

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 16 (1934)

Artikel: Théorie de Gamow et radioactivité
Autor: Saïni, Hugo
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741450>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 14.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

THÉORIE DE GAMOW ET RADIOACTIVITÉ¹

PAR

Hugo SAÏNI

(Avec 3 fig.)

I. — INTRODUCTION.

Une théorie de la radioactivité basée sur la mécanique ondulatoire a été émise en 1928 par Gurney et Condon (1) et par Gamow (2). Les auteurs de cette théorie ont envisagé le noyau de l'atome, siège des phénomènes radioactifs, comme étant entouré d'un seuil de potentiel, d'une sorte de muraille très élevée. Ce seuil, selon la mécanique classique, serait rigoureusement infranchissable pour les constituants du noyau, mais il devient plus ou moins perméable du point de vue de la nouvelle mécanique. Les calculs permettent de montrer qu'il existe une certaine probabilité, très petite il est vrai, mais cependant suffisante pour assurer la sortie d'une particule α hors du noyau. La théorie conduit à une relation entre la constante de désintégration radioactive λ et la vitesse de la particule α qui s'est échappée du noyau, c'est-à-dire à une interprétation de la loi empirique de Geiger-Nuttal. Cette expression est de la forme:

$$\text{Log} . \lambda = a - b \frac{Z - 2}{v} + c \sqrt{(Z - 2) r_0} ,$$

où a , b , c sont des constantes dont la signification sera donnée plus loin; Z étant le nombre atomique de l'atome radioactif

¹ Conférence faite aux Colloques de Physique moderne de l'Université de Genève, sous la direction du professeur J. Weigle.

envisagé; r_0 le rayon de son noyau; et v la vitesse de la particule α émise.

On voit que λ n'est pas seulement fonction de v , comme l'indiquait la loi approchée de Geiger-Nuttal, mais dépend aussi du nombre atomique et du rayon du noyau. La vérification numérique de cette formule s'est trouvée en bon accord avec les résultats expérimentaux. Actuellement, on se sert de cette relation pour calculer les rayons des atomes radioactifs.

Gamow a donné en outre la probabilité pour qu'un projectile extérieur: particule α , proton ou autre noyau léger, pénètre à l'intérieur d'un noyau et provoque par son entrée une désintégration artificielle. C'est à la suite de ces calculs, montrant la possibilité de désintégrer artificiellement des éléments légers, que Cockcroft et Walton (3) (4) ont tenté et réussi en 1932 la désintégration de toute une série d'éléments, en les bombardant avec des protons accélérés sous des différences de potentiel comprises entre 100.000 et 600.000 volts.

Enfin Gamow a encore esquissé une théorie de l'émission des rayons γ . Cette émission se produirait immédiatement après le départ de certaines particules α qui, en s'échappant hors du noyau, le laisseraient pendant un temps très court dans un état excité. L'émission d'un rayon γ ramènerait alors le noyau dans son état normal. La confirmation expérimentale de ces idées, exigeant la connaissance précise de l'énergie des particules α et des rayons γ émis par le noyau considéré, a pu être faite à la suite de travaux récents ¹.

II. — LE CHAMP DE FORCE AUTOUR DU NOYAU.

L'étude du parcours des particules α dans l'air, pris dans ses conditions normales, a montré que leur trajectoire était sensiblement rectiligne. Cette trajectoire (qui mesure l'énergie ciné-

¹ Nous nous proposons de donner dans cette conférence une idée de ces questions très actuelles en un exposé aussi simple que possible. Le lecteur désireux d'approfondir le sujet trouvera dans la bibliographie indiquée à la fin de ce travail quelques publications relatives à cette question.

tique de la particule) est comprise très approximativement entre 3 et 8 cm selon le corps radioactif envisagé.

Ce fait conduit à penser que la particule α (noyau d'hélium) possède des dimensions extrêmement petites puisqu'elle peut traverser un très grand nombre d'atomes (environ 200.000) sans être déviée de sa course par un choc contre un noyau. De même, les noyaux des atomes du gaz dans lequel chemine la particule α sont de très petites dimensions. En d'autres termes, on peut assimiler en première approximation les noyaux des atomes à des sphères minuscules portant des charges positives égales à Ze , où Z représente le nombre atomique du noyau considéré et e , la charge de l'électron. Pour obtenir l'ordre de grandeur de la plus petite distance séparant une particule du noyau lors d'un choc central et par suite, un ordre de grandeur de la dimension du noyau, il suffit dans un calcul approximatif d'égaliser l'énergie cinétique de la particule α à l'énergie potentielle répulsive due au noyau.

Le noyau et la particule α étant envisagés comme des points chargés, le champ électrique répulsif du noyau est coulombien et le potentiel U créé par un noyau Ze à une distance r de son centre est donné par

$$U = \frac{Ze}{r}.$$

L'énergie potentielle de la particule α à cette distance vaut:

$$E_p = \frac{2Ze^2}{r}.$$

En écrivant que cette énergie est égale à l'énergie cinétique de la particule incidente, on obtient:

$$r_1 = \frac{4Ze^2}{m\varphi^2},$$

r_1 étant la distance cherchée, m et φ étant la masse et la vitesse de la particule α .

Si l'on prend pour φ la valeur:

$$\varphi = 1,9 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

qui est celle des particules α émises par le Ra C' et pour Z, la valeur:

$$Z = 79$$

qui correspond à l'or, on trouve pour r_1 la valeur:

$$r_1 = 3.10^{-12} \text{ cm.}$$

On peut donc dire que les noyaux ont des dimensions de l'ordre de 10^{-12} cm, et qu'ils sont en première approximation des centres chargés positivement créant autour d'eux un champ de force coulombien.

La confirmation de ces hypothèses a été donnée par les recherches entreprises par Rutherford et ses collaborateurs sur la diffusion des particules α par des feuilles métalliques très minces et par les gaz. L'essentiel de ces travaux se trouve résumé dans le récent ouvrage de Rutherford, Chadwick et Ellis (5).

Il résulte de ces recherches que le champ répulsif des noyaux lourds reste coulombien jusqu'à la plus petite distance atteinte par la particule α incidente. Ces distances sont de:

$$\begin{aligned} &3,2.10^{-12} \text{ cm pour l'or,} \\ &2,0.10^{-12} \text{ cm pour l'argent,} \\ &1,2.10^{-12} \text{ cm pour le cuivre.} \end{aligned}$$

Par contre, avec les éléments légers tels que l'aluminium et le magnésium, la loi de Coulomb cesse d'être valable à partir de $1,3.10^{-12}$ cm, bien que la plus petite distance atteinte par la particule α soit, dans ce cas, de $0,6.10^{-12}$ cm.

Ces résultats montrent que, très près du noyau, le potentiel U ne peut plus être coulombien, mais qu'il doit être donné en première approximation par une relation de la forme:

$$U = \frac{Ze}{r} - \frac{a}{r^n}. \quad (1)$$

Le potentiel contient alors un terme répulsif et un terme attractif qui devient prédominant lorsque r devient plus petit qu'une certaine valeur limite r_0 . En d'autres termes, pour des distances r inférieures à r_0 , les particules α sont attirées, et pour

des distances supérieures à r_0 , elles sont repoussées par le noyau. Ce r_0 sera donc une mesure du « rayon » du noyau ¹.

Cette relation pour U est admise sans rien préjuger sur la nature encore inconnue des forces pouvant intervenir entre la particule et le noyau, ainsi qu'en témoigne l'exposant n qui reste actuellement indéterminé. Suivant les hypothèses adoptées sur le genre des forces pouvant entrer en jeu lors de l'approche d'une particule, n prendra différentes valeurs numériques pouvant être comprises entre 3 et 5.

U admet un maximum U_0 à la distance r_0 :

$$r_0 = \sqrt[n-1]{\frac{na}{Ze}}.$$

La valeur maximum de U est:

$$U_0 = \frac{Ze}{r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right). \quad (2)$$

Sous cette forme, on voit que ce maximum ne sera que peu influencé par les différentes valeurs numériques que l'on donnera à n .

Ce potentiel représente une sorte de barrière qui retient, par son terme attractif, les constituants du noyau et les empêche de s'échapper (figure 1). C'est à l'intérieur de cette barrière, dont il est aisé de préciser les dimensions, que se trouvent les particules α et les protons qui constituent la masse du noyau.

La hauteur approximative U_0 du seuil pour un noyau d'or ($Z = 79$, $r_0 = 0,8 \cdot 10^{-12}$ cm, $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ ues.cgs) en admettant pour n la valeur 4, est, selon l'équation (2):

$$U_0 = 10,5 \cdot 10^6 \text{ volts}.$$

¹ Il ne faut pas attacher à la notion de *rayon du noyau* plus de sens que n'en comporte le schème abstrait servant de base au raisonnement. On sait à ce propos, ce qu'il advient du rayon des orbites dans le modèle de Bohr. Ils ne sont plus, du point de vue de la nouvelle mécanique ondulatoire, que les rayons des lieux de plus grande probabilité pour la présence d'un électron.

Un calcul analogue effectué pour des noyaux légers, conduirait à un seuil de quelques millions de volts.

Pour ces éléments, cette hauteur varie d'une manière sensiblement linéaire en fonction de Z ainsi qu'il en résulte d'un travail de Pollard (6). Voici, selon cet auteur, quelques chiffres

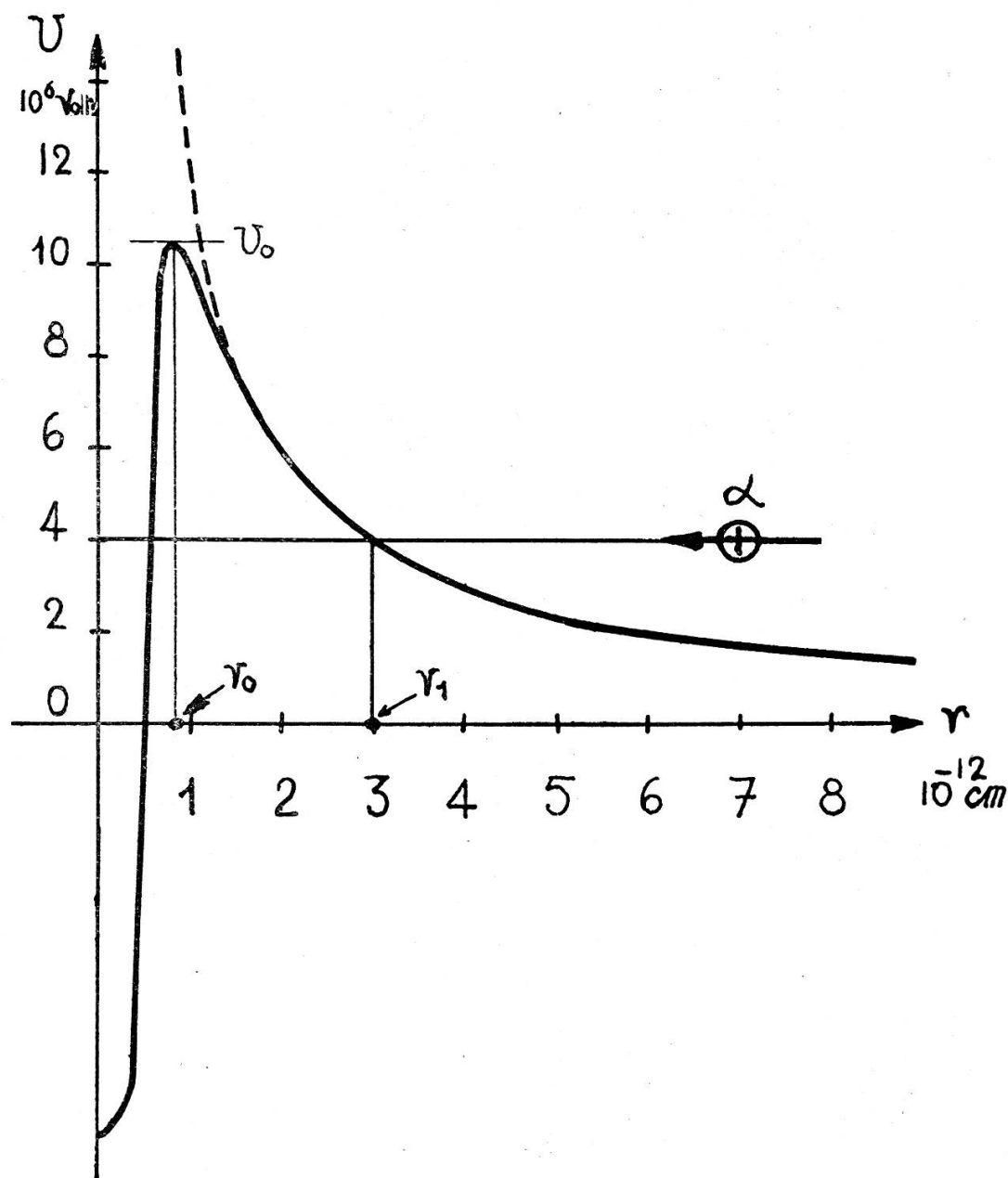


Fig. 1.

Allure du seuil de potentiel pour un noyau lourd.

donnant la hauteur de la barrière de potentiel pour les éléments suivants:

Elément	Nombre atomique	Hauteur du seuil
Lithium	3	2,8 10 ⁶ volts
Beryllium	4	3,14 » »
Bore.	5	3,34 » »
Carbone	6	3,60 » »
Azote	7	4,20 » »
Fluor	9	4,65 » »
Aluminium.	13	6,16 » »

Ces valeurs ont été obtenues à la suite d'une analyse détaillée des résultats *expérimentaux* obtenus lors des désintégrations artificielles par le bombardement α des éléments mentionnés.

III. — LA LOI DE GEIGER-NUTTAL.

Le phénomène radioactif est caractérisé par l'émission hors d'un noyau, d'une particule α ou d'un électron, émission désignée sous le nom de rayon α ou rayon β . Le noyau restant est alors celui d'un nouvel élément. Par exemple, le radium (métal alcalino-terreux) émet une particule α et se transforme en radon (gaz de la famille des gaz nobles).

Ainsi s'il existe, à un instant t_0 , un nombre N_0 d'atomes radioactifs, il n'en reste plus que N à l'instant t . La relation entre N et N_0 , trouvée expérimentalement (décroissance exponentielle de N en fonction de t), s'établit en supposant que le nombre dN d'atomes qui se transforment pendant le temps dt , est proportionnel au nombre N d'atomes encore présents:

$$dN = -\lambda N dt ,$$

d'où

$$N = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)} ,$$

Le coefficient de proportionnalité λ , bien déterminé pour chaque élément radioactif, est la constante radioactive ou

constante de désintégration. Elle mesure la vitesse avec laquelle s'effectue la transformation.

Une autre donnée importante pour l'étude des noyaux est la vitesse (ou l'énergie) des particules α émises. Ces vitesses, aujourd'hui exactement connues, sont comprises entre $1,4 \cdot 10^9$ et $2 \cdot 10^9$ cm/sec. La table 1 contient les dernières valeurs admises (1930) (7) pour la constante λ et la vitesse des particules α des éléments radioactifs de la famille du radium.

Elément	λ sec ⁻¹	Vitesse des particules α
U I	$5,0 \cdot 10^{-18}$	$1,40 \cdot 10^9$ cm/sec.
U II	$7,4 \cdot 10^{-14}$	1,47 » »
Io	$2,6 \cdot 10^{-13}$	1,48 » »
Ra	$1,38 \cdot 10^{-11}$	1,51 » »
Rn	$2,097 \cdot 10^{-6}$	1,61 » »
Ra A	$3,78 \cdot 10^{-3}$	1,69 » »
B	$4,31 \cdot 10^{-4}$	émission β
C	$5,86 \cdot 10^{-4}$	1,61 » »
C'	10^6	1,922 » »
C''	$8,7 \cdot 10^{-3}$	} émission β
D	$1,00 \cdot 10^{-9}$	
E	$1,63 \cdot 10^{-6}$	
F	$5,73 \cdot 10^{-8}$	1,593 » »

*Constantes radioactives admises en 1930
(Famille du Radium).*

TABLE 1.

Si l'on porte pour tous les éléments d'une famille radioactive émettant des particules α , les logarithmes de λ en ordonnée et les vitesses en abscisse, on obtient des points qui se placent très sensiblement sur une ligne très peu incurvée dont l'équation est:

$$\text{Log } \lambda = A - \frac{B}{v}.$$

C'est la loi empirique de Geiger-Nuttal mentionnée dans l'introduction. Des conséquences intéressantes s'en déduisent:

1° La destruction d'un élément radioactif est d'autant plus rapide que l'énergie qu'il perd en émettant une particule α est plus grande.

2° Pour une même famille, λ varie dans un intervalle considérable (de 10^{-18} à 10^{+6} pour la famille du Radium) alors que l'énergie des particules α ne varie que dans le rapport 1,5 à 2.

3° Pour les trois familles radioactives, la loi est la même.

C'est cette loi qui a été retrouvée théoriquement par Gamow en calculant à l'aide de la mécanique ondulatoire, la transparence du seuil de potentiel entourant le noyau.

IV. — THÉORIE DE GAMOW.

On sait, à la suite des idées de Louis de Broglie (8), que pour étudier le mouvement d'un corpuscule de la grandeur des électrons et des atomes, il faut abandonner les équations de la mécanique classique et partir d'équations plus générales qui sont celles de la nouvelle mécanique ondulatoire. L'idée à la base de ces nouvelles équations, est, qu'à l'échelle atomique, il faut renoncer à la notion de trajectoire bien définie et remplacer la particule par une onde. Ainsi, le mouvement d'un corpuscule atomique, est donné actuellement par une équation aux dérivées partielles qui est l'équation de Schrödinger.

Le mouvement du corpuscule a été remplacé par le mouvement d'une onde symbolique qui est chargée de nous dire où se trouve, avec le plus de probabilité, le corpuscule envisagé. En effet, l'interprétation donnée pour ces ondes, est celle d'une onde de probabilité. Si ψ représente l'élongation de l'onde en un point donné, $|\psi|^2$ représente la densité de la probabilité de trouver le corpuscule en cet endroit.

D'autre part, la théorie permet de trouver la longueur d'onde des ondes associées aux corpuscules; celle-ci est donnée par:

$$\Lambda = \frac{h}{m \cdot v}$$

si la vitesse du corpuscule est petite par rapport à la vitesse de la lumière; h est la constante de Planck, m et v , la masse et la vitesse du corpuscule envisagé.

Les Λ attachées aux particules α émises par les noyaux radioactifs, sont de l'ordre de 10^{-13} cm, c'est-à-dire de l'ordre

de grandeur des dimensions du noyau, ce qui autorise à employer la mécanique ondulatoire pour l'étude de l'émission des particules α par les noyaux.

a) *Transparence du seuil de potentiel pour une onde.*

On peut montrer d'une manière simple (9), la transparence d'un seuil, si on lui donne non pas une forme quelconque, mais une forme rectangulaire.

Soit alors un seuil de potentiel de forme rectangulaire (fig. 2) de hauteur U_0 et de largeur l , et supposons qu'une onde ψ se

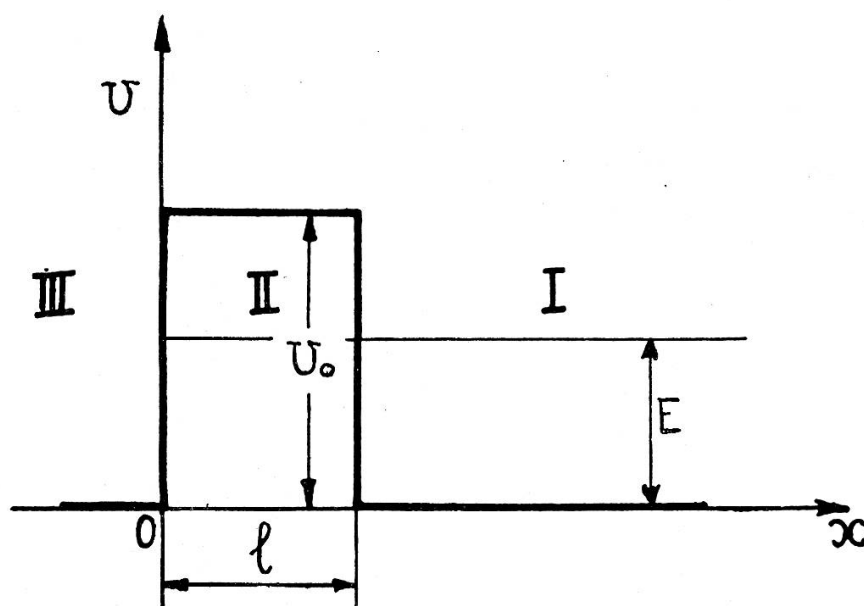


Fig. 2.

Seuil rectangulaire.

dirige contre lui. Soit en outre E l'énergie totale du corpuscule incident. Dans ce cas particulier (problème à une seule variable, où U_0 et E sont des constantes), l'équation de Schrödinger s'écrit:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U_0) \psi = 0 ,$$

où m représente la masse de la particule et h , la constante de Planck. Le seuil U_0 partage le plan en trois régions où l'on a:

en I	$x > l$	$U = 0$
en II	$0 < x < l$	$U = U_0$
en III	$x < 0$	$U = 0$

L'équation de Schrödinger pour ces trois régions s'écrit:

$$\begin{aligned} \text{I} \quad & \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \psi = 0 \\ \text{II} \quad & \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{8\pi^2 m}{h^2} (U_0 - E) \psi = 0 \\ \text{III} \quad & \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \psi = 0 . \end{aligned}$$

Les solutions de ces équations seront:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{I}} &= A_1 e^{i\alpha x} + A_2 e^{-i\alpha x} \\ \psi_{\text{II}} &= B_1 e^{\beta x} + B_2 e^{-\beta x} \\ \psi_{\text{III}} &= C e^{i\alpha x} \end{aligned}$$

où A_1 représente l'amplitude de l'onde incidente, A_2 , celle de l'onde réfléchie, C , celle de l'onde transmise, et B_1 et B_2 celle de l'onde amortie à l'intérieur du seuil. On a posé:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE} \\ \beta &= \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)} . \end{aligned}$$

En écrivant que la fonction $\psi(x)$ doit rester continue en passant d'une région à l'autre, on obtient les quatre équations:

$$\begin{aligned} (\psi_{\text{I}})_l &= (\psi_{\text{II}})_l \\ \left(\frac{d\psi_{\text{I}}}{dx}\right)_l &= \left(\frac{d\psi_{\text{II}}}{dx}\right)_l \\ (\psi_{\text{II}})_0 &= (\psi_{\text{III}})_0 \\ \left(\frac{d\psi_{\text{II}}}{dx}\right)_0 &= \left(\frac{d\psi_{\text{III}}}{dx}\right)_0 . \end{aligned}$$

Ces quatre équations laissent subsister une relation entre trois des constantes complexes A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , C , relation remarquable qui s'écrit, tous calculs faits:

$$|A_1|^2 = |A_2|^2 + |C|^2$$

exprimant que l'onde incidente est partiellement réfléchie et partiellement transmise. Le coefficient de transparence du seuil est défini par:

$$G = \frac{|C|^2}{|A_1|^2}.$$

Remplaçant dans cette égalité les amplitudes incidentes et transmises, par leurs valeurs déduites des équations de continuité, il vient, après simplification et en supposant U_0 grand par rapport à E :

$$G = Ke^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}\cdot l\cdot\sqrt{U_0-E}} \quad (3)$$

où K est un facteur de l'ordre de l'unité.

Le coefficient de transparence sera d'autant plus petit que le seuil sera plus haut; il devient imperméable aux ondes si sa hauteur est infinie.

b) *Emission des particules α . Loi de Geiger-Nuttal.*

Le seuil de potentiel étant perméable aux ondes, les particules α enfermées à l'intérieur du noyau pourront, dans certaines conditions s'en échapper. De même des particules provenant de l'extérieur pourront pénétrer dans un noyau et provoquer des désintégrations.

Pour trouver la valeur de la constante radioactive λ , Gamow remarque que:

$$\lambda = -\frac{dN}{N}$$

pour un intervalle de temps d'une seconde, c'est-à-dire que λ mesure la diminution relative du nombre des particules α contenues dans un volume déterminé. Il égale cette diminution au flux de la fonction ψ à travers une surface fermée entourant le noyau de l'atome. Cette manière de voir est justifiée par le

fait qu'il est possible de donner une interprétation hydrodynamique de l'équation de Schrödinger ¹.

Les calculs effectués pour une particule α de masse m , s'échappant du noyau avec une énergie $E = \frac{1}{2}mv^2$, en envisageant

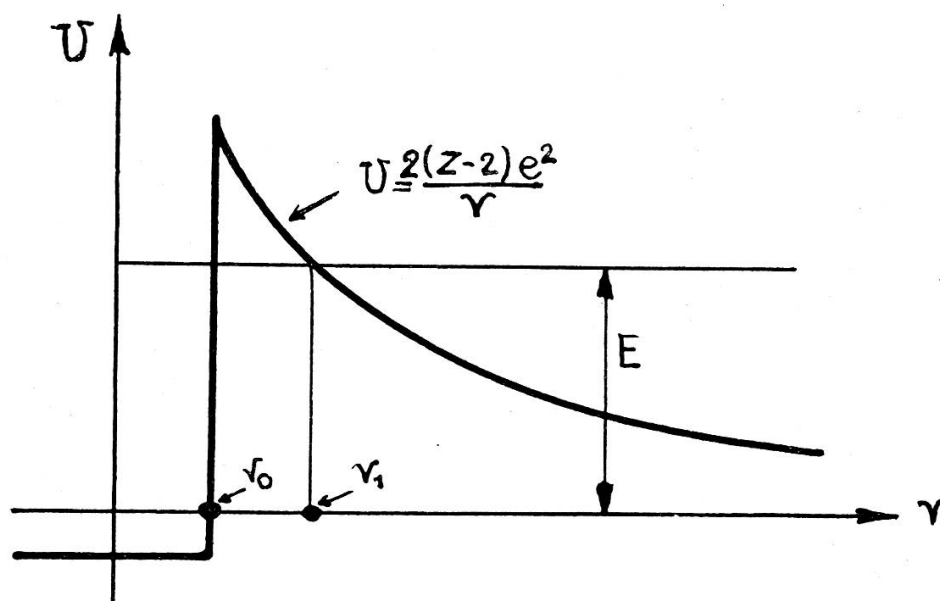


Fig. 3.

Seuil schématique servant aux calculs de la constante radioactive.

un seuil rectangulaire de largeur $2r_0$ à l'intérieur, et coulombien à l'extérieur (fig. 3), donnent pour λ la valeur:

$$\lambda = \frac{h}{4\pi m r_0^2} e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \cdot \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{U(r) - E} dr}$$

expression qui contient le coefficient de transparence du seuil (voir éq. 3) multiplié par une constante.

¹ On obtient en effet après transformation:

$$\operatorname{div} j + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{où} \quad j = \frac{h}{4\pi im} (\psi^* \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \psi^*)$$

et

$$\rho = \psi \psi^* = |\psi|^2$$

qui est l'équation de continuité d'un fluide de densité variable ρ . Ici ρ représente la densité de la probabilité de présence de la particule.

En remplaçant $U(r)$ et r_1 par leurs valeurs :

$$U(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r} \quad (\text{Energie potentielle coulombienne à la distance } r).$$

$$r_1 = \frac{2(Z-2)e^2}{E} \quad (\text{Distance où la particule } \alpha \text{ sort du seuil coulombien}).$$

et après intégration de l'exposant, il vient :

$$\lambda = \frac{h}{4\pi m r^2} e^{-\frac{8\pi^2 e^2}{h} \cdot \frac{Z-2}{v} + \frac{16\pi e}{h} \sqrt{(Z-2)mr_0}}$$

Le logarithme de λ est de la forme :

$$\text{Log } \lambda = a - b \frac{Z-2}{v} + c \sqrt{(Z-2)r_0}$$

Il exprime la loi de Geiger-Nuttal.

Il en résulte que λ ne dépend pas seulement de v comme l'indique la loi empirique, mais aussi du nombre atomique Z et du rayon r_0 du noyau. La variation des termes en Z et en r_0 étant petite, explique qu'elle ait échappé à l'observation.

Pour effectuer la vérification numérique de cette équation il faut admettre, pour tous les noyaux d'une famille radioactive, un certain rayon moyen r_0 . En prenant $r_0 = 8 \cdot 10^{-13}$ cm, (10) les constantes calculées sont en bon accord avec l'expérience. (Table 2.)

Elément	20 + log λ	
	Expérience	Calculé
U I	2,7	2,53
Io	7,38	6,58
Ra	9,14	9,14
Rn	14,32	14,32
Ra A	17,58	17,97
Ra C'	25,92	24,57
Ra F	12,77	14,21

Vérification de la formule de Gamow.

TABLE 2.

Les écarts entre les valeurs calculées et observées montrent que les rayons r_0 des noyaux ne sont pas constants. Partant alors des valeurs expérimentales de λ , Z , et de ν , Gamow calcule les rayons des différents noyaux des atomes radioactifs. Il trouve des valeurs comprises entre 7 et $9 \cdot 10^{-13}$ cm. (2), (11). (Table 3.)

Elément	r_0
U I	$9,5 \cdot 10^{-13}$ cm
Io	9,1 » »
Ra	8,6 » »
Rn	8,5 » »
Ra A	8,3 » »
Ra C'	8,9 » »
Ra F	7,7 » »

*Rayons des noyaux des atomes radioactifs
de la série de l'Uranium.*

TABLE 3.

c) *Emission des particules β .*

L'émission des rayons β par les corps radioactifs se présente d'une manière différente de l'émission α . En effet, au lieu de donner un spectre de vitesse bien défini comme c'est le cas pour l'émission α , l'émission β est caractérisée par un spectre continu des vitesses allant de zéro jusqu'à une fraction notable de la vitesse de la lumière, bien que les observations aient montré que le noyau radioactif envisagé n'émet qu'une seule particule β lors de la transformation. En outre il correspond à ces désintégrations, une constante radioactive λ bien définie.

L'état actuel des connaissances théoriques ne peut pas rendre compte de ces faits. Diverses hypothèses ont été émises (12). Cependant de nouvelles données théoriques semblent nécessaires pour rendre compte de l'émission β .

d) *Emission des rayons γ .*

En plus de l'émission corpusculaire α et β , certains noyaux émettent un rayonnement de photons de haute fréquence qui sont les rayons γ .

La spectroscopie des rayons γ , grâce aux nombreux travaux effectués ces dernières années (5), est assez avancée et actuellement les principales fréquences des rayons γ émis par les noyaux sont connues.

Gamow a esquissé un mécanisme rendant qualitativement compte de ce rayonnement. Il suppose qu'il peut exister, pour les particules α à l'intérieur du noyau, toute une série de niveaux virtuels d'énergie E'_1, E'_2, E'_3 . Une particule α expulsée du noyau peut en sortir avec une énergie E_0 correspondant à son niveau normal, mais elle peut aussi en sortir avec une énergie moindre E_1 en laissant alors le noyau dans un état excité, c'est-à-dire en ayant déplacé une autre particule α de son niveau normal jusqu'à l'un des niveaux virtuels E'_1 par exemple. C'est l'énergie libérée $E'_1 - E_0$ par le retour de cette particule à son niveau normal qui donne lieu au départ d'un photon γ d'énergie ΔE :

$$\Delta E = E'_1 - E_0$$

Les mesures de Rosenblum (13), de Rutherford et de ses collaborateurs (14) ont montré que, effectivement, l'émission α n'est pas monocinétique mais que certains éléments radioactifs¹ émettent des groupes de particules ayant des vitesses différentes. Ainsi par exemple, le Thorium C'' donne un spectre magnétique des vitesses ayant six raies, auxquelles correspondent six groupes de particules α ayant des vitesses différentes (15) (Table 4.).

Raies	Vitesses	Energie
α_1	$1,709 \cdot 10^9$ cm/sec.	$6,072 \cdot 10^6$ eV
α	1,7036 » »	6,032 » »
α_2	1,663 » »	5,747 » »
α_4	1,642 » »	5,604 » »
α_3	1,639 » »	5,584 » »
α_5	1,621 » »	5,488 » »

Vitesses et énergies des différents groupes de particules α émises par le Th C''.

TABLE 4.

¹ Plus particulièrement les corps C: RaC, ThC et AcC.

Les différences d'énergie (corrigées de l'effet de recul) existant entre les différents groupes de particules α doivent être égales aux énergies des rayons γ . La table 5 montre qu'il en est bien ainsi ¹.

Raies	ΔE particule α	Energie des rayons γ
$\alpha \rightarrow \alpha_1$	40,6.10 ⁶ eV	40,6.10 ⁶ eV
$\alpha \rightarrow \alpha_2$	291 »	290 »
$\alpha \rightarrow \alpha_4$	437 »	437 »
$\alpha \rightarrow \alpha_5$	587 »	588 »
$\alpha_1 \rightarrow \alpha_4$	478 »	477 »
$\alpha_1 \rightarrow \alpha_5$	628 »	625 »

Comparaison de l'énergie des rayons γ du Th C'' avec les différences énergétiques des niveaux α .

TABLE 5.

Il existe ainsi pour les particules α à l'intérieur du noyau une succession d'états énergétiques différents comme pour les électrons périphériques.

V. — DÉSINTÉGRATION ARTIFICIELLE.

Le problème de la désintégration artificielle des éléments a passé par deux étapes.

La première va de 1919 à 1932. Pendant cette période, les expérimentateurs pensent qu'il faut une énergie plus grande que un million de volts-électrons pour pénétrer à l'intérieur du noyau. Ils se servent alors uniquement des particules α comme agent de désintégration. Tous les éléments légers, allant du bore au potassium (sauf l'oxygène et le carbone), furent alors désintégrés par Rutherford et Chadwick, l'atome bombardé se transformant en perdant un proton. Ces expériences ont ouvert la voie et ont permis d'accumuler un grand nombre de données précises dont la connaissance est indispensable pour entreprendre de nouvelles recherches.

¹ La table 5 ne contient qu'une partie des résultats mentionnés par Rosenblum.

La seconde étape a débuté sitôt que fut connue la théorie de Gamow, qui a permis de calculer la probabilité W que possède un corpuscule, de pénétrer à l'intérieur d'un noyau. W est proportionnel à

$$e^{-\frac{4\pi}{h}e^2\sqrt{\frac{2mZZ'}{E}}}$$

où Z et Z' représentent les nombres atomiques du noyau et du corpuscule de masse m et d'énergie E .

Cockcroft et Walton (3) calculant la probabilité de pénétration d'un proton dans un noyau de lithium, ont trouvé que des protons lancés sous une différence de potentiel de quelques centaines de mille volts, avaient déjà une chance assez grande de traverser le seuil nucléaire.

Après avoir construit un générateur pouvant produire un potentiel constant allant jusqu'à 700 kilovolts, ils ont réussi, en se servant d'un faisceau de protons accélérés, à désintégrer le lithium. Cette désintégration s'accompagne d'une émission de particules α dont l'énergie est de 8,6 millions de volts-électrons.

Elle a lieu selon l'équation:



où E est l'énergie cinétique des deux particules α émises ($E = 17,2 \cdot 10^6$ volts-électrons).

Tenant compte des masses réelles des noyaux, on peut calculer l'énergie libérée résultant de l'effet de masse. On a les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned}\text{Li7} &= 7,0130 \\ \text{H1} &= 1,0072 \\ \text{He4} &= 4,0011\end{aligned}$$

d'où une perte de masse de 0,018 gramme à laquelle correspond une énergie de $16,9 \cdot 10^6$ volts-électrons, en bon accord avec la valeur observée¹.

Le rendement de la transformation, c'est-à-dire le nombre

¹ A une perte de masse de un mgr par atome-gramme, correspond une énergie de $9,3 \cdot 10^6$ volts-électrons.

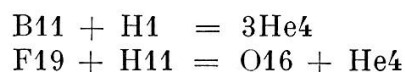
de particules α émises pour un nombre déterminé de protons, est une fonction croissant rapidement avec le potentiel accélérateur. La courbe donnant le nombre de désintégrations en fonction du voltage a été établie par Cockcroft et Walton jusqu'à 500.000 volts, prolongée jusqu'à 700.000 volts par Lawrence, Livingston et White (16) et jusqu'à 1.100.000 volts par Henderson (17). En outre, Rutherford et Oliphant (18) ont montré que du côté des bas voltages, la désintégration commence déjà avec 30.000 volts.

Voici quelques chiffres donnant le nombre de particules α émises pour 10^9 protons incidents:

Volts	Nombre de particules α pour 10^9 protons
200.000	1
500.000	10
800.000	25
1.000.000	37,5
1.100.000	45

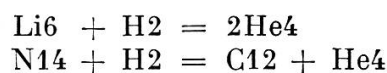
Dans leur ensemble, ces résultats sont en bon accord avec la formule de Gamow.

D'autres éléments (Bore, Fluor, Aluminium, Calcium, Cuivre, Nickel, Cobalt, Argent, Plomb, Uranium), ont été exposés aux protons accélérés. Le Bore 11 et le Fluor 19 ont été désintégrés selon l'équation:



Pour les autres éléments, il y a encore doute.

Enfin, Lawrence et ses collaborateurs (19) se sont servis tout récemment de deutons (noyaux d'hydrogène lourd H2) accélérés jusqu'à $1,2 \cdot 10^6$ volts. Ils ont désintégré le Lithium 6 et l'Azote 14, selon les équations:



Ces expériences appellent quelques remarques. Jusqu'à la fin du siècle dernier, l'atome était considéré comme compact, impénétrable et ayant un volume bien défini (10^{-24} cm³ environ). A la suite des expériences sur la diffusion des particules α par la matière, l'atome devint lacunaire. On le considéra comme constitué par un noyau entouré d'une atmosphère d'électrons. La région extra-nucléaire fut alors accessible à l'expérimentateur tandis que le noyau demeura impénétrable (volume 10^{-36} cm³ environ).

Aujourd'hui, après les récentes expériences de désintégrations artificielles (protons accélérés sous des différences de potentiel de moins de 100.000 volts), le noyau devient à son tour accessible à l'expérience. En disposant d'une différence de potentiel croissant d'une manière continue, on arrive actuellement à traverser d'abord la périphérie de l'atome puis à atteindre le noyau. En effet, il suffit de 13,5 volts pour ioniser l'atome d'Hydrogène, et de 115.000 volts pour atteindre l'électron le plus profond de l'Uranium; mais avec moins de 100.000 volts déjà, on pénètre à l'intérieur du noyau de Lithium. Ainsi la plus grande différence de potentiel nécessaire pour ioniser l'atome le plus lourd (phénomène extra-nucléaire) est suffisante pour pénétrer et désintégrer l'atome le plus léger¹.

On voit ainsi, à la suite de ces expériences, des concepts trop étroits à l'origine (atome compact, noyau impénétrable), devenir plus souples et plus nuancés. Cette constatation se retrouve du reste dans bien d'autres chapitres de la physique et de la chimie (20).

VI. — CONCLUSION.

La théorie ondulatoire de la radioactivité de Gamow est une première tentative de coordonner les différents phénomènes nucléaires. Elle a à son actif deux beaux succès: d'une part l'interprétation de la loi de Geiger-Nuttal qui a permis de calculer les rayons des noyaux atomiques; d'autre part, elle a indiqué la possibilité de désintégrer les noyaux en les bombar-

¹ L'hélium étant considéré ici comme un constituant des noyaux.

dant avec des particules de faible énergie artificiellement accélérées. Par contre, elle est muette sur l'émission β .

En outre, les récentes découvertes: neutrons (21), positrons (22), dissociation des photons (23), combinaison d'un électron et d'un positron (24), exigent pour leur interprétation de nouvelles théories qui sont en train de s'élaborer.

Ces théories actuellement en formation, compliquent les notions de corpuscules élémentaires. Ainsi selon Louis de Broglie, Proca, Destouches (25), le photon serait composé d'un corpuscule de lumière auquel serait associé un anti-corpuscule (neutrino de Pauli (26) et anti-neutrino), comme un positron peut s'associer à un électron.

Ces nouvelles hypothèses semblent déjà donner un gage de succès. En effet, dans un article que vient de publier Fermi (27), il paraît possible de donner une interprétation quantitative de l'émission β .

Genève, mai 1934.

*Laboratoire de Physique de l'Université
de Genève.*

BIBLIOGRAPHIE

- (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; *Constitution of atomic nuclei*, Oxford, Clarendon Press.
- (3) COCKCROFT et WALTON, *Proc. Roy. Soc. A.*, **136**, 619, 1932; **137**, 229, 1932.
- (4) COCKCROFT, *J. de Phys. et Rad.*, **4**, 421, 1933.
- (5) E. RUTHERFORD, J. CHADWICK et G. D. ELLIS, *Radiation from radioactive substances*, Cambridge, University Press.
- (6) E. C. POLLARD, *Phil. Mag.*, **16**, 1131, 1933.
- (7) Constantes radioactives admises pour 1930. *J. de Phys. et Rad.*, **2**, 273, 1931.
- (8) L. DE BROGLIE, *Introduction à l'étude de la mécanique ondulatoire. Recueil d'exposés sur les ondes et corpuscules*. Hermann, Paris, 1930.
- (9) M. V. LAUE, *Z. f. Phys.*, **52**, 726, 1928.
- (10) GAMOW et HOUTERMANS, *Z. f. Phys.*, **52**, 502, 1928.
- (11) GAMOW et ROSENBLUM, *C. R.*, **197**, 1933.

- (12) SCHIDLOF et SAINI, *Helv. Phys. Acta*, **5**, 73, 1932.
F. PERRIN, *C. R.*, **196**, 1933.
SAHA et KOTHARI, *Nature*, **132**, 747, 1933.
DESTOUCHES, *C. R.*, **198**, 467, 1934.
- (13) ROSENBLUM, *J. de Phys. et Rad.*, **1**, 438, 1930.
M^{me} CURIE et ROSENBLUM, *J. de Phys. et Rad.*, **2**, 309, 1931.
- (14) RUTHERFORD, WARD et WYNN-WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc. A.*, **129**, 211, 1930.
- (15) ROSENBLUM et VALADARÈS, *C. R.*, **194**, 967, 1932.
- (16) LAWRENCE, LIVINGSTON et WHITE, *Ph. Rev.*, **42**, 150, 1932.
- (17) HENDERSON, *Ph. Rev.*, **43**, 98, 1933.
- (18) RUTHERFORD et OLIPHANT, *Proc. Roy. Soc. A.*, **141**, 259, 1933.
- (19) LAWRENCE, LIVINGSTON, WHITE et LEWIS, *Ph. Rev.*, **44**, 55 et 56, 1933.
E. RUTHERFORD, *Nature*, **133**, 481, 1934.
- (20) BRINER, *Rev. gén. des Sciences*, XLIV, 506, 1933.
- (21) I. CURIE et F. JOLIOT, *J. de Ph. et Rad.*, **4**, 21 et 278, 1933.
- (22) ANDERSON, *Nature*, **133**, 313, 1934; *Ph. Rev.*, **43**, 491, 1933 et **44**, 406, 1933.
BLACKETT et OCHIALINI, *Proc. Roy. Soc. A.*, **139**, 699, 1933.
- (23) I. CURIE et F. JOLIOT, *J. de Ph. et Rad.*, **4**, 494, 1933.
OPPENHEIMER et PLESSET, *Ph. Rev.*, **44**, 53, 1933.
HEITLER et SAUTER, *Nature*, **132**, 892, 1933.
- (24) FERMI et UHLENBECK, *Ph. Rev.*, **44**, 510, 1933.
JOLIOT, *C. R.*, **197**, 1622, 1933; **198**, 81, 1934.
THIBAUD, *C. R.*, **197**, 1629, 1933; **198**, 562, 1934.
J. de Ph. et Rad., **5**, 10 S., 1934.
- (25) L. DE BROGLIE, *C. R.*, **198**, 135, 1934.
AL. PROCA, *C. R.*, **198**, 54 et 452, 1934.
DESTOUCHES, *C. R.*, **198**, 467, 1934.
- (26) BETHE et PEIERLS, *Nature*, **133**, 532, 1934.
- (27) E. FERMI, *Z. f. Phys.*, **88**, 161, 1934.

Voir aussi les fascicules suivants des « Actualités scientifiques et industrielles » (Hermann, édit., Paris) dont certains renferment une abondante bibliographie.

Fasc. 23. — M. DE BROGLIE: Désintégration artificielle des éléments.

- » 55. — L. LEPRINCE-RINGUET: Les transmutations artificielles.
- » 32. — I. CURIE et F. JOLIOT: L'existence du neutron.
- » 34. — S. ROSENBLUM: Origine des rayons γ .
- » 62. — M^{me} P. CURIE: Les rayons α , β , γ .

ainsi qu'un article de

F. G. HOUTERMANS, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.*, **2**, 123, 1930.