



HAL
open science

Freinage interne accompagnant la capture électronique

R.J. Glauber, P.C. Martin

► **To cite this version:**

R.J. Glauber, P.C. Martin. Freinage interne accompagnant la capture électronique. Journal de Physique et le Radium, 1955, 16 (7), pp.573-574. 10.1051/jphysrad:01955001607057300 . jpa-00235220

HAL Id: jpa-00235220

<https://hal.science/jpa-00235220>

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.

FREINAGE INTERNE ACCOMPAGNANT LA CAPTURE ÉLECTRONIQUE

Par R. J. GLAUBER et P. C. MARTIN,
Harvard University, Cambridge, Mass.

Summary. — The shape of the continuous γ -ray spectrum accompanying orbital electron capture has been computed taking Coulomb effects into account. Up to several times the characteristic X-ray energy, radiative capture of p -electrons is more probable than that of s -electrons. The large quantity of low frequency radiation is in agreement with experiment.

Le spectre continu du rayonnement γ accompagnant la capture d'électron orbital a récemment été mesuré pour quelques radioéléments [1], [2], [3]. Les spectres expérimentaux ont été comparés aux spectres théoriques de la forme $x(1-x)^2$ (avec $x = \frac{E\gamma}{E_{max}}$) obtenus par Morrison et Schiff [4] à partir d'hypothèses très simplifiées. Pour les faibles énergies, l'intensité du rayonnement γ observée est alors beaucoup plus grande que celle prédite par la théorie; en particulier dans le cas du ^{50}Fe , ^{131}Cs , ^{71}Ge pour des valeurs de l'énergie voisines de celle du rayonnement X caractéristique, on observe une augmentation brusque de l'intensité lorsque l'énergie diminue. De telles déviations par rapport au spectre en $x(1-x)^2$ sont en fait prévisibles; en effet, ce n'est que pour des énergies beaucoup plus grandes que celles considérées que sont quantitativement valables les hypothèses de Morrison et Schiff : effets coulombiens et capture autre que la capture K négligeables.

On indiquera comment en évitant ces approximations on peut, sans difficulté, déterminer assez exactement la forme du spectre du rayonnement γ de freinage interne. En particulier, on peut traiter avec précision les effets du champ coulombien; dans ce cas le spectre du rayonnement $M1$ accompagnant la capture K est alors donné pour toutes les énergies par $x(1-x)^2$. On va montrer que la partie principale du rayonnement γ de faible énergie supplémentaire observé est alors du type $E1$ et provient de la capture d'électrons p .

On supposera que la capture correspond à une transition permise; la forme la plus générale de l'élément de matrice est alors donnée par

$$H_C = \sum_{\lambda} C^{(\lambda)} \langle T_{\mu}^{(\lambda)} \rangle \langle \bar{\chi}(0) T_{\mu}^{(\lambda)} \psi(0) \rangle, \quad (1)$$

où $\psi(0)$ et $\chi(0)$ sont les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino évaluées au noyau;

$C^{(\lambda)}$ sont les coefficients pour les différents opérateurs $\beta : T_{\mu}^{(\lambda)}$; $\langle T_{\mu}^{(\lambda)} \rangle$ est un élément de matrice nucléaire.

Pour la transition, avec émission du rayonnement de freinage, d'un électron de l'état $\psi_i(\mathbf{r})$ à l'état $\psi_f(\mathbf{r})$ l'élément de matrice habituel s'écrit (*) :

$$(H_R)_{fi} = -e \left(\frac{2\pi}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \int \bar{\psi}_f(\mathbf{r}) e_{\mu} \gamma_{\mu} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \psi_i(\mathbf{r}) d\tau, \quad (2)$$

où \mathbf{k} et \mathbf{e} sont les vecteurs de propagation et de polarisation du photon émis. Le phénomène étudié associe les processus de capture électronique et d'émission de rayonnement; un électron orbital initialement dans l'état s ou p émettra un photon pendant une transition virtuelle à l'état s et sera alors capturé par le noyau. Néanmoins les transitions virtuelles vers des états s déjà occupés dans l'atome sont interdites par le principe d'exclusion; on peut montrer que l'absence de ces termes dans la sommation sur les états intermédiaires est précisément compensée par d'autres termes correspondant à des transitions dans lesquelles la capture d'un électron d'un état occupé précède la transition « radiative ».

L'élément de matrice total correspondant au processus de capture « radiative » laissant vide un état initialement $\psi_n(\mathbf{r})$ (avec $E_n < 0$), s'écrit finalement à partir de (1) et (2) :

$$M = \frac{ie}{m} \left(\frac{2\pi}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \sum C^{(\lambda)} \langle T_{\mu}^{(\lambda)} \rangle \times \int (\bar{\chi}(0) T_{\mu}^{(\lambda)} G_{E_n-k}(0, \mathbf{r})) \times e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e_{\eta} \left(\partial_{\eta} - \frac{1}{2} \sigma_{\eta\rho} k_{\rho} \right) \psi_n(\mathbf{r}) d\tau, \quad (3)$$

où $\sigma_{\eta\rho} = \frac{i}{2} [\gamma_{\eta}, \gamma_{\rho}]$ et $k_{\rho} = (\mathbf{k}, k)$.

La fonction $G_{E_n-k}(0, \mathbf{r})$ est la fonction de Green

(*) On utilise des unités pour lesquelles $\hbar = 1, c = 1$.

pour l'équation de Dirac du second ordre; elle contient implicitement la sommation sur les états intermédiaires. Avec une approximation suffisante pour le problème envisagé, on peut remplacer cette fonction par la fonction de Green non-relativiste pour la propagation d'un électron avec une énergie $E_n - k$ dans un champ de Coulomb; cette dernière fonction est définie à partir des fonctions d'onde coulombiennes $\varphi_j(\mathbf{r})$ de la manière suivante :

$$G_{E_n-k}(0, \mathbf{r}) = \sum \frac{\varphi_j(0) \varphi_j^*(r)}{E_j - E_n + k}. \quad (4)$$

Puisque cette expression possède la symétrie sphérique par rapport à l'origine, on peut facilement l'évaluer en résolvant l'équation radiale correspondante de Schrödinger. Le fait d'obtenir une forme particulièrement simple pour les fonctions de Green coulombiennes vient de ce que la capture d'électron se profuit nécessairement au centre des forces.

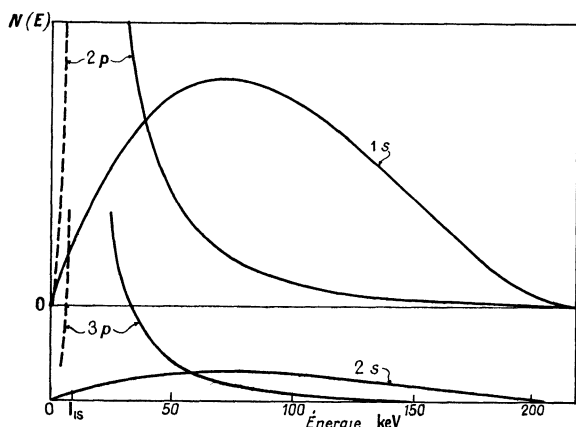


Fig. 1. — Spectres des rayonnements γ pour la capture « radiative » pour les différentes couches électroniques dans le cas du ^{55}Fe . La région des raies X caractéristiques se trouve en dessous de la discontinuité K , I, s .

On trouve que la solution contient une fonction de Whittaker et possède la représentation intégrale suivante :

$$G_{E_n-k}(0, \mathbf{r}) = \left(\frac{m\beta}{\pi}\right) e^{-\beta r} \int_0^\infty e^{-2\beta r u} \left(\frac{1+u}{u}\right)^{\frac{Z}{\beta a_0}} du \quad (5)$$

pour $k - E_n < Z^2$ Rydbergs, où $\beta = \sqrt{2m(k - E_n)}$ et a_0 est le rayon de Bohr. Avec l'expression (5), on peut effectuer analytiquement les intégrations nécessaires pour obtenir les éléments de matrice (3). Les spectres de rayonnement γ accompagnant la capture pour les différentes couches électroniques caractéristiques ont été calculés (fig. 1) dans le cas du ^{55}Fe pour lequel l'énergie libérée est 220 keV [1]. Les spectres pour la capture à partir des états s , mis à part leur légère différence d'énergie maximum, ont la forme générale $x(1-x)^2$; les spectres correspondant aux états p ont une intensité très faible aux grandes énergies, mais extrêmement intense près des raies X caractéristiques. Les processus responsables de l'intensité du rayonnement γ dans les pics sont ceux correspondant à la capture d'un électron s suivie par une transition « radiative » à partir d'un état p supérieur. Ils diffèrent du processus normal et très probable de capture suivie d'émission de rayons X caractéristiques, par le défaut de conservation de l'énergie dans les états intermédiaires. Les spectres pour les états p de la figure 1 peuvent, en fait, être considérés comme représentant les limites extrêmes des raies X caractéristiques.

Pour une énergie de transition donnée, les intensités des spectres pour les états p augmentent, par rapport à celles des états s , à peu près comme le carré de la charge nucléaire. Par conséquent, pour ^{71}Ge et ^{131}Cs , la contribution des états p devrait dominer sauf dans la partie la plus énergétique des spectres; les résultats expérimentaux [2] sont en accord avec ces conclusions.

L'effet d'écran du champ de Coulomb diminuera un peu les intensités des spectres correspondant aux couches $n = 2$ et 3 , et sera considéré dans la comparaison quantitative avec l'expérience.

Cette étude peut également être appliquée aux transitions interdites qui seront caractérisées en général par des formes de spectres différentes. La capture du ^{55}Fe , avec $\log ft = 6,1$, est évidemment permise, mais tout à fait défavorisée, comme on peut le déduire du modèle en couches puisque $\Delta L = 2$.

Une analyse détaillée des méthodes utilisées comprenant une étude des effets d'écran est en préparation.

Nous désirons remercier le Docteur T. Berlin qui a attiré notre attention sur ce problème.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] MADANSKY L. et RASETTI F. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 407.
 [2] SARAF B. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 642. (Un article sur ^{71}Ge est aussi sous presse.)
 [3] EMMERICH W., SINGER S. et KURBATOV J. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 113.
 [4] MORRISON P. et SCHIFF L. I. — *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 24.