Essai d'une théorie de l'émission des rayons par les noyaux radio-actifs

Autor(en): **Schidlof, A. / Saini, H.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **5 (1932)**

Heft II

PDF erstellt am: **24.09.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110158

Essai d'une théorie de l'émission des rayons β par les noyaux radio-actifs

par **A. Schidlof** et **H. Saini.**

(20. I. 32.)

Sommaire. Pour s'affranchir de l'hypothèse de la présence d'électrons libres à l'intérieur des noyaux radio-actifs on peut supposer, qu'il existe à l'intérieur des noyaux radio-actifs, des particules qui ont la même masse que la particule α, mais dont la charge électrique est celle du proton, particules dites « pseudo-protons » ou « particules α_1 ». Il est alors possible d'appliquer la théorie du seuil de Gamow-Condon-Gurney à l'activité β des noyaux radio-actifs. A l'extérieur du seuil la particule α_1 se dissocie en un électron qui s'échappe (particule β) et en une particule α qui rentre dans le noyau. L'application du principe de conservation de l'énergie conduit à des vérifications numériques qui sont trop précises pour pouvoir être attribuées à de simples coïncidences fortuites. La théorie interprète tout aussi bien les analogies réelles que les différences profondes qui existent entre les deux espèces de dissociations radio-actives. Elle manifeste sa valeur euristique à plusieurs égards, en particulier lorsqu'on l'applique aux bifurcations. On peut donc espérer que cette hypothèse se montrera capable d'éclaircir aussi d'autres problèmes de la physique nucléaire.

§ 1. Introduction.

Tandis que l'émission des particules α par les corps radio-actifs a reçu, grâce à la mécanique ondulatoire, une interprétation théorique assez satisfaisante, l'explication du phénomène analogue des rayons β s'est heurtée jusqu'à présent des difficultés insurmontables. On attribue les rayons α à une sorte de suintement de l'onde corpusculaire dû à un défaut d'étanchéité du barrage qui entoure de toute part la cavité du potentiel du noyau. Cette hypothèse a été formulée à peu près simultanément par Condon et Gurney (1) et par Gamow (2). Depuis elle a été développée et perfectionnée par Gamow et Houtermans (3) par von Laue (4), par Sexl (5) et par d'autres (6).

La théorie du choc de la mécanique ondulatoire, basée sur l'équation de Schrödinger, conduit au calcul de la constante λ de désintégration d'un corps radio-actif, étant donnée l'énergie propre des particules α, le nombre atomique Z du noyau considéré, ainsi que le rayon r_0 du sommet du seuil du noyau. On trouvera ci-dessous la formule établie par Gamow (7) (8). La constante λ y est exprimée en fonction de la vitesse de groupe v de l'onde α

qui se propage à l'intérieur du noyau. Pour calculer v, il suffit de connaître l'énergie propre E et la masse m de la particule α. Nous désignons par

$$e = 4{,}774 \,.\, 10^{-10}$$

unités électrostatiques c. g. s., la charge électrique élémentaire, et par

$$h = 6{,}55 \,.\, 10^{-27} \text{ c. g. s.}$$

la constante de PLANCK. Enfin on fait usage de l'abréviation

$$Z^* = Z - 2\,.$$

Il vient alors

$$\lambda = \frac{h}{4\, m\, r_0^2}\, e^{-\frac{8\,\pi\, e^2}{h} \cdot \frac{Z^*}{r} + \frac{16\,\pi\, e \sqrt{m}\, \sqrt{Z^*\, r_0}}{h}}\,.$$

Numériquement il vient:

$$\log \lambda = 20{,}4652 - 1{,}191 \,.\, 10^9\, \frac{Z^*}{r} + 4{,}084 \,.\, 10^6 \sqrt{Z^*}\, \sqrt{r_0}\,.$$

Cette formule, déduite de la mécanique ondulatoire, s'accorde avec la loi empirique de GEIGER-NUTTAL si on suppose constantes, en première approximation, les quantités r_0 et Z^*. Les valeurs numériques de λ calculées à l'aide de la formule de GAMOW sont confirmées par les résultats des observations.

En ce qui concerne les rayons β émis par les noyaux radioactifs, la mécanique ondulatoire, loin d'éclaircir les idées théoriques, les a plutôt embrouillées.

En effet, on trouve pour les rayons β d'un corps radio-actif donné un spectre continu des vitesses, s'étendant de 0 jusqu'à une certaine limite supérieure qui dépend du corps en question. Or, tandis que l'énergie individuelle d'un électron β est complètement indéterminée, l'énergie moyenne d'un grand nombre d'électrons provenant d'un corps radio-actif donné est une quantité caractéristique pour le corps envisagé, et il existe une constante de dissociation bien définie. La loi de GEIGER-NUTTAL semble s'appliquer tout aussi bien à la vitesse moyenne des rayons β qu'à la vitesse vraie des rayons α. Plusieurs auteurs, MM. GUTH et SEXL (9), M. KUDAR (10), d'autres encore, ont examiné cette question. La contradiction qui existe entre l'énergie propre indéterminée des électrons et la constante de dissociation bien définie du noyau radio-actif semble s'opposer à toute tentative d'interprétation théorique de l'origine des rayons β.

De plus, il est évident, pour beaucoup de raisons[1]) que la théorie du seuil ne saurait s'appliquer aux électrons nucléaires.

[1]) Voir à cet égard surtout l'article de F. G. HOUTERMANS (6).

L'analogie manifeste entre les deux espèces de rayons radio-actifs apparait dans ces conditions bien mystérieuse.

Si on parle d'électrons « libres » contenus dans les noyaux radio-actifs, on entend par là, les électrons non fixés à des particules α ou à d'autres éléments constituants dont la masse est de l'ordre de celle du proton. On sait que dans les noyaux de grande masse, le rapport entre le nombre des électrons, N, et le nombre des protons, P, va en augmentant et tend vers une limite qui est un peu inférieure à 0,62 (11). Pour les particules α, ainsi que pour plusieurs noyaux légers, par exemple, pour Li 6, B 10, C 12, N 14, O 16, etc., le rapport

$$S = \frac{N}{P},$$

qui est en relation avec la stabilité du noyau, présente la valeur 0,5. Pour le Li 7, on trouve $S = 0{,}571$.

Cependant, dans les noyaux de grande masse et en particulier dans les noyaux radio-actifs, il existe des électrons qu'on ne peut pas supposer appartenir aux particules α, ni à d'autres noyaux connus de petite masse. Pour éviter tout malentendu, nous appellerons ces électrons, les électrons « surnuméraires ».

Dans la série du Thorium, par exemple, P est un nombre divisible par 4. Le nombre des particules α du noyau est alors $P/4$ et le nombre des électrons surnuméraires est

$$N_s = N - \frac{P}{4}.$$

Pour le Thorium même, qui est le terme le plus élevé de la série, on a

$$N_s = 26.$$

Autrefois on admettait volontiers que les électrons surnuméraires, considérés comme libres, pouvaient s'échapper du noyau, et devenir des rayons β. Actuellement on sait que l'hypothèse de l'existence d'électrons libres dans les noyaux ne peut pas servir de base à une théorie des rayons β. N. Bohr a tiré de l'indétermination de l'énergie des particules β la conséquence que le principe de conservation de l'énergie perd toute signification si on examine ce qui se passe lorsqu'un électron quitte le noyau (12). La mécanique ondulatoire ne donne à cet égard aucune indication utile, car la théorie relativiste de Dirac se heurte, en ce qui concerne les électrons nucléaires, à des incertitudes considérables et elle pose des problèmes qui n'ont pas reçu jusqu'à présent de solution satisfaisante (13).

Si on suppose que l'énergie perdue par le noyau dans le processus individuel de l'émission de l'électron β est indéterminée, on doit admettre aussi l'indétermination, peut-être inexistante, de l'énergie et de la masse des noyaux radio-actifs. On ne voit alors plus pour quelle raison les particules α ont une énergie propre bien définie et la détermination précise, expérimentalement contrôlée, des constantes de dissociation devient une énigme.

Pour cette raison, il n'est pas inutile de voir si on peut donner, en abandonnant l'hypothèse de la présence d'électrons libres dans les noyaux radio-actifs, une théorie qui, tout en rendant compte de l'indétermination complète de l'énergie des rayons β, ne conduit cependant pas à un bouleversement aussi radical des idées habituellement admises.

§ 2. Eléments constitutifs des noyaux radio-actifs.

Nous tentons donc d'exposer quelques suggestions déduites de l'hypothèse fondamentale suivante:

Il n'existe pas d'électrons libres dans les noyaux radio-actifs.

En d'autres termes nous voulons supposer que les électrons surnuméraires qui se trouvent dans les noyaux radio-actifs sont fixés à des particules de grande masse telles que les particules α par exemple, ou à d'autres noyaux légers.

L'une des principales difficultés du problème des rayons β se trouve ainsi écartée, tout au moins provisoirement, car on peut appliquer à tous les phénomènes qui se passent à l'intérieur du seuil de GAMOW-CONDON-GURNEY la mécanique ondulatoire non relativiste, pour autant qu'on n'y fasse pas intervenir des électrons libres.

En principe, les éléments nucléaires dont la masse est de l'ordre de celle du proton ou de celle de la particule α pourraient porter des charges électriques soit positives, soit négatives, mais il est peu probable que les particules de charge négative puissent séjourner dans les noyaux où elles ne seraient retenues par aucun seuil. Pour la même raison, nous ne nous occuperons pas des particules neutres. On peut, du reste, opposer un argument d'ordre empirique à l'hypothèse de l'existence de noyaux négatifs ou neutres. En effet nous avons vu plus haut que les noyaux pour lesquels le rapport $S = \frac{N}{P}$ dépasse 0,62 sont *instables*.

Voici un tableau indiquant les valeurs du quotient S pour quelques noyaux légers. Nous y avons adjoint à titre de comparaison, le noyau du Thorium, *puis un noyau désigné par α_1 dont il sera question plus loin.* Enfin la série des systèmes considérés se termine avec le « neutron » hypothétique pour lequel le quotient $S = I$.

Tableau.

Noyaux connus ou hypothétiques	α	Li 6	Li 7	Be 9	B 11	C 13	Th	α_1	Neutron
$S = \frac{N}{P}$	0,5	0,5	0,571	0,545	0,555	0,539	**0,612**	0,75	1

S présente pour le neutron une valeur tellement supérieure aux rapports caractérisant les noyaux stables que l'existence du neutron dans les noyaux radio-actifs nous parait invraisemblable[1]).

Les seules particules positives dont on peut affirmer avec certitude la présence dans les noyaux radio-actifs sont les particules α qui s'en échappent. Les particules positives — autres que les particules α — auxquelles sont fixés les électrons surnuméraires, sont inobservables en dehors des noyaux, parce que ces particules ont un quotient S qui est supérieur à 0,62[2]). A l'intérieur des noyaux de grande masse ces particules peuvent cependant être stables car elles sont alors soumises à une pression qui est supérieure à leur « tension de dissociation ». Mais si elles sortent du noyau elles se décomposent en abandonnant l'électron surnuméraire.

Dans le cas de la série du Thorium, où $P = 4\,M$, M désignant un nombre entier, tous les électrons surnuméraires sont nécessairement fixés aux particules α car le noyau ne contient aucune autre particule de charge positive. Nous devons admettre, par suite, que tous les noyaux de grande masse renferment, à côté des particules α normales dont la charge est $+ 2e$, d'autres particules de même masse et de charge positive $+ e$ qui sont des isotopes du proton.

Nous appellerons désormais ces particules, dont nous devons postuler l'existence en vertu de l'hypothèse fondamentale, les « particules α_1 » ou les « pseudo-protons ». Elles sont caractérisées par un rapport $S = 0{,}75$.

On reconnaît facilement que le noyau du Thorium ($P = 232$, $N_s = 26$) doit contenir 26 pseudo-protons. La constitution du noyau du Thorium est donc exprimée par la formule

$$\mathrm{Th} = 32\alpha + 26\alpha_1 .$$

---

1) Voir aussi la remarque faite par HARKINS (l. c. (11)) à la fin de son mémoire.

2) Voir plus loin la note concernant l'isotope H 2.

Dans la série du Thorium, les pseudo-protons font leur apparition à partir de A 40. Cet isotope de l'argon en renferme 2. Dans les autres séries, la particule α_1 semble se présenter en tout premier lieu pour le Cl 37 puis pour le K 41 dont l'activité β est connue de longue date.

Cl 37 et K 41 renferment, chacun, un pseudo-proton *isolé.* Le fait que K 41 émet des rayons β donne un certain appui à l'hypothèse sur laquelle se baseront toutes nos considérations ultérieures:

L'émission des rayons β est due à la présence, dans tous les noyaux radio-actifs, des « particules α_1 » ou « pseudo-protons » qui sont constituées par 4 protons et 3 électrons réunis. Le pseudo-proton, qui est stable sous l'action d'une pression extérieure suffisamment élevée, éclate dès qu'il se trouve soustrait à l'influence d'une pression supérieure à sa tension de dissociation. Il se décompose alors en une particule α et en un électron.[1]).

§ 3. Déficit de masse et pression de Gamow.

On sait que la masse atomique de l'hélium n'est pas exactement égale à 4 fois la masse d'un atome d'hydrogène, mais qu'il se produit lors de la formation du noyau de l'hélium à partir de 4 protons et de 2 électrons une petite perte de masse $M = 0{,}029$ gr. par atome-gramme d'hélium. Cette diminution relativement considérable de la masse indique, en vertu du principe de l'inertie de l'énergie une diminution de l'énergie

$$\Delta E = c^2 \Delta M,$$

c signifiant la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3 \,.\, 10^{10}$ cm.-sec.$^{-1}$). Le tableau suivant résume les données numériques que nous possédons actuellement sur cet effet de masse.

Masse atomique de l'hydrogène . .	M_H	$=$ 1,00780
Masse atomique de l'hélium . . .	M_{He}	$=$ 4,00220
Masse atomique de l'électron . . .	M_e	$=$ 0,00055
Masse atomique du proton	M_p	$=$ 1,00725
Masse atomique de la particule α.	M_α	$=$ 4,00110
Somme des masses atomiques de quatre protons et de deux électrons	M_0	$=$ 4,03010

[1]) La découverte récente de l'isotope H 2 du proton (voir SCIENCE, **74**, 18 déc. 1931, p. 10) peut être invoquée comme un argument favorable à la supposition de l'existence du pseudo-proton. L'isotope H 2 sera stable dans n'importe quelles conditions. La particule α_1, par contre, ne peut exister que sous l'influence d'une pression extérieure suffisamment élevée.

L'effet de masse prouve que la particule α est une combinaison extraordinairement exothermique. A la formation d'une seule particule α correspond une dépense d'énergie qu'on trouve en divisant ΔE par le nombre d'Avogadro

$$N = 6{,}06 \, . \, 10^{23}.$$

Il vient

$$\frac{\Delta E}{N} = 4{,}3 \, . \, 10^{-5} \text{ ergs}$$

ce qui correspond à 27 millions de volts-électron.

Cette énorme diminution de l'énergie potentielle explique la stabilité particulièrement grande de la particule α et permet de se représenter la pression excessivement élevée qui maintient les deux électrons emprisonnés dans le volume extrêmement réduit de la particule α.

Une pression de même genre, quoique bien moins grande, que nous appellerons la « pression de GAMOW », existe aussi à l'intérieur des autres noyaux, formés principalement à partir des particules α. Cette pression joue un rôle capital dans les considérations théoriques données par GAMOW[1]) sur la stabilité des isotopes. La pression de GAMOW est proportionnelle au déficit de masse qu'on trouve en retranchant la véritable masse atomique du noyau de la somme des masses atomiques des particules α et des électrons surnuméraires. A vrai dire, le mode de calcul indiqué s'applique uniquement aux termes de la série du Thorium. Pour les autres séries, le calcul est un peu moins simple.

Dans toutes les séries, le déficit de masse augmente d'abord lorsque le nombre des particules α croît, passe par un maximum et diminue ensuite. Dans la série du Thorium, le déficit de masse est maximum pour les isotopes de l'étain, et il prend une valeur voisine de celle qu'il présente dans le cas des noyaux légers, pour le Th 232, qui est le noyau le plus lourd de toute la série.

La diminution de la pression de GAMOW des noyaux les plus lourds est en relation avec leur grandeur croissante. Si le noyau contient un grand nombre de particules α, la répulsion coulombienne due à la charge électrostatique des particules n'est plus tout à fait négligeable devant la pression de GAMOW. Dans ces conditions, l'introduction d'une particule α_1, à la place d'une particule α augmente la stabilité du noyau. La substitution du pseudoproton diminue bien un peu la pression de GAMOW, mais elle diminue dans une plus forte proportion l'énergie de la répulsion coulombienne.

---

[1]) l. c. (8).

Dans la plupart des cas, les particules α_1 apparaissent groupées par paires dans les noyaux. Il est à supposer que la combinaison $2\alpha_1$ est plus stable que le pseudo-proton isolé. Dans le K 41 et dans le Rb il existe une particule α_1 isolée qui est probablement la cause de l'activité β de ces noyaux. Les noyaux de A 40 et de Ca 44, par contre, qui renferment la combinaison $2\alpha_1$, sont stables. Nous nous proposons de revenir sur cette question ultérieurement.

Le présent mémoire est consacré au problème de l'émission des rayons β qui fait intervenir uniquement les propriétés suivantes attribuées aux pseudo-protons:

1⁰ Les pseudo-protons ou particules α_1 ont une charge positive égale à celle du proton, et une masse approximativement égale à celle de la particule α. En réalité la masse atomique M_{a_1}, du pseudo-proton isolé, est un peu plus grande que la masse atomique M_a. Nous verrons plus loin qu'elle est approximativement:

$$M_{a_1} \sim 4{,}022 \,.$$

2⁰ A l'intérieur du noyau (la question de la stabilité mise à part), la charge électrique d'une particule nucléaire joue un rôle bien moins important que sa masse. Or, au point de vue de la masse, les particules α_1 se distinguent si peu des particules α que leur rôle dans la mécanique nucléaire a pu passer inaperçu. En dehors du noyau la particule α_1 se dissocie, comme l'on a vu à la fin du § précédent.

3⁰ La dissociation du pseudo-proton se produit avec une violence explosive. L'énergie de dissociation E_d qui correspond à l'excès de masse ci-dessus signalé est libérée lorsque la particule α_1 se décompose en une particule α ordinaire et en un électron. L'énergie E_d est relativement grande. La combinaison α_1 est très endothermique et il règne dans ce noyau explosif une tension de dissociation très élevée, inférieure toutefois à la pression de Gamow des noyaux radio-actifs et, à plus forte raison, à celle des noyaux inférieurs.

§ 4. Emission des rayons β par les corps radio actifs.

Nous avons dit que les pseudo-protons (ou particules α_1) se comportent à l'intérieur des noyaux presque exactement de la même façon que les particules α. Cependant, l'existence d'une telle particule dans un noyau est possible seulement si la pression de Gamow du noyau est supérieure à la tension de dissociation de la particule. Dès que celle-ci arrive dans une région où la pression est inférieure à sa tension de dissociation, il y a désagrégation en une particule α et en un électron libre.

Dans les noyaux radio-actifs le nombre des particules α_1 est du même ordre de grandeur que le nombre des particules α. Sous certaines conditions, une particule α_1 peut sortir du noyau. La mécanique ondulatoire permet de prédire ce qui doit arriver dans ce cas. Considérons une onde ψ_1 supposée sphérique. Si le rayon r de cette onde dépasse le rayon r_0 du sommet du seuil de Gamow-Condon-Gurney — phénomène qui doit se produire de temps en temps en vertu des principes mêmes sur lesquels repose la mécanique ondulatoire — l'onde va se diviser en deux ondes distinctes dont l'une est celle de l'électron β, tandis que l'autre est une onde α. Rien ne s'oppose à la propagation de l'onde β qui s'éloignera désormais du noyau avec une vitesse plus ou moins grande.

Pour la particule α, par contre, le seuil de Gamow-Condon-Gurney forme un obstacle infranchissable, car il est presque deux fois plus élevé que pour le pseudo-proton. L'énergie qui a permis au pseudo-proton de franchir le seuil du noyau est absolument insuffisante pour l'expulsion de la particule α. Ainsi, par exemple, dans le cas du RaE, on trouve que la perméabilité du seuil est diminuée dans le rapport de e^{-25}, soit de $1{,}4 \cdot 10^{-11}$ environ. La proportion est du même ordre de grandeur aussi dans les autres cas qui entrent en considération. Il faut en conclure que la dissociation du pseudo-proton entraîne la réflexion totale à l'intérieur du noyau de l'onde α.

Nous ignorons l'endroit où a lieu la séparation des deux ondes. Cependant si la dissociation de la particule α_1 se produisait là où le potentiel coulombien du noyau est nul, il faudrait fournir à l'onde une énergie

$$2e\,V_m$$

pour qu'elle puisse retraverser le seuil et rentrer dans le noyau. Nous désignons par e la charge élémentaire et par V_m le potentiel maximum du seuil du noyau. Les énergies disponibles sont, d'une part, l'énergie de la dissociation explosive du pseudo-proton, E_d, et d'autre part, l'énergie de l'onde primitive, E_{a_1}. Nous poserons donc

$$2e\,V_m = E_d + E_{a_1} \tag{1}$$

Cette équation exprime la condition que l'énergie disponible doit être suffisante pour que la particule α puisse rentrer dans le noyau, même si la dissociation a lieu à une distance infiniment grande de celui-ci.

En moyenne la dissociation se produira à une distance du noyau telle que le potentiel coulombien y présente une valeur bien déterminée $\bar{V}$. L'énergie moyenne qu'il faut fournir à la particule pour la faire rentrer dans le noyau est $\bar{E}_a$

$$\bar{E}_a = 2e\,(V_m - \bar{V}). \tag{2}$$

Or, la condition du retour forcé au noyau de la particule α est indépendante des propriétés du noyau particulier en question et tient uniquement à la nature explosive du pseudo-proton. On posera donc

$$\bar{E}_a = E_d \tag{3}$$

ce qui revient à supposer que l'explosion du pseudo-proton, cause du retour forcé au noyau de la particule α, doit aussi fournir l'énergie *moyenne* nécessaire pour opérer ce retour. Cette hypothèse, malgré sa vraisemblance, doit, naturellement être contrôlée au moyen des données expérimentales et théoriques qui sont à notre disposition.

En réalité, dans un processus individuel donné, la dissociation du pseudoproton peut se produire à une distance quelconque où le potentiel coulombien du noyau présente la valeur V. Si tel est le cas, il faut donner à la particule α l'énergie

$$E_a = 2e\,(V_m - V) \tag{4}$$

pour la ramener dans le noyau. Le reste de l'énergie disponible, définie par l'équation (1), sera recueilli par l'électron β. L'électron dont l'énergie est

$$E_e = 2e\,V \tag{5}$$

arrive alors à une distance infinie du noyau avec une énergie cinétique E_β exprimée par la formule

$$E_\beta = 2e\,V - e\,V = e\,V. \tag{6}$$

En vertu de l'équation (6), l'énergie des rayons β peut présenter, en principe, toutes les valeurs comprises entre les limites.

$$0 < E_\beta < e\,V_m.$$

La théorie interprète donc l'existence d'un spectre continu de l'énergie, car l'énergie individuelle d'une particule β est complètement indéterminée et la répartition de l'énergie dans le spectre est définie uniquement par des lois statistiques. Les expériences récentes de TERROUX (14), par exemple, ont montré que la loi de répartition a la même forme mathématique que la loi de MAXWELL de la théorie cinétique des gaz.

En ce qui concerne l'énergie moyenne $\overline{E}_e$ fournie par le noyau radio-actif aux rayons β, on posera selon (5)

$$\overline{E}_e = 2\,e\,\overline{V}.$$

L'énergie cinétique moyenne des rayons β à l'infini sera donc

$$\overline{E}_\beta = e\,\overline{V}. \tag{7}$$

Le potentiel coulombien moyen $\overline{V}$, qui nous intéresse ici particulièrement, est donc connu grâce aux mesures de l'énergie moyenne des rayons β. Cette énergie a été déterminée avec plus ou moins de précision pour les différents corps radio-actifs émettant des rayons β.

Les meilleures mesures ont été faites pour le Ra E au moyen de méthodes calorimétriques fournissant l'énergie totale des rayons β émis par ce corps radio-actif. MM. Ellis et Wooster (15) ont trouvé

$$\overline{V} = 344000 \text{ volts-électron} \pm 10\% \text{ environ}$$

Mlle L. Meitner et M. Orthmann (16), d'autre part, indiquent

$$\overline{V} = 337000 \text{ volts-électron} \pm 6\% \text{ environ.}$$

Comme l'on voit, les mesures donnent des résultats concordants, mais leur précision laisse encore à désirer. Cela tient aux difficultés très considérables qu'on rencontre dans ces expériences.

En vertu de l'hypothèse exprimée par l'équation (3), la mesure du potentiel $\overline{V}$ nous renseigne sur l'énergie propre des particules α_1 contenues dans le noyau radio-actif considéré. Les équations (1) (2) et (3) fournissent en effet, la relation

$$E_{\alpha_1} = 2e\,V_m - E_d = 2e\,\overline{V}.$$

Connaissant $\overline{V}$ on peut donc calculer la vitesse v des particules α_1 du noyau, sachant que leur masse m est très sensiblement égale à celle des particules α.

On a:

$$E_{\alpha_1} = \frac{mv^2}{2} = 2e\,\overline{V}, \tag{8}$$

équation de laquelle on peut tirer la valeur de v.

L'équation (8) interprète de façon satisfaisante le fait que la loi de Geiger-Nuttal s'applique aux constantes de dissociation des corps radio-actifs émettant des rayons β à peu près avec la même approximation qu'aux rayons α. Cela donne un certain appui à l'hypothèse exprimée par l'équation (3) dont l'équation (8) est une conséquence nécessaire. Nous aurons, du reste, l'occasion de vérifier l'équation (3) par un contrôle plus direct.

§ 5. Calcul de la constante de dissociation du Ra E.

En premier lieu nous voulons soumettre l'hypothèse faite sur l'origine des rayons β à une vérification numérique. L'équation (8) permet le calcul de la constante de désintégration du RaE d'après la théorie de CONDON et GURNEY (l. c.) et de GAMOW (l. c.) appliquée aux particules α_1 à la place des particules α. Puisque, à l'effet de dissociation près, la théorie reste inchangée, il suffit de tenir compte du fait que la charge des particules est actuellement $+e$ au lieu d'être $+2e$, ce qui introduit un changement des cœfficients numériques. De plus, Z^*, qui signifie le nombre atomique du noyau restant après le départ de la particule α_1, aura actuellement la valeur

$$Z_1^* = Z - 1$$

(à la place de $Z^* = Z - 2$). Pour le calcul de la constante λ nous avons utilisé la formule de GAMOW (l. c.) convenablement modifiée:

$$\lambda = \frac{h}{4\, m\, r_0^2}\, e^{-\frac{2\pi e^2}{h} \cdot \frac{Z_1^*}{v} + \frac{8\pi e \sqrt{m}\sqrt{Z_1^* r_0}}{h}}.$$

Numériquement il vient:

$$\log_{10} \lambda = 20{,}465 - 0{,}298 \,.\, 10^9 \frac{Z_1^*}{v} + 2{,}04 \,.\, 10^6 \sqrt{Z_1^*}\sqrt{r_0}. \qquad (9)$$

On peut comparer ces expressions avec l'équation originale de GAMOW applicable aux particules α, indiquée au début du § 1 où se trouve aussi l'explication détaillée des symboles.

Si on introduit dans l'équation (8) la valeur

$$\overline{V} = 340000 \text{ volts-électron}$$

on trouve pour la vitesse v des particules α_1 du RaE

$$v \sim 0{,}572 \,.\, 10^9 \text{ cm. sec.}^{-1}.$$

D'après GAMOW (l. c.) le rayon du sommet du seuil est

$$r_0 \sim 8{,}0 \,.\, 10^{-13} \text{ cm.}$$

On obtient avec ces nombres, selon l'équation (9), la valeur

$$(\log_{10} \lambda)_{\text{calc}} = -5{,}74$$

tandis que l'étude expérimentale de la radioactivité du RaE fournit la valeur

$$(\log_{10} \lambda)_{\text{obs}} = -5{,}80.$$

L'écart minime entre la valeur calculée et la valeur observée peut être attribué à la précision limitée avec laquelle on connaît le potentiel $\bar{V}$. Les valeurs extrêmes, compatibles avec l'indication de MM. Ellis et Wooster (l. c.), par exemple, sont

310000 volts-électron et 378000 volts-électron.

A ces 2 nombres correspondent des valeurs de log λ qui vont du simple au double[1]). Pour cette raison il est préférable de prendre pour point de départ la valeur de λ expérimentalement établie. La formule de Gamow conduit alors à la valeur suivante du potentiel $\bar{V}$

$$\bar{V} = 336000 \text{ volts-électron.}$$

L'écart entre ce nombre et le résultat moyen (voir plus haut) des meilleures mesures calorimétriques est de beaucoup inférieur à l'incertitude de cette donnée, indiquée par les observateurs eux-mêmes.

Si l'on ne veut pas considérer la bonne concordance constatée comme purement fortuite, on accordera peut-être quelque crédit à notre hypothèse sur l'origine de l'activité β.

§ 6. Energie liberée par la dissociation des pseudo-protons.

Nous arrivons maintenant au contrôle de l'hypothèse relative à l'énergie de dissociation E_d du pseudoproton (voir l'équation (3) du § 4). Cette hypothèse s'exprime par la formule

$$2e\,(V_m - \bar{V}) = E_d. \tag{9}$$

Dans le membre gauche de cette équation figurent les potentiels V_m et $\bar{V}$, variables d'un corps radio-actif à l'autre; à droite, par contre, se trouve l'énergie de dissociation du pseudo-proton qui est une constante universelle. Toutefois on peut se demander si

---

[1]) A 310000 volts correspond un log λ de $-7{,}6$; à 378000 volts un log λ de $-3{,}5$.

l'équation (9) ne devrait pas être remplacée par une inégalité. Il suffit en effet, d'imposer la condition

$$2e\,(V_m - \overline{V}) \leqq E_a$$

pour que le retour au noyau de la particule α soit assuré.

Cependant, puisque le retour de la particule α ne doit pas apporter au noyau une perturbation d'équilibre trop considérable, l'excédent de l'énergie ne devant en aucun cas dépasser l'énergie des rayons γ les plus durs qui ont été observés, on voit que la relation

$$V_m - \overline{V} = \text{const}$$

doit se vérifier, tout au moins avec une certaine approximation.

Le tableau suivant indique les valeurs moyennes de la différence $V_m - \overline{V}$ calculée pour les trois séries radio-actives, en prenant pour les rayons r_0 des différents noyaux des valeurs déduites de celles que G. Gamow (l. c.) a calculées pour les noyaux correspondants émettant des rayons α.

Série de l'Uranium:	$(V_m - \overline{V})_{\text{moy}} \sim 13{,}76 \,.\, 10^6$	volts-électron
Série du Thorium:	$(V_m - \overline{V})_{\text{moy}} \sim 13{,}86 \,.\, 10^6$	,,
Série de l'Actinium:	$(V_m - \overline{V})_{\text{moy}} \sim 14{,}45 \,.\, 10^6$	,,

Les écarts entre les valeurs $V_m - \overline{V}$ indiquées dans le tableau, sont de l'ordre de l'incertitude des données utilisées. Les rayons des différents noyaux ne sont pas connus avec une précision suffisante pour qu'on puisse affirmer que la différence $V_m - \overline{V}$ soit rigoureusement constante.

Les chiffres indiqués montrent cependant que l'hypothèse de la constance de la différence $V_m - \overline{V}$ est compatible avec les données dont on dispose actuellement. Pour la série de l'Ac on obtient une moyenne un peu supérieure à celle des deux autres séries. Cela tient à la hauteur particulièrement grande du seuil des noyaux de cette série, calculée au moyen des valeurs approximatives des rayons r_0 indiqués par G. Gamow.

La moyenne des différences $V_m - \overline{V}$ trouvées pour les corps des trois séries, est approximativement

$$(V_m - \overline{V})_{\text{moy}} \sim 14 \,.\, 10^6 \text{ volts-électron.}$$

Ce nombre doit encore subir une correction de 25% pour se rapprocher davantage des conditions réelles des noyaux. Les calculs précédents ont été faits pour un seuil coulombien schématisé qui présente une hauteur exagérée[1]).

La différence moyenne affectée de la correction indiquée est

$$(V_m - \overline{V})_{\text{moy corr.}} \sim 10{,}5 \cdot 10^6 \text{ volts-électron.}$$

Cela correspond à une énergie libérée par la dissociation du pseudo-proton présentant approximativement la valeur

$$E_d \sim 3{,}32 \cdot 10^{-5} \text{ ergs.}$$

La particule α_1 aurait donc par rapport à la particule α un excès de masse atomique

$$M_{\alpha_1} - M_\alpha = 0{,}0224 \text{ gr.}$$

§ 7. Les bifurcations des séries radioactives.

L'un des plus forts arguments qu'on peut invoquer en faveur de cet essai de théorie basée sur l'hypothèse des particules α_1 est l'existence des bifurcations radio-actives. Les bifurcations montrent que les deux espèces de dissociations radio-actives doivent avoir une origine presque pareille, puisque dans des circonstances données l'émission d'une particule α peut remplacer un rayon β ou réciproquement. Si on admet que la théorie du seuil est hors de relation avec le phénomène des rayons β, il est presque impossible de maintenir la conception du seuil pour les rayons α.

En ce qui concerne les bifurcations, la théorie du seuil appliquée aux particules α_1 nous apprend ceci: *à énergie égale la perméabilité du seuil est beaucoup plus grande pour le pseudo-proton que pour la particule* α. Pour les deux espèces de particules la constante de dissociation est exprimée, approximativement par la formule[2])

$$\lambda = \frac{\sqrt{E}}{r_0\sqrt{2\,m}}\, e^{-\frac{4\pi\sqrt{2\,m}}{h}\int\limits_{r_0}^{r_1}\sqrt{\frac{\zeta(Z-\zeta)e^2}{r}-E}\cdot dr} \tag{10}$$

r_0 signifie le rayon du sommet du seuil, E l'énergie propre et m la masse de la particule considérée. h est la constante de Planck, Z est le nombre atomique du noyau radio-actif, r est le rayon variable compté à partir du centre du noyau, enfin ζ est un nombre entier qu'il faut égaler à 2 si on applique la formule à la particule α,

---

1) Voir à cet égard, la remarque faite plus loin à la page 88.

2) Voir G. Gamow (l. c. (8) p. 60, équ. (47)).

et à 1 s'il s'agit d'un pseudo-proton. La limite supérieure de l'intervalle d'intégration est

$$r_1 = \frac{\zeta\,(Z - \zeta)\, e^2}{E}\,. \tag{10a}$$

Soit λ_a la constante de dissociation pour une particule α et λ_{a_1} la constante de dissociation pour une particule α_1 calculées dans des circonstances égales d'ailleurs. Le noyau considéré et l'énergie E étant les mêmes dans les deux cas, on trouve, d'après (10) pour le rapport des 2 constantes de dissociation, l'expression suivante

$$\frac{\lambda_a}{\lambda_{a_1}} = e^{-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h}\left\{\int\limits_{r_0}^{r_1}\sqrt{\frac{2(Z-2)e^2}{r} - E}\cdot dr - \int\limits_{r_0}^{r_1'}\sqrt{\frac{(Z-1)e^2}{r} - E}\cdot dr\right\}}\,. \tag{11}$$

Cette formule nous a permis de calculer le rapport λ_a/λ_{a_1} pour certaines valeurs de Z et de E. On trouve dans le cas du RaE

$$\frac{\lambda_a}{\lambda_{a_1}} \sim e^{-25} \quad (\text{soit } \sim 1{,}4.\,10^{-11})$$

comme cela a été dit au § 4. S'il s'agit d'évaluations approximatives, l'expression (11) peut être considérablement simplifiée. Pour des déterminations exactes de l'énergie E des formules telles que (10) ou (11) ne peuvent pas être employées, car elles reposent sur la supposition d'un seuil coulombien coupé par une arête tranchante[1]).

On peut cependant déduire des expressions théoriques la constatation qualitative suivante. Pour que les grandeurs λ puissent présenter des valeurs voisines lorsqu'on les calcule d'une part pour les particules α et d'autre part pour les particules α_1 d'un même noyau, en d'autres termes pour qu'il puisse y avoir émission simultanée de rayons α et de rayons β, l'énergie E_a des particules α doit être supérieure de beaucoup à l'énergie E_{a_1} des particules α_1. A l'énergie E_a correspond dans ce cas un potentiel qui doit être une fraction appréciable de la hauteur du seuil du noyau, par exemple, un tiers ou la moitié de

$$2\,\frac{(Z-1)\,e}{r_0} = 2\,V_m\,(\sim 22\,.\,10^6 \text{ volts-électron})\,.$$

Des différences d'énergie propre aussi considérables ne sont possibles à l'intérieur d'un même noyau que s'il se trouve dans un

[1]) Voir à cet égard, G. Gamow, l. c. (8).

état excité. *L'émission simultanée des rayons α et β ne peut donc avoir lieu que si le noyau radio-actif se trouve dans un état excité se manifestant par l'émission de rayons α d'une énergie particulièrement grande.* Or, ceci est effectivement le cas pour tous les corps radio-actifs C, ainsi que pour les corps C' et C'' qui résultent de la dissociation radio-active des corps C.

Pour tout ce qui concerne l'étude théorique de la structure complète des rayons α des corps radioactifs C, C' et C'' nous renvoyons le lecteur au traité de G. Gamow déjà souvent cité. Ici nous nous bornerons à reproduire quelques données relatives aux rayons α du RaC et du ThC empruntées au traité de E. Rutherford (17).

d = parcours de la particule α dans l'air.

Radium C.

1 million de particules normales	$d = 7$ cm.	$E = 7{,}7 \cdot 10^6$	volts-électron
28 particules rapides	$d = 9$ cm.	$E = 9 \cdot 10^6$	,,
5 particules rapides	$d = 11$ cm.	$E = 10{,}3 \cdot 10^6$	,,

Thorium C.

1 million de particules normales	$d = 8{,}6$ cm.	$E = 8{,}7 \cdot 10^6$	volts-électron
65 particules rapides	$d = 9{,}5$ cm.	$E = 9{,}3 \cdot 10^6$	,,
180 particules rapides	$d = 11{,}5$ cm.	$E = 10{,}6 \cdot 10^6$	,,

Pour les particules α, toutes les énergies inférieures à $2\ V_m$, donc à $22 \cdot 10^6$ volts-électron, sont en principe admissibles. Les parcours indiqués par Rutherford sont donc, en tout cas, conciliables avec la théorie du seuil.

Quant aux particules β très rapides, Rutherford indique que le RaC en émet dont les énergies sont comprises entre 2,5 et 7,6 millions de volts-électron. Pour le ThC les limites sont 2,5 et 10,6 millions de volts-électron. Ces énergies aussi s'accordent avec la prévision théorique, puisqu'elles sont inférieures à 11 millions de volts-électron.

Nous devons cependant mentionner une espèce de rayons β extraordinairement rapides qui a été signalée, d'ailleurs sous réserves, par Jean d'Espine (18) et par J. Thibaud (19).

Si l'existence de ces rayons, qui actuellement encore doit être considérée comme douteuse, était confirmée par des mesures ultérieures, cela prouverait que dans des cas particuliers très rares, le bilan d'énergie établi au § 4 ne s'applique pas à la dissociation de la particule α_1. On aurait ainsi une preuve directe du fait prévu par N. Bohr que la notion de l'énergie et le principe de conservation de l'énergie perdent toute signification lorsqu'on les applique au processus individuel de la formation ou de la dissociation d'un noyau contenant des électrons.

§ 8. Conclusions.

Voici un résumé des considérations développées dans le présent mémoire:

1° En abandonnant l'hypothèse de la présence d'électrons libres dans les noyaux radio-actifs et en supposant les électrons surnuméraires fixés à des particules de charge $+e$ dont la masse est la même que celle de la particule α, on peut tirer de la mécanique ondulatoire non relativiste des renseignements sur ce qui peut se passer à l'intérieur du noyau radio-actif. Nous avons appelé les particules hypothétiques auxquelles sont incorporés les électrons surnuméraires les « pseudo-protons » ou « particules α_1 » (§§ 1 et 2).

2° Si une particule α_1 s'échappe d'un noyau radio-actif, elle se dissocie immédiatement en une particule α et en un électron. La mécanique ondulatoire permet de démontrer que la particule α doit retourner au noyau. L'électron devenu libre, par contre, constitue un rayon β dont l'énergie sera comprise entre zéro et une certaine limite supérieure, suivant l'endroit où la dissociation a eu lieu. Cet endroit est complètement indéterminé. (§§ 3 et 4.)

3° Ces hypothèses sont vérifiées d'une part par le calcul de la constante de désintégration du RaE et d'autre part, par l'évaluation concordante de l'énergie de dissociation E_d du pseudoproton, basée sur l'ensemble des données qu'on possède actuellement sur les dissociations β des différents noyaux radio-actifs (§§ 5 et 6).

4° La théorie est tout aussi capable de faire saisir l'analogie très réelle qui existe entre les rayons α et les rayons β que de montrer à quoi tient la différence entre les deux espèces de dissociations radio-actives. Elle apporte certains éclaircissements sur le phénomène des bifurcations radio-actives (§ 7).

Nous pensons donc que cette théorie pourrait rendre, peut-être, d'autres services encore dans les recherches sur la radioactivité et sur la physique nucléaire.

Laboratoire de physique de l'Université de Genève.

Index bibliographique.

(1) R. W. Gurney et E. U. Condon, Nature, **122**, 439 (1928). Phys. Rev. **33**, 127 (1929).

(2) G. Gamow, Z. f. Phys. **51**, 204 (1928).

(3) G. Gamow et F. G. Houtermans, Z. f. Phys. **52**, 496 (1928).

(4) M. v. Laue, Z. f. Phys. **52**, 726 (1928).

(5) Th. Sexl, Z. f. Phys. **54**, 445; **56**, 62; **56**, 72; **59**, 579 (1929).

(6) Voir en ce qui concerne les nombreuses publications se rapportant à cette question et à des questions connexes: F. G. Houtermans, *Neuere Arbeiten über Quantentheorie des Atomkerns.* Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **2**, 123—221 (1930).

(7) Voir E. Bretscher et E. Guth. Rapport sur la série des conférences faites à l'Ecole polyt. fédér. Zürich en juin 1931. Confér. de G. Gamow. Physikal. Z. **32**, 650 (1931).

(8) G. Gamow. *Der Bau des Atomkerns und die Radioaktivität.* S. Hirzel, Leipzig, 1932.

(9) E. Guth et Th. Sexl. Naturwiss. **18**, 183, 1930.

(10) J. Kudar. Z. f. Phys. **57**, 257 (1929); **60**, 168, 176, 686; **64**, 402 (1930).

(11) Voir W. D. Harkins, Phys. Rev., **38**, 1270 (1931).

(12) Voir L. Landau et R. Peierls, Z. f. Phys. **69**, 56 (1931); Gamow (l. c. (8)).

(13) Voir en particulier le paradoxe signalé par O. Klein, Z. f. Phys. **53**, 157 (1929).

(14) F. R. Terroux, Proc. Roy. Soc. A. **131**, 90 (1931).

(15) C. D. Ellis et W. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. A. **117**, 109 (1928).

(16) L. Meitner et P. Orthmann, Z. f. Phys. **60**, 143 (1930).

(17) E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis. *Radiations from radioactive substances.* Cambridge University Press. 1930.

(18) J. d'Espine, Ann. de phys., **16**, 48 (1931).

(19) J. Thibaud, La spectrographie des rayons γ (Thèse, Paris 1925).