



**HAL**  
open science

## Le spectre $\beta$ du radium E

Jacques Solomon

► **To cite this version:**

Jacques Solomon. Le spectre  $\beta$  du radium E. Journal de Physique et le Radium, 1940, 1 (5), pp.161-163. 10.1051/jphysrad:0194000105016100 . jpa-00233738

**HAL Id: jpa-00233738**

**<https://hal.science/jpa-00233738>**

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.

## LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

## LE RADIUM

LE SPECTRE  $\beta$  DU RADIUM  $E$ 

Par JACQUES SOLOMON.

**Sommaire.** — Examen critique de différentes théories de la désintégration  $\beta$  sur l'exemple du radium  $E$  qui est l'un des mieux connus.

On a cherché dans les derniers temps <sup>(1)</sup> à revenir à la théorie primitive de Fermi, en abandonnant complètement la modification qu'en avaient proposée Konopinski et Uhlenbeck : on suppose alors que les déviations de la formule simple de Fermi proviennent de ce qu'en réalité le spectre  $\beta$  considéré est complexe et qu'il s'agit de la superposition d'une série de spectres  $\beta$  simples correspondant chacun à la formule de Fermi.

Il s'ensuit que, si cette hypothèse se trouve vérifiée, on doit trouver, accompagnant le spectre  $\beta$  une ou plusieurs raies  $\gamma$  correspondant aux différents niveaux de départ ou d'arrivée. On peut ainsi, d'après Bethe, Peierls et Hoyle, expliquer un certain nombre de spectres  $\beta$  d'éléments légers. Nous nous proposons ici d'examiner le cas du spectre  $\beta$  du radium  $E$  qui est l'élément radioactif ayant donné lieu au plus grand nombre de recherches et où le rayonnement  $\gamma$  est certainement très faible, pour autant qu'il existe.

Rappelons de suite que si  $\eta$  est la quantité de mouvement des électrons  $\beta$  (en unités  $mc$ ),  $N(\eta)d\eta$  le nombre de ces électrons dont la quantité de mouvement est comprise entre  $\eta mc$  et  $(\eta + d\eta) mc$ , et posant

$$f(\eta) = \eta + 0,355\eta^2.$$

d'après la théorie de Fermi  $\left(\frac{N(\eta)}{f(\eta)}\right)^{\frac{1}{2}}$  est une fonction linéaire de l'énergie  $\sqrt{1 + \eta^2}$  (mesurée en unités  $mc^2$ ):

$$\left(\frac{N(\eta)}{f(\eta)}\right)^{\frac{1}{2}} = a - b\sqrt{1 + \eta^2}.$$

<sup>(1)</sup> H. A. BETHE, F. HOYLE, R. PEIERLS, *Nature*, 1939, **143**, p. 200; J. SOLOMON, *Rapport au Congrès Solvay*, 1939.

où  $a$  et  $b$  sont des constantes qui dépendent de l'élément considéré. Si  $\eta_0$  est la quantité de mouve-

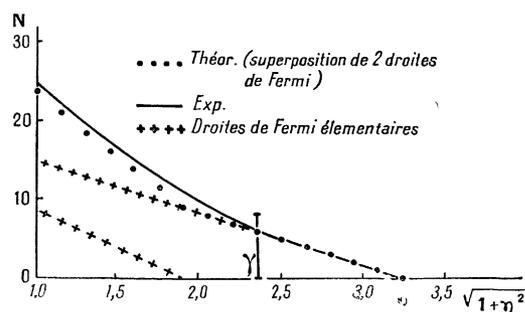


Fig. 1.

ment maxima des électrons,  $N$  leur nombre total, on aura

$$N = \left(\frac{\eta_0^2}{2} + 0,118\eta_0^3\right) a^2 + \left(\frac{\eta_0^2}{2} + 0,118\eta_0^3 + \frac{\eta_0^4}{4} + 0,071\eta_0^5\right) b^2 - 2 \left[ \frac{(1 + \eta_0^2)^{\frac{3}{2}} - 1}{3} + 0,044\eta_0 \sqrt{1 + \eta_0^2} (2\eta_0^2 - 3) + 0,133 \log(\eta_0 + \sqrt{1 + \eta_0^2}) \right] ab.$$

Dans ces conditions, l'examen des résultats de Flammersfeld <sup>(2)</sup> montre que l'on obtient une bonne approximation en admettant que la courbure de sa « droite de Fermi » tient en réalité à ce qu'il n'y

<sup>(2)</sup> A. FLAMMERSFELD, *Zeit. Physik*, 1939, **112**, p. 727.

a pas une droite, mais deux droites, c'est-à-dire deux spectres partiels correspondant à

$$\text{I. } \sqrt{1 + \tau_0^2} = 1,81, \quad \frac{N_1}{N_1 + N_2} = 0,057,$$

$$\text{II. } \sqrt{1 + \tau_0^2} = 3,36, \quad \frac{N_2}{N_1 + N_2} = 0,943,$$

soit encore pour l'énergie maxima et la constante partielle de désintégration

$$\lambda_{\text{I}} = 1,5 \cdot 10^{-6}, \quad E_0^{(\text{I})} = 1,18 \text{ MV},$$

$$\lambda_{\text{II}} = 10^{-7}, \quad E_0^{(\text{II})} = 0,40 \text{ MV}.$$

Examinons maintenant les conséquences de cette décomposition. La désintégration  $\beta$  de  ${}^{210}_{83}\text{Ra E}$  conduit à  ${}^{210}_{84}\text{Ra F}$ , donc à un noyau où le nombre de protons comme le nombre de neutrons est pair. Tous les éléments de ce genre ont un spin nul. Nous admettons donc que dans l'état normal

$$I({}^{210}_{84}\text{Ra F}) = 0.$$

Or, les spectres partiels I et II tombent sur la même courbe de Sargent (première transition exclue).

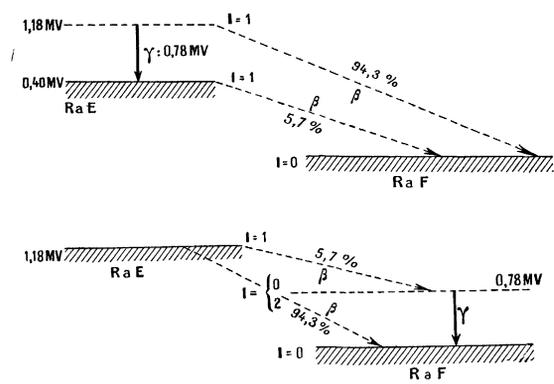


Fig. 2.

Par exemple  $\text{Th B}$  nous donne  $E_0 = 0,36 \text{ mV}$ ,  $\lambda = 1,82 \cdot 10^{-5}$  et est sur la courbe permise de Sargent, d'où, si on lui compare notre spectre partiel II, un facteur  $1/180$  pour les constantes radioactives à expliquer. Or si l'on avait une variation de spin de deux unités, le facteur serait de l'ordre de  $10^{-6}$ , d'où certainement  $\Delta I = 1$ .

Les diverses possibilités sont représentées sur la figure 2.

Mais l'absence expérimentalement constatée de rayonnement  $\gamma$  rend ces schémas assez difficiles à soutenir. En effet, l'énergie électronique moyenne par désintégration est de  $0,35 \text{ mV}$ ; l'énergie  $\gamma$  présente par désintégration est de  $0,78 \times 5,7 \cdot 10^{-2} = 0,04 \text{ mV}$ , soit 10 pour 100 environ de l'énergie totale émise. Or Aston a indiqué que l'énergie  $\gamma$  émise par désintégration est en tout cas inférieure à  $0,01 \text{ mV}$ ; M<sup>16</sup> Baschwitz donne une

limite supérieure de 5 pour 100 pour le rapport entre l'énergie  $\gamma$  et l'énergie totale émise.

On peut naturellement supposer que le rayon  $\gamma$  est converti (*conversion interne*). Mais pour une telle énergie  $\gamma$ , le coefficient de conversion interne est, d'après Hulme, si le rayonnement est d'origine dipolaire, égal à  $0,0035$ . S'il est d'origine quadrupolaire, le coefficient de conversion interne est égal à  $0,011$ . Donc ces hypothèses sont en contradiction complète avec l'expérience.

Il ne reste plus alors qu'une éventualité, une des deux indiquées par le second schéma : le niveau excité du  $\text{Ra F}$  aurait un spin nul, et par conséquent la raie  $\gamma$ , correspondant à une transition  $0 \rightarrow 0$  serait absolument interdite. Ce serait là un cas analogue à la raie bien connue  $1,426 \text{ MV}$  du  $\text{Ra CC}'$ .

Comme le travail d'extraction du niveau  $K$  de  ${}_{84}\text{Ra E}$  est de  $0,093 \text{ mV}$  environ, les électrons de conversion interne auraient une énergie de  $0,69 \text{ mV} = 1,38 mc^2$ . Or cela n'est pas sans présenter des difficultés : on calcule en effet aisément que dans la bande d'énergie comprise entre

$$\sqrt{1 + \eta^2} = 2,50$$

$$\sqrt{1 + \eta^2} = 2,40,$$

et

$2,9 \cdot 10^{-2}$  électrons sont émis par désintégration. Or, par désintégration également, nous venons de voir qu'il y a  $5,7 \cdot 10^{-2}$  photons  $\gamma$  émis et convertis totalement, d'où un nombre d'électrons de conversion émis sensiblement double du chiffre précédent. Or cela est impossible : expérimentalement on obtiendrait un maximum secondaire extrêmement net pour

$$\sqrt{1 + \eta^2} = 2,38.$$

On pourrait être conduit à envisager la possibilité d'une conversion totale de l'énergie  $\gamma$  en une paire, mais l'énergie du photon  $\gamma$  ( $0,78 \text{ mV}$ ) est insuffisante.

Il est possible alors de songer à la possibilité de conversion de l'énergie  $\gamma$  par expulsion *simultanée* des deux électrons  $K$ , mais si cette hypothèse permet de comprendre l'absence de maximum secondaire (celui-ci beaucoup plus étalé étant reporté à  $\sqrt{1 + \eta^2} = 1,70$ ), il paraît difficile de comprendre pourquoi l'émission des *deux* électrons  $K$  est possible et non celle d'un *seul* électron  $K$ . L'exemple de la raie  $1,426 \text{ mV}$  du  $\text{Ra CC}'$  nous montre justement un exemple d'émission d'un seul électron de conversion.

Si notre hypothèse se trouvait vérifiée, on n'observerait pas un électron  $\beta$  par désintégration, mais  $1 + 2 \times 5,7 \cdot 10^{-2} = 1,11$  électron. Il faut ici observer que cette valeur est jusqu'ici conciliable avec les chiffres expérimentaux. Naturellement il est possible de se donner une loi d'interaction entre le noyau et les électrons qui interdise l'émission « simple » et n'autorise que l'émission « double » mais cette loi serait sans doute bien artificielle.

Ainsi, il semble qu'on se heurte à des difficultés sérieuses en admettant que le spectre  $\beta$  du radium  $E$  résulte simplement de la superposition de deux spectres simples de Fermi, avec émission soit d'un photon  $\gamma$ , soit d'électrons de conversion interne. On pourrait naturellement songer à considérer ce spectre  $\beta$  comme résultant de la superposition d'un nombre de spectres simples de Fermi supérieur à deux. Il est clair qu'on peut ainsi se rapprocher autant que l'on veut de la forme du spectre  $\beta$  observé, tandis que les rayons  $\gamma$  qui correspondent aux différences des fins de spectres partiels peuvent, étant très mous, échapper à l'observation. Il est naturellement difficile de réfuter une telle hypothèse. Nous nous bornerons à ce sujet à l'observation suivante : c'est qu'il est impossible, quelle que soit la superposition de courbes de Fermi envisagée, de reproduire rigoureusement une courbe de Konopinski-Uhlenbeck.

Soit en effet  $\varepsilon_0''$  la fin du spectre. Dire qu'on peut reproduire la courbe de Konopinski-Uhlenbeck par une superposition convenable de courbes de Fermi, c'est dire qu'il existe une *fonction de densité*  $\chi(\varepsilon_0)$  telle qu'on ait

$$\int_{\varepsilon_0'}^{\varepsilon_0''} \varepsilon^2 \varphi(\varepsilon - \varepsilon_0) \chi(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 = \varepsilon^2 (\varepsilon_0'' - \varepsilon)^4,$$

avec

$$\varphi(\varepsilon - \varepsilon_0) = \begin{cases} (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 & \text{si } \varepsilon < \varepsilon_0. \\ 0 & \text{si } \varepsilon > \varepsilon_0. \end{cases}$$

Prenons une valeur de  $\varepsilon$  inférieure à  $\varepsilon_0'$ . On a alors,

$$\int_{\varepsilon_0'}^{\varepsilon_0''} (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \chi(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 = (\varepsilon - \varepsilon_0'')^4,$$

soit en posant

$$\begin{aligned} \varepsilon - \varepsilon_0'' &= x, & \varepsilon_0'' - \varepsilon_0 &= y, \\ \int_0^{\varepsilon_0'' - \varepsilon_0'} (x + y)^2 \chi(\varepsilon_0'' - y) dy &= x^4, \end{aligned}$$

ce qui est impossible, comme on s'en rend compte simplement en dérivant les deux membres par rapport à  $x$ .

On le voit, de nouvelles recherches expérimentales sont nécessaires. Il serait en particulier intéressant de savoir s'il y a un spectre  $\gamma$  mou ou encore des rayons X (résultant du mécanisme de conversion interne) accompagnant le spectre  $\beta$  étudié.

Manuscrit reçu le 2 octobre 1939.