



**HAL**  
open science

## Sur la possibilité d'existence d'un type particulier de radioactivité phénomène de création e

Raymond Daudel, Maurice Jean, Marcel Lecoïn

► **To cite this version:**

Raymond Daudel, Maurice Jean, Marcel Lecoïn. Sur la possibilité d'existence d'un type particulier de radioactivité phénomène de création e. *Journal de Physique et le Radium*, 1947, 8 (8), pp.238-243. 10.1051/jphysrad:0194700808023800 . jpa-00234057

**HAL Id: jpa-00234057**

**<https://hal.science/jpa-00234057>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# SUR LA POSSIBILITÉ D'EXISTENCE D'UN TYPE PARTICULIER DE RADIOACTIVITÉ PHÉNOMÈNE DE CRÉATION $e$

Par RAYMOND DAUDEL, MAURICE JEAN et MARCEL LECOIN.

Institut du Radium, Laboratoire Curie, Paris.

**Sommaire.** — Dans cet article, on montre la possibilité théorique d'existence d'un type nouveau de désintégration  $\beta^-$ . On étudie, en se plaçant toujours d'un point de vue entièrement théorique, les particularités qui caractériseraient le phénomène.

**Description de l'effet principal.** — La désintégration  $\beta^-$ , telle qu'on l'envisage habituellement, consiste en une transformation nucléaire qui élève d'une unité le numéro atomique du noyau et qui s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un neutrino.

Il est possible d'imaginer une désintégration  $\beta^-$  qui ne s'accompagnerait pas d'émission d'un électron [1]. Il suffit en effet d'admettre que l'électron formé au moment de la désintégration ne possède pas assez d'énergie pour quitter le champ du noyau. Dans ces conditions, il doit rester dans ce champ et devenir un électron périphérique. Il faut remarquer qu'il existe toujours, au moins, une place libre pour recevoir cet électron. La charge du noyau étant devenue  $Z + 1$ , le cortège doit recueillir un électron pour constituer un atome neutre.

Le phénomène principal que nous appellerons création  $e$  peut donc être décrit de la façon suivante :

- a. l'un des neutrons d'un noyau devient un proton;
- b. un neutrino est émis;
- c. le noyau recule;
- d. un électron est créé et reste dans le champ du noyau, devenant ainsi électron périphérique.

Les différentes phases de ce phénomène doivent être considérées comme simultanées.

**Conditions énergétiques de réalisation de la création  $e$ .** — La création  $e$  est possible dès que l'énergie  $\Delta W$  de la transition  $Z \rightarrow Z + 1$  dépasse l'énergie de création d'un électron périphérique de l'atome  $Z + 1$  (1). Cette énergie  $W_c$  comprend l'énergie au repos  $m_0 c^2$  de l'électron diminuée de l'énergie  $\varepsilon$  du niveau sur lequel il se situera :  $W_c = m_0 c^2 - \varepsilon$ . Du point de vue énergétique, la condition de réalisation du phénomène s'écrira ainsi

$$\Delta W > m_0 c^2 - \varepsilon = W_c \quad (1)$$

(1) Nous admettons que la masse du neutrino est négligeable.

$W_c$  est donc toujours inférieur à 500 000 eV. Par conséquent, la création  $e$  est toujours possible quand l'émission  $\beta^-$  est possible.

Par contre, la réciproque n'est pas vraie et il est des cas où l'émission  $\beta^-$  étant impossible, la création  $e$  est encore possible. Il suffit que l'on ait

$$m_0 c^2 > \Delta W > m_0 c^2 - \varepsilon \quad (2)$$

On voit que l'extension du domaine où ne peut se produire que la création  $e$  seule est mesurée par la valeur de  $\varepsilon$ . Pour des noyaux dépouillés d'électrons,  $\varepsilon$  peut atteindre 100 000 eV lorsque  $Z$  est de l'ordre de 90, ce qui conduirait à un domaine assez étendu. Malheureusement, les noyaux lourds dépouillés d'électrons sont très peu répandus. Dans les étoiles moyennement chaudes, comme le Soleil, les températures sont de l'ordre de 2500 eV et, par conséquent, au-dessous de  $Z = 14$ , les noyaux sont entièrement pelés. L'extension du domaine où la création  $e$  peut exister sans émission  $\beta^-$  est de l'ordre du millier d'électronvolts. Le phénomène de création  $e$  peut donc être là très important.

Sur terre, les noyaux sont toujours entourés d'électrons et les niveaux libres possèdent une faible énergie :  $\varepsilon$  ne dépassant guère quelques volts. Le domaine considéré est donc très réduit pour un atome neutre. Seule l'ionisation peut accroître son extension.

**Description des effets secondaires.** — La création  $e$  devrait s'accompagner d'une série d'effets secondaires.

1° Signalons tout d'abord qu'elle constitue un type particulier de désintégration  $\beta^-$ . Elle doit donc être suivie des mêmes filiations qu'une émission  $\beta^-$ . Notons cependant que, partant d'un même noyau, création  $e$  et émission  $\beta^-$  peuvent conduire à deux isomères différents d'un même noyau. Une création  $e$  pourrait donc, par exemple, être suivie d'une émission de photons nucléaires, même si l'émission  $\beta^-$ , qui prend naissance à partir du même noyau,

ne s'accompagne pas d'une telle émission  $\gamma$ . On peut représenter un tel processus par le schéma ci-dessous.

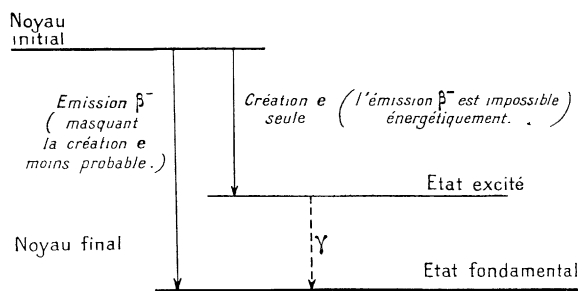


Schéma 1.

2° Remarquons maintenant que, comme dans le cas de l'émission  $\beta$ , lors de la désintégration nucléaire, le noyau atomique augmente d'une unité. Ce fait entraîne une augmentation de l'énergie attractive des niveaux de l'atome. Sur la couche  $K$ , par exemple, l'énergie qui était de l'ordre de  $13,5 Z^2$  eV devient  $13,5 (Z + 1)^2$  eV. Il en résulte une variation égale à  $13,5 (2Z + 1)$  eV allant de quelques électronvolts à quelques milliers quand on passe des éléments légers aux éléments lourds. Il doit en résulter une émission de photons d'origine électronique dont les longueurs d'ondes s'échelonnent suivant les cas du spectre visible aux rayons X mous.

3° Remarquons enfin que l'électron créé peut venir occuper au moment de sa création une case autre que la case libre de plus basse énergie. Un réarrangement du cortège doit alors suivre le phénomène. Cette réorganisation se fera par émission de photons électroniques. C'est une raison supplémentaire de penser que la création  $e$  devrait s'accompagner de l'émission de photons ayant leur origine dans le cortège. Cette raison n'existe pas dans le cas de l'émission  $\beta$ .

En résumé, la création  $e$  doit généralement s'accompagner d'une émission de photons d'origine électronique. Elle peut être suivie de filiations radioactives  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . Ces filiations sont les mêmes que celles qui suivent l'émission  $\beta^-$  — lorsqu'elle existe simultanément —, qui, partant du même état initial, conduit au même état final.

**Influence de la structure du cortège et notamment de l'ionisation sur la période de création  $e$ .** — L'un de nous [2] a montré que, théoriquement, la période des captures d'électrons ainsi que celle des conversions internes devraient dépendre de la nature du cortège électronique qui entoure le noyau en évolution. Indépendamment et simultanément, E. Segré [3] est arrivé aux mêmes conclusions en ce qui concerne la capture  $e$ .

Le phénomène de création  $e$  devrait, lui aussi, être extrêmement sensible à ce même facteur.

Il est évident, par exemple, que la création  $K$  est peu probable dans la molécule d'hydrogène qui renferme déjà les deux seuls électrons  $K$  que peut posséder un tel édifice. Le phénomène sera, par contre, bien plus probable chez l'hydrogène atomique.

Dans le cas où la création a lieu simultanément avec l'émission  $\beta^-$ , il est clair que toute perturbation apportée à la période de la création  $e$  perturbe aussi la période totale de désintégration  $\beta^-$ . Il y a donc là une raison théorique de penser qu'il est possible de perturber aussi la période apparente de certaines émissions  $\beta^-$  en agissant sur le cortège.

**Etude théorique du phénomène.** — Avant de se livrer à une étude détaillée du phénomène, on peut par une théorie simple en obtenir les caractéristiques essentielles et les comparer, qualitativement, à celles de l'émission  $\beta^-$ . On montre alors [4] que la probabilité de création  $e$  par unité de temps, peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P = K_{\text{orbite}} Z^3 |M|^2 (\Delta W - m_0 c^2 + \varepsilon)^2. \quad (3)$$

Dans cette expression,  $M$  est l'élément de matrice portant sur les fonctions d'ondes nucléaires et  $K_{\text{orbite}} Z^3$  traduit la dépendance du niveau sur lequel se place l'électron. On est ainsi conduit aux remarques suivantes :

1° La probabilité  $P$  croît au moins comme le cube du numéro atomique  $Z$  du noyau final. La probabilité d'émission  $\beta$  variant plus lentement avec  $Z$ . La création  $e$  sera donc favorisée par rapport à l'émission  $\beta^-$  pour des  $Z$  élevés;

2° La probabilité de création  $e$  est proportionnelle au carré de l'énergie de transition  $\Delta W$  diminuée de l'énergie de création  $W_c = m_0 c^2 - \varepsilon$  de l'électron. Or, la probabilité d'émission  $\beta^-$  croît en gros comme la cinquième puissance de l'énergie de transition. Donc, la création  $e$ , pour un même  $Z$ , sera défavorisée par rapport à l'émission  $\beta^-$  pour les grandes énergies de transition.

3° Le facteur  $K_{\text{orbite}} Z^3$  est proportionnel à la densité de probabilité de présence de l'électron dans le noyau après sa création. Il sera donc d'autant plus grand que l'électron se placera sur une orbite plus voisine du noyau au sens de la théorie de Bohr. Donc, toutes choses égales par ailleurs, la création  $K$  sera plus probable que la création  $\alpha$  elle-même plus probable que la création  $M$ , etc.

4° Enfin, la probabilité  $P$  de création  $e$  dépendra encore de la valeur de l'élément de matrice  $|M|^2$  dépendant des fonctions d'ondes nucléaires. Sans entrer dans le détail de l'étude de ce facteur, on peut présumer qu'il conduira à définir, tout comme pour l'émission  $\beta$ , des transitions permises et des transitions interdites de diverses espèces. De la transition (caractérisée par la variation du spin nucléaire et de la parité des fonctions d'ondes nucléaires) à

laquelle il correspondra, dépendra la possibilité de la création de l'électron dans un état  $s$ ,  $p$ ,  $d$ , etc. Une étude détaillée du phénomène devra donc comprendre un examen approfondi des différents ordres d'interdiction.

### Probabilité de création $K$ , transition permise.

— Ayant ainsi dégagé les caractères généraux de la création  $e$  et pour donner une première idée de son importance, nous étudierons maintenant, d'une manière plus précise, le cas le plus favorable : celui d'une transition permise conduisant à une création  $K$ . La théorie des perturbations conduit à prendre pour expression de la probabilité de transition par unité de temps d'un état  $a$  à un état  $b$  :

$$P = 2\pi |H_{ab}|^2 \rho, \quad (3)$$

où  $\rho$  est le poids statistique des états finaux et  $H_{ab}$  est la matrice de perturbation associée à la transition.

La détermination de  $H_{ab}$  impose la connaissance de l'opérateur d'interaction  $H$ . Celui-ci s'exprimera à l'aide des fonctions d'ondes  $U$  du noyau initial,  $V$  du noyau final,  $\psi$  de l'électron et  $\Phi$  de l'antineutrino évaluées à l'intérieur du noyau, des opérateurs habituels de la théorie de Dirac et des opérateurs  $Q$  et  $Q^*$  qui transforment un neutron en proton et réciproquement. Il est bien connu qu'il est possible, à l'aide de ces grandeurs, d'obtenir au plus cinq invariants relativistes linéairement indépendants. Nous n'aurons pas, pour le calcul qui nous intéresse, à choisir parmi ces cinq types d'opérateurs qui conduisent aux mêmes expressions pour les probabilités en ce qui concerne les transitions permises [5]. Nous adopterons l'opérateur utilisé par Fermi et que nous écrirons

$$H = g \left\{ (V^* Q U) (\Psi^* \Phi) - (V^* Q_{\alpha}^{\rightarrow} U) (\Psi^*_{\alpha} \Phi) \right\} \quad (3)$$

avec  $g$  constante nucléaire introduite par Fermi et  $\alpha$  vecteur matrice de Dirac.

Si l'on prend alors pour fonctions d'ondes de l'électron les fonctions de Dirac décrivant le mouvement d'un électron dans un champ central pour le spectre discret [6] et pour fonctions d'ondes de l'antineutrino des ondes planes (à énergie négative) normées dans un volume unité, le facteur  $\rho$  sera la densité des états de l'antineutrino et  $|H_{ab}|$  devra comprendre une sommation sur les états de l'électron et être pris en moyenne sur toutes les directions de l'impulsion de l'antineutrino. On a, dans

ces conditions, pour la probabilité de création  $K$ ,

$$P_K = \frac{g^2}{2\pi^2} \int d\omega_n \sum_{jlm} \left| \int \left\{ (V^* Q U) (\Psi^* \Phi) - (V^*_{\alpha} Q U) (\Psi^*_{\alpha} \Phi) \right\} d\tau \right|^2 q^2. \quad (6)$$

La première intégration  $\int d\omega_n$  porte sur toutes les directions de l'impulsion  $\vec{q}$  du neutrino. La somme  $\sum_{jlm}$  porte sur les nombres quantiques de l'électron.

Pour les transitions permises, on peut négliger le second terme de l'élément de matrice. Considérant les fonctions d'ondes  $\psi$  et  $\Phi$  comme constantes à l'intérieur du noyau, on peut les sortir du signe  $\int$ . On obtient ainsi

$$P_K = \left( \frac{g^2}{2\pi^3} \right) |M_0|^2 n_K \frac{\pi}{4} g_K^2 (W_0 - W_K)^2. \quad (7)$$

Dans cette formule,

$W_0$  est l'énergie de désintégration,  
 $W_K$  est l'énergie de la couche  $K$ , on a donc

$$q = W_0 - W_K.$$

$g_K^2$  est la valeur de la partie radiale des fonctions de Dirac pour une valeur de l'argument  $r$  égale au rayon nucléaire  $R$ ,  
 $n_K$  est égal à 0, 1 ou 2 suivant qu'il y a 0, 1 ou 2 cases libres sur la couche  $K$ ,

$M_0$  est l'élément de matrice  $\int V^* Q U d\tau$ .

En limitant, dans l'expression de  $g_K^2$  les fonctions hypergéométriques (exprimées sous forme de séries des puissances croissantes de  $R$ ) à leur premier terme non nul on obtient une très bonne approximation en raison de la petitesse de  $R$ . Et l'on a

$$g_K^2 = \frac{1 + W_K}{2\Gamma(2\delta_0 + 1)} (2\alpha Z_{\text{eff}})^2 e^{-2\alpha Z_{\text{eff}} R} (2\alpha Z_{\text{eff}} R)^{2s_0 - 2} \quad (8)$$

avec

$$s_0 = \sqrt{1 - \alpha^2 Z_{\text{eff}}^2}$$

et

$$W_K = 1 - \frac{\alpha^2 Z_{\text{eff}}^2}{2} \quad \alpha \text{ constante de structure fine.}$$

Nous avons introduit une charge effective  $Z_{\text{eff}}$  pour tenir compte de l'effet d'écran dû au reste du cortège. Cet effet est faible pour la couche  $K$  mais deviendra important pour les couches  $L$ ,  $M$ , etc. et diminuera notablement les probabilités de création  $L$ ,  $M$ , etc. Remarquons que  $W_K$  n'est autre que ce que nous avons précédemment appelé l'énergie de création ( $W_c$ ) et a bien, avec les unités choisies, la forme  $m_0 c^2 - \varepsilon$ .

(3) Nous utilisons, dans ce qui suit, des unités telles que  $m_0 = 1$ ,  $c = 1$ ,  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1$ . Les énergies sont ainsi mesurées en unités  $m_0 c^2$ , les impulsions en unités  $m_0 c$  et les temps en unités  $\frac{\hbar}{m_0 c^2}$ .

Pour plus de commodité, nous écrirons (7) :

$$P_k = \left( \frac{g^2 |M_0|^2}{2\pi^3} \right) n_K \varphi_K Z_{en} (W_0 - W_K)^2. \quad (9)$$

Les valeurs de  $\varphi_K (Z_{en})$  étant données dans la table ci-dessous :

Z.....	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
$\varphi_K$ .....	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$3,12 \cdot 10^{-1}$	$7,45 \cdot 10^{-1}$	1,65	3,35	6,4

Pour  $Z < 10$ , on a une bonne approximation en où prenant

$$\varphi_K(Z_{en}) \approx \pi(\alpha Z)^3. \quad (10)$$

**Importances relatives de l'émission  $\beta^-$  et de la création K.** — Nous sommes maintenant à même de comparer les probabilités d'émission  $\beta^-$  et de création  $e$  dans des conditions identiques. Pour cela, nous calculons le rapport

$$\frac{\text{Probabilité de création } K}{\text{Probabilité d'émission } \beta^-}. \quad (11)$$

Dans le cas des transitions permises, on peut écrire, pour la probabilité d'émission  $\beta^-$  [7]

$$P_{\beta^-} = \left( \frac{g^2 |M_0|^2}{2\pi^3} \right) f^-(Z, W_0) \quad (12)$$

avec

$$f^-(Z, W_0) = \int_1^{W_0} F(Z, W) W(W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW.$$

$$F(Z, W) = \frac{4(2pR)^{2s-2} e^{\frac{\pi\alpha Z W}{p}} \left| \frac{\Gamma(s + i\alpha Z W)}{p} \right|^2}{|\Gamma(2s + 1)|^2} \frac{1+s}{2},$$

$s = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$  et  $p = \sqrt{W^2 - 1}$  = impulsion de l'électron.

Tenant compte de (12), on écrira le rapport (11)

$$\frac{P_{\text{cré}K}}{P_{\beta^-}} = n_K \frac{\varphi_K(Z_{en})(W_0 - W)_K^2}{f^-(Z, W_0)} = n_K \sigma(Z, W_0). \quad (13)$$

Utilisant diverses approximations pour  $f(Z, W_0)$ , nous avons calculé  $\sigma(Z, W_0)$  qui, dépendant de deux paramètres, pourra être donné dans un tableau à double entrée.

Pour  $Z < 10$ , on obtient les ordres de grandeur suivants :

$W_0$ en $m_0 c^2$ .	Z.....	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.
1,01.....		$5,7 \cdot 10^{-3}$	$4,56 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$	$6,8 \cdot 10^{-1}$	1	1,4	2	2,4
1,1.....		$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$
2.....		$3,1 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$8,3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$

Pour  $Z > 10$ , on a les valeurs

$W_0$ en $m_0 c^2$ .	MeV.	Z.....	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
1,01	0,505.....		2,4	19	70	270	850	$2,1 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	10 000
1,1	0,55.....		$1 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$	1	2,3	4,8	9,1	15,1	21	28
2	1.....		$2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$1,65 \cdot 10^{-1}$	$2,25 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$
3	1,5.....		$7,8 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$
4	2.....		$3,1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$2,15 \cdot 10^{-2}$	$3,35 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$
5	2,5.....		$2 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \cdot 10^{-2}$	$2,65 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$
6	3.....		$1,2 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
7	3,5.....		$8 \cdot 10^{-5}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$4,15 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$

Nous avons résumé ces résultats dans les courbes de la figure 1. Ils sont conformes aux conclusions

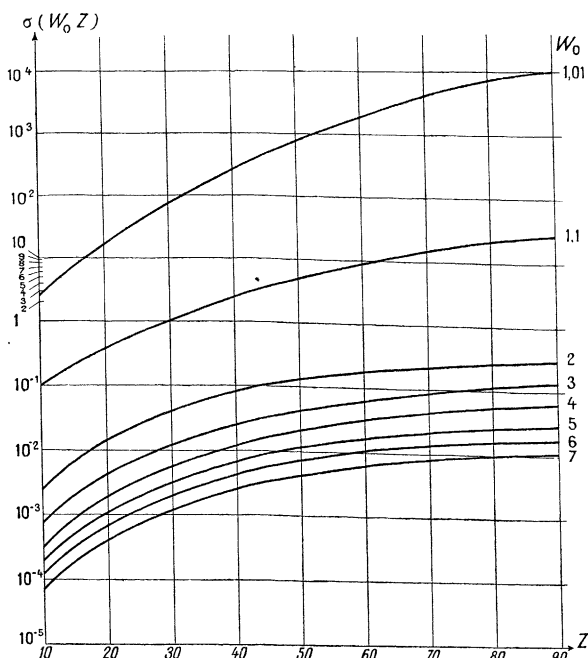


Fig. 1.

précédemment tirées de la théorie simplifiée. On voit clairement que le phénomène devient très important

pour les éléments de numéro atomique élevé et pour des énergies totales de désintégration de l'ordre de l'énergie au repos de l'électron. Cependant, de tels éléments sont toujours pourvus de leurs électrons *K* dont il semble difficile de les débarrasser. C'est un point qui devrait tout de même entrer en ligne de compte dans l'étude des étoiles. Pour le tritium atomique, qui est le seul radioélément pouvant donner lieu normalement à la création *K*, la probabilité de création est seulement de l'ordre du millième de celle de l'émission  $\beta^-$  en raison de la petitesse de *Z* et malgré une énergie de transition favorable.

Pour les énergies de transition *W*, inférieures à 500 000 eV, l'émission  $\beta^-$  devient impossible et il faut, pour avoir une idée de l'importance de la création *K*, calculer la période de désintégration. On l'obtient aisément à partir de (9) puisque

$$\tau = \frac{1}{P_K} \tag{14}$$

En prenant pour  $\left(\frac{2\pi^3}{g^2 |M_0|^2}\right)$  la valeur  $3.5 \cdot 10^8$ s, qui est un minimum, et pour  $n_K$  la valeur 1, on trouve, en fonction de *Z*, les périodes suivantes correspondant à une énergie de désintégration égale à l'énergie au repos de l'électron. Ces périodes sont évidemment des périodes minima qui sont certainement beaucoup trop courtes pour les éléments lourds en raison de la variation de  $|M_0|^2$  avec le nombre de masse *A*. Elles donnent cependant une idée quantitative de l'importance du phénomène.

Z.....	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
$\tau$ sec.....	$3,1 \cdot 10^{11}$ 10 <sup>4</sup> ans	$2,75 \cdot 10^9$ 88 ans	$1,4 \cdot 10^8$ 4,5 ans	$1,5 \cdot 10^7$ 5,8 mois	$2,5 \cdot 10^6$ 1 mois	$5 \cdot 10^5$ 5,8 jours	$1,25 \cdot 10^4$ 1,4 jour	$3,7 \cdot 10^3$ 0,43 j 10 h	$1,2 \cdot 10^2$ 0,14 j 3,3 h

**Mise en évidence du phénomène.** — Il résulte des études précédentes qu'on devrait pouvoir espérer mettre en évidence ce phénomène à l'aide des différents procédés suivants :

a. lorsqu'à la création *e* ne se superpose pas d'émission  $\beta$ ,

- par observation directe du recul du noyau,
- par observation d'un effet Szilard dû à ce recul,
- par observation des photons électroniques,
- par observation des désintégrations, soit, grâce à des filiations  $\beta, \gamma, \alpha$  ou autres, soit en recueillant en quantité pondérable, les noyaux formés;

b. lorsque la création *e* coexiste avec l'émission  $\beta$ ,

- par décompte des désintégrations et des électrons émis (ce décompte devenant possible, en particulier, dans le cas d'existence des filiations),

par observation d'une variation de la période d'émission  $\beta$  en fonction de la nature chimique de la molécule renfermant le noyau étudié,

par observation d'un effet analogue sous l'influence d'une ionisation de nature physique ou classique.

On devrait être plus particulièrement tentés d'effectuer de telles recherches lorsque l'on a observé des désintégrations  $\beta$  ne s'accompagnant pas de l'émission d'un spectre continu décelable comme c'est le cas de Ac, RaD, MsTh I [8]. Rappelons que ce sont, d'ailleurs, ces observations expérimentales qui ont été à l'origine des recherches théoriques qui font l'objet de cet exposé.

Des recherches seraient aussi opportunes dans les cas où l'on admet encore l'existence de deux isobares stables.

**Importance du phénomène.** — Nous résumerons brièvement ici les cas dans lesquels le phénomène de création risque de devenir important.

Lorsque la transition  $Z, Z + 1$  correspond à une différence énergétique supérieure ou égale à 500 000 eV, il y a nécessairement émission  $\beta$  en même temps que création  $e$ .

Le rapport de la probabilité de création à celle d'émission, dans le cas d'une même transition, croît avec  $Z$  et décroît avec l'énergie de transition. Il devient infiniment grand quand cette énergie tend vers 500 000 eV.

Pratiquement, dans le cas du tritium atomique, la probabilité de création  $e$  est seulement de l'ordre du millième de la probabilité d'émission  $\beta$ . Pour  $Z=90$  et pour une énergie de transition analogue, la probabilité de création  $K$  serait plus de 1000 fois plus grande que celle d'émission  $\beta$ . C'est un point qui devrait entrer en ligne de compte dans l'étude des étoiles.

Le phénomène de création  $e$  peut même se réaliser sans que l'émission  $\beta$  soit possible si l'énergie de la transition est inférieure à 500 000 eV. Le niveau  $K$  des éléments lourds atteint 100 000 eV et la création  $K$  est donc possible pour une énergie de transition s'abaissant jusqu'à environ 400 000 eV. Remarquons qu'alors la création  $L$  est impossible. *Il peut donc exister des noyaux stables au sein de leur cortège électronique qui seraient radioactifs s'il n'avaient pas de cortège ou simplement si un de leurs électrons  $K$  leur manquait et cela montre à quel point les propriétés*

*des noyaux doivent être liées à la structure du nuage d'électrons qui les enveloppe.*

Le phénomène de création  $e$  peut enfin devenir important s'il se produit entre un niveau nucléaire fondamental et un niveau excité représentant une transition voisine de 500 000 eV dans le cas où la transition fondamentale  $\rightarrow$  fondamentale est interdite. Il y a alors augmentation du rapport entre la probabilité de création  $e$  suivie de l'émission de photon nucléaire et la probabilité d'émission  $\beta$ .

Signalons enfin que l'existence du phénomène de création  $e$  devrait exclure totalement la possibilité d'existence de deux isobares voisins et dépouillés d'électrons.

*Remarque.* — Dans l'étude théorique faite jusqu'à présent, on a envisagé la création  $e$  comme un phénomène du premier ordre. Il est bien évident qu'il y aura lieu d'étudier le phénomène du second ordre, c'est-à-dire par exemple : le saut d'un électron  $K$  sur le niveau  $L$ , suivi de création  $K$ ; le principe de conservation de l'énergie n'étant applicable qu'à l'ensemble de ces deux effets supposés s'effectuer simultanément. Disons enfin qu'il y aurait intérêt à étudier, d'une façon analogue, la création mésique.

Nous tenons à remercier bien vivement M<sup>me</sup> le Professeur Joliot-Curie et MM. les Professeurs Louis de Broglie et Francis Perrin qui ont bien voulu nous guider par leurs conseils au cours de ce travail et préciser certaines questions.

Manuscrit reçu le 8 juillet 1947.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] R. DAUDEL, P. BENOIST, R. JACQUES et M. JEAN, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 1427.  
 [2] R. DAUDEL, *Revue scientifique*, 1947, **85**, p. 162.  
 [3] E. SEGRÉ, *Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 274.  
 [4] Voir [1].  
 [5] Cf. KONOPINSKI et UHLENBECK, *Phys. Rev.*, 1941, **60**, p. 308.  
 [6] Cf. BETHE, *Handb. der Physik*, xxiv/1, p. 316.  
 [7] KONOPINSKI, *Rev. of Modern Phys.*, 1943, **15**, p. 216.  
 [8] M. LECOIN et M. PEREY, *C. R. Acad. Sc.*, 1943, **217**, p. 106-108; *Cahiers de Physique*, 1944, **20**, p. 58. — M. LECOIN, M. PEREY et TSIEN SAN TSIANG, *Cahiers de Physique*, 1944, **26**, p. 16.