de rayons γ . Sur un graphique, où q est porté en abscisses et E en ordonnées, les groupes de rayons γ se distribuent sur six lignes droites d'inclinaison voisine. On interprète E_2 comme une énergie d'interaction des niveaux.

9. *Théorie de désintégration radio-active.* — La force de répulsion qui existe entre un noyau d'atome et une particule α placée à l'extérieur de celui-ci, à une distance r de son centre, est conforme à la loi de Coulomb, tant que r reste supérieur à une limite r_0 qu'on peut considérer comme le rayon du noyau. Jusqu'à cette limite, l'énergie potentielle U de la particule dans le champ du noyau varie en raison inverse de r . Quand $r < r_0$, les forces attractives commencent à agir; U subit une diminution rapide et prend une valeur minimum U_0 dans la région centrale du noyau, où une particule α peut séjourner. Le maximum U_m de U , situé dans la zone limite du noyau, constitue une «barrière de potentiel» qui s'oppose à la pénétration de l'extérieur vers l'intérieur et inversement, pour toute particule dont l'énergie E est inférieure à U_m . Au point de vue de la mécanique classique, une telle pénétration est impossible, mais au point de vue de la mécanique ondulatoire, il existe toujours, pour le passage considéré, une certaine probabilité qui augmente avec E^1 . Par conséquent, la constante radio-active γ qui mesure pour la particule α la probabilité de sortie du noyau, doit être une fonction croissante de E . Gamow a calculé cette fonction en adoptant une formule simple pour la fonction U dont la valeur dans les limites du noyau n'est pas connue. Il a obtenu ainsi une formule qui donne λ en fonction de la vitesse v que possède la particule α à la sortie du noyau, ainsi que du nombre atomique N de ce noyau et du rayon r_0 du noyau transformé².

Cette formule correspond à la relation expérimentale trouvée par Geiger et Nuttall entre la constante λ et le parcours des rayons α , mais elle introduit aussi les paramètres supplémentaires N et r_0 . A l'aide des valeurs expérimenta-

¹ Gamow, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 51, 1928, p. 204; Gurney et Condon, *Nature*, t. 122, 1928, p. 439.

² Gamow, *Constitution of Atomic Nuclei and Radioactivity*, Oxford 1931.

les de λ , v et N , on peut calculer le rayon nucléaire pour les radio-éléments qui émettent des rayons α . Les valeurs ainsi trouvées, peu différentes entre elles, sont de l'ordre de 8.10^{-13} cm. Le rayon r_0 croît avec la masse du noyau.

Pour les éléments des familles de l'uranium et du thorium, le nombre P de protons constituants est respectivement du type $4n + 2$ et $4n$. Pour la famille de l'actinium, il paraît probable que $P = 4n + 3$. Il en résulte, qu'il n'y a pas de superposition entre les valeurs de P relatives aux radio-éléments qui se transforment avec émission de rayons α (à la seule exception des corps C qui subissent une transformation à bifurcation, et qui, pour cette raison, ont la même valeur de P que les corps C'). Ainsi, la relation entre λ , v , N et r_0 doit, en réalité, se réduire à une relation entre λ et P seulement¹. Cette relation mise sous forme de graphique a une allure complexe, d'apparence périodique, avec des analogies dans la position que les radio-éléments d'une même famille occupent sur le graphique.

10. *Les rayons H. La transformation artificielle des éléments légers par le choc des rayons α .* — Quand un rayon α passe très près d'un noyau léger, celui-ci est projeté vers l'avant. Parmi les noyaux légers ainsi projetés, les protons ont une importance particulière, car ils peuvent franchir dans l'air des distances plus grandes que celles des rayons α générateurs. D'après les lois du choc élastique, la vitesse maximum communiquée à un proton dans un choc, central, par un rayon α de vitesse v_0 et d'énergie W_0 avant le choc, est $u = 1,6 v_0$ correspondant à l'énergie $0,64 W_0$. A cette vitesse u correspond, suivant la théorie du passage des particules chargées par la matière, un parcours R , égal à environ $4 R_0$, si R_0 est le parcours d'un rayon α de vitesse v_0 . Le parcours des rayons H varie comme celui des rayons α , proportionnellement au cube de la vitesse, tant que R est supérieur à une valeur limite, de l'ordre de 2 cm. Les méthodes d'étude des rayons H sont les mêmes que pour les rayons α . Pour que leur parcours R' dépasse le parcours du rayon α générateur, il est nécessaire que l'angle de projection Θ soit inférieur à une certaine limite voisine de 50° . Les rayons qui remplissent cette condition, sont ceux qu'on a le plus étudiés, car ce sont eux qu'on observe au delà du parcours des rayons α générateurs. Ils sont émis dans les chocs exceptionnels très peu fréquents, dont la proportion par rayon α a été calculée, en admettant que l'action répulsive du rayon α sur le proton s'exerce suivant la loi de Coulomb. Il y a désaccord sur ce point entre la théorie et l'expérience, l'écart augmentant avec la vitesse des rayons α générateurs, c'est-à-dire avec la réduction de la distance entre le rayon α et le proton au moment du choc, la loi de Coulomb n'étant plus valable quand la distance proton-particule α est très petite.

La projection de protons de grande vitesse peut avoir lieu, non seulement quand les rayons α subissent des chocs dans une matière hydrogénée, mais

¹ Mme P. Curie.

aussi quand ces chocs ont lieu entre certains atomes légers tels que l'azote. Les protons, en ce cas, sont extraits des atomes d'azote, ce qui implique une transmutation atomique de ces derniers. Ce phénomène fondamental, découvert par Rutherford¹, est désigné comme « désintégration artificielle ». Les protons de désintégration peuvent avoir des vitesses et des parcours très supérieurs à ceux des rayons H naturels.

Les observations les plus précises concernent les protons de désintégration de parcours supérieur à celui des rayons α générateurs; cependant, l'observation de parcours inférieurs à cette limite a été rendue possible par l'emploi de la « méthode rétrograde » qui consiste à envoyer les rayons α sur un radiateur et à observer les protons issus de celui-ci dans une direction faisant un angle obtus avec celle des rayons α incidents (Petterson).

La possibilité de transmutation a été établie pour la plupart des éléments légers, jusqu'au potassium inclusivement. Pour Li, Be, C et O, l'accord d'opinion n'est pas réalisé, et de même pour les éléments au delà du potassium². Les protons sont émis aussi bien vers l'avant que vers l'arrière, par rapport à la direction des rayons α incidents, la vitesse vers l'avant étant supérieure à celle vers l'arrière, conformément au principe de conservation de la quantité de mouvement. Mais le choc n'étant pas élastique, la vitesse comporte une composante sans direction privilégiée. Voici quelques valeurs de parcours vers l'avant et vers l'arrière, les rayons α utilisés ayant un parcours de 7 cm.

	B	Az	F	Na	Al	P
Vers l'avant (cm) . . .	58	40	65	58	90	65
Vers l'arrière (cm) . .	38	18	48	36	67	43

D'après le calcul, un proton de parcours supérieur à 56 cm doit avoir une énergie supérieure à celle d'un rayon α dont le parcours est 7 cm, il en est certainement ainsi pour le proton de désintégration émis vers l'avant par l'aluminium. Par conséquent, l'énergie interne du noyau intervient nécessairement dans la transmutation. Pour le proton de 90 cm de parcours, l'énergie est égale à 1,4 fois celle du rayon α de RaC' qui lui a donné naissance. Au lieu d'un dégagement d'énergie, la désintégration peut être accompagnée d'une absorption d'énergie, comme dans le cas de l'azote. Le rendement de la désintégration est de l'ordre de 10 à 20 atomes transformés pour 10^6 rayons α de RaC' ou de Th C'.

Les expériences faites par la méthode de détente de Wilson pour observer les fourches dues au choc de rayons α contre des noyaux légers, ont permis

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, t. 37, 1919, p. 58.

² Les expériences récentes de C. Pawlowski, *Comptes rendus*, t. 191, 1930, p. 658, rendent probable la désintégration du carbone.

de mettre en évidence quelques cas de transmutation. Blackett a observé huit fourches ne satisfaisant pas aux lois de choc élastique et présentant après le choc, deux trajectoires, dont l'une fine et allongée, correspond au proton de transmutation, tandis que l'autre, courte et plus épaisse, correspond à un noyau d'azote qui aurait incorporé la particule α incidente. Il y a là un exemple de «transmutation avec capture» donnant lieu à la production d'un isotope d'oxygène de masse 17.¹ Les quantités de mouvement des deux particules après choc sont calculées, par rapport à celle du rayon α incident, d'après les angles qui forment avec la direction de celui-ci, les bras de la fourche.

Au point de vue théorique, on peut envisager les types d'interaction suivantes, pour le choc non élastique d'un rayon α et d'un noyau:

1° Excitation du noyau, sans transmutation, avec perte d'énergie pour le rayon α et avec émission ultérieure de rayons γ ;

2° Transmutation avec émission d'un proton et avec capture de la particule α ;

3° Transmutation avec émission d'un proton, sans capture de la particule α , celle-ci étant renvoyée avec une vitesse réduite.

Tous ces problèmes ont été examinés au point de vue de la mécanique ondulatoire². La probabilité de l'excitation est d'autant plus petite que le niveau excité est plus élevé et que le nombre atomique est plus grand. La particule excitée serait un proton ou une particule α . Pour les protons émis sans capture de la particule α , les vitesses d'émission formeraient un spectre continu, en relation avec la perte de vitesse du rayon α incident qui prend toute valeur entre 0 et la vitesse initiale. La transmutation avec capture de la particule α sur un niveau déterminé, conduirait, au contraire, à l'émission de groupes homogènes de protons (spectre de raies).

La probabilité de transmutation avec capture est particulièrement élevée si l'énergie du rayon α incident est voisine de celle d'un niveau intranucléaire. Cet «effet de résonance», laisse prévoir l'émission de groupes de protons pour des vitesses de rayons α comprises entre certaines limites.

Supposons que la quantité Q d'énergie libérée est fixe pour une transmutation nucléaire avec capture, et que le principe de conservation des quantités de mouvement s'applique. Connaissant l'énergie du rayon α incident et celle du proton de désintégration dont on a mesuré le parcours pour une direction d'émission déterminée, on peut calculer l'énergie de recul du noyau et la valeur de Q . Celle-ci est à comparer avec la perte de masse par effet de condensation, dans le cas où la valeur exacte de la masse serait connue aussi bien pour le noyau primitif que pour celui qu'on suppose formé lors du choc.

¹ Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, t. 107, 1925, p. 349.

² Gamow, *loc. cit.*

Les travaux de divers auteurs ont mis en évidence l'émission de groupes définis de protons de désintégration¹ par certains éléments. Les rayons α utilisés étaient ceux de RaC', de ThC' ou du polonium. Pour l'azote, un seul groupe de protons a été signalé; la transformation a lieu probablement avec capture. Elle est accompagnée d'une absorption d'énergie; on trouve environ $Q = -1,3.10^6$ éV. Le bore émet trois groupes de protons dont deux sont attribués à une transmutation avec capture et le troisième pourrait correspondre à une transmutation sans capture (valeurs de Q en électrons-volts $4,7.10^6$, $0,6.10^6$ et $-1,1.10^6$). L'aluminium émettrait ainsi deux ou trois groupes de protons (3.10^6 et $0,25.10^6$ éV), et il semble qu'on ait observé aussi un effet de résonance.

Des expériences récentes ont montré que la transmutation d'atomes légers se produit aussi par le choc de protons de vitesse modérée².

11. *Excitation de rayons très pénétrants dans les atomes légers sous le choc de rayons α . Projection de noyaux légers. Hypothèse du neutron.* — En soumettant diverses substances au bombardement par les rayons α du polonium, Bothe et Becker ont observé que certains atomes légers émettent, dans ces conditions, un rayonnement de faible intensité plus pénétrant que les rayons γ les plus durs observés chez les radio-éléments. Ce phénomène a été interprété comme une émission de rayons γ par les noyaux à la suite d'une excitation de ceux-ci, avec ou sans transmutation³. Tous les éléments depuis Li jusqu'à Al donnent cet effet, et parmi eux, Li et Be sont les seuls dont on n'avait pas pu établir la transmutation. Il est remarquable que c'est pour Be que le phénomène a la plus grande intensité; viennent ensuite le bore et le lithium. Le rendement en quanta paraissait du même ordre que celui de la transmutation avec émission de protons.

Irène Curie et F. Joliot ont repris ces expériences et ont mis en évidence ce fait inattendu que les rayons excités dans Be et B peuvent projeter des protons de grande vitesse quand ils traversent des substances hydrogénées. Le parcours de ces protons est de 28 cm pour Be et de 8 cm pour B. L'effet de projection n'est pas limité aux noyaux d'hydrogène; la projection des noyaux d'hélium a été aussi directement observée. D'autre part l'absorption massique du rayonnement excité dans Be est plus grande dans les éléments légers que dans les éléments lourds ce qui permet de conclure que le phénomène de projection des noyaux est un phénomène général⁴.

¹ Rutherford et Chadwick, *Phil. Mag.*, t. 42, 1921, p. 809; *Proc. Cam., Phys. Soc.*, t. 25, 1929, p. 186; Bothe et Frantz, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 49, 1928, p. 1; Pose, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 64, 1929, p. 1; t. 67, 1931, p. 194; Chadwick, Constable et Pollard, *Proc. Roy. Soc.*, t. 130, 1931, p. 463; De Broglie et Leprince-Ringuet, *Comptes rendus*, t. 193, 1931, p. 132; Chadwick et Constable, *Proc. Roy. Soc.*, t. 135, 1932, p. 48.

² Cokroft et Walton, *Nature*, t. 129, 1932, p. 649.

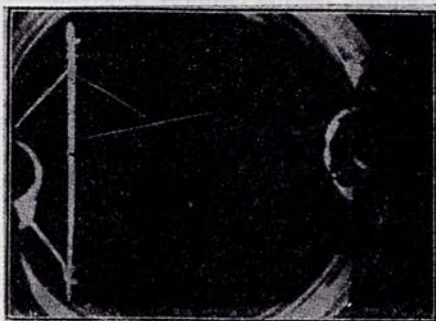
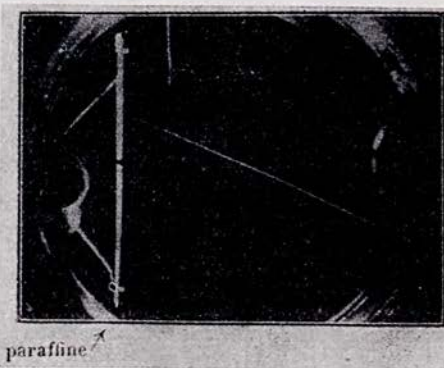
³ Bothe et Becker, *Zeitsch. f. Phys.*, t. 46, 1930, p. 289; *Nature*, 1931, p. 753.

⁴ Irène Curie et F. Joliot, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 708.

L'émission de protons par les rayons ($Po + Be$) a été confirmée par des expériences faites avec une chambre à détente contenant une plaque de paraffine qui reçoit de l'extérieur les rayons excitateurs. Sur la planche, on voit des trajectoires de protons issus de la paraffine; d'autres protons prennent naissance dans l'air de la chambre qui contient les molécules d'eau. Leurs trajectoires ont aussi été observées par P. Auger¹ et par Rasetti². Si la chambre contient de l'hélium, on obtient des trajectoires de noyaux He.³ La méthode de détente permet aussi de reconnaître des trajectoires d'électrons dont les énergies, évaluées d'après la déviation dans un champ magnétique, sont de quelques millions d'électrons-volts, très rarement plus de 10^7 éV.

L'interprétation de leurs expériences soulève des difficultés si l'on considère le phénomène comme un effet Compton produit par les rayons γ sur des noyaux d'atomes⁴. Les énergies de protons projetés par les rayons ($Po + Be$) ou ($Po + B$) étant respectivement $4,5 \cdot 10^6$ et $2 \cdot 10^6$ éV, il faut attribuer au quantum responsable de la projection une énergie de $50 \cdot 10^6$ éV dans le premier cas et de $35 \cdot 10^6$ éV dans le second cas. On voit difficilement l'origine d'une énergie aussi élevée. D'autre part, la fréquence du phénomène de projection paraît incompatible avec la valeur du coefficient de diffusion δ d'un quantum sur un proton. Ce coefficient déduit de la formule de Klein-Nishina étant inversement proportionnel à m^2 (si m est la masse de repos de la particule diffusante) serait, en effet, environ $1,5 \cdot 10^{-31}$ par proton et $6,7 \cdot 10^{-27}$ par

Noyaux d'atomes projetés par les rayons pénétrants excités dans le glucinium par les rayons α , du polonium (observés à l'appareil Wilson).
Irène Curie et F. Joliot.



Rayons H provenant d'une couche de paraffine.

La source de rayonnement (polonium + glucinium) était placée hors de l'appareil à gauche.

¹ P. Auger, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 877.

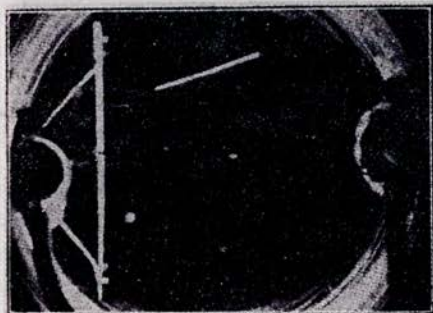
² Rasetti, *Nature*, t. 20, 1932, p. 252.

³ I. Curie et F. Joliot, *loc. cit.*

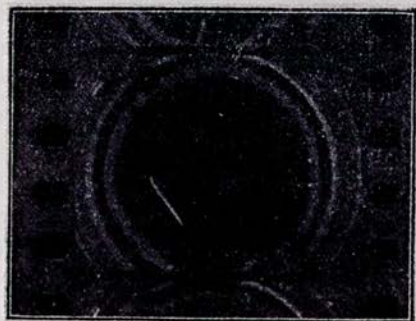
⁴ I. Curie et F. Joliot, *loc. cit.*

électron pour un quantum d'énergie 50.10^6 éV; de sorte que la probabilité de projection serait 40 000 fois plus petite pour le proton que pour l'électron. L'expérience montre, au contraire, que pour les rayons (Po + Be) le proton a un pouvoir absorbant beaucoup plus grand que l'électron.

Noyaux d'atomes projetés par les rayons pénétrants excités dans le glucinium par les rayons, du polonium (observés à l'appareil Wilson) (suite).
Irène Curie et F. Joliot.



Rayon H provenant de la vapeur d'eau contenue dans la chambre à détente.



Rayon α (noyau d'hélium projeté) dans la chambre à détente remplie d'hélium.

Aussitôt après les premières publications de I. Curie et F. Joliot, Chadwick a annoncé la confirmation de leurs résultats par une méthode de compteur à amplification permettant de mesurer le nombre d'ions produits par rayon. Il a aussi mis en évidence la projection de noyaux tels que ceux d'azote ou d'argon. Pour éviter les difficultés d'interprétation ci-dessus signalées, Chadwick a admis que les rayons responsables de la projection sont des *neutrons*, particules de masse voisine de 1, formées par une association particulièrement intime d'un proton et d'un électron. La possibilité d'existence de tels rayons avait été à plusieurs reprises, envisagée précédemment, mais les essais de leur recherche n'avaient abouti à aucun résultat concret. Chadwick a montré que la production d'un neutron dans le bombardement de Be par les rayons α de Po pouvait avoir lieu selon la relation: $\text{Be} + \alpha = \text{neutron} + \text{C}_{12}$ et qu'en tenant compte de l'énergie de cohésion, on obtient ainsi pour le neutron de masse 1, une énergie de l'ordre de celle du proton projeté¹.

Les expériences de M. de Broglie et de ses collaborateurs ainsi que celles

de Rasetti ont apporté de nouvelles contributions à l'appui du phénomène nouveau².

Une étude plus approfondie de l'absorption par Irène Curie et F. Joliot³ a montré que le rayonnement (Po + Be) doit être considéré comme complexe.

¹ J. Chadwick, *Nature*, t. 129, 1932, p. 312.

² M. de Broglie, Rasetti, *Nature*, t. 20, 1932, p. 252.

³ I. Curie et F. Joliot, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 1229.

On distingue un rayonnement sensiblement symétrique par rapport à la direction des rayons α et absorbé de moitié dans 2,5 cm de plomb. Ce sont probablement des rayons γ , et l'on doit leur attribuer l'émission des électrons observés dans la chambre à détente; leur énergie quantique maximum serait environ $4,5 \cdot 10^6$ éV. Il semble y avoir, en plus, une petite proportion de rayons γ de quantum élevé, produisant des électrons de choc d'énergie supérieure à $5 \cdot 10^6$ éV. Ce rayonnement pourrait provenir de la réaction envisagée par Bothe: $\text{Be}_9 + \alpha = \text{C}_{13} + \gamma$.

Une autre catégorie de rayons serait représentée par des neutrons d'énergie maximum $4,7 \cdot 10^6$ éV s'absorbant principalement par projection de noyaux d'atomes et pouvant être responsable d'une partie des rayons γ considérés comme leurs rayons secondaires.

Ainsi les expériences de projection de noyaux légers donnent pour la première fois, une base pour l'hypothèse du neutron. Il n'est guère possible de se rendre compte encore du mode d'absorption des neutrons, ces particules ne produisant pas d'ionisation sur leurs parcours. Si l'on envisage un choc élastique entre un neutron et un noyau, avec la section efficace πr^2 , on peut calculer l'énergie cédée en moyenne aux noyaux contenus dans la chambre par un neutron qui ne subira dans cette chambre qu'un choc unique.

La valeur du courant d'ionisation donne alors une relation entre le nombre de neutrons qui y pénètrent par rayons α et la section efficace. Prenant ρ de l'ordre de grandeur de 10^{-13} cm, on trouve 10^{-5} à 10^{-6} neutrons par rayon α , ce qui paraît un ordre de grandeur convenable.

Si des neutrons peuvent, dans certains cas, être émis par des noyaux, il conviendra probablement de les considérer comme des éléments normaux de la structure nucléaire. D'après Francis Perrin, on devrait, en ce cas, considérer aussi comme probable l'existence d'un élément de structure de masse 2 et de charge 1 qui serait le noyau de l'isotope d'hydrogène de masse 2 récemment découvert et qu'on pourrait nommer demi-hélium¹.

¹ F. Perrin, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 1343.