Polarisation longitudinale des rayons β . Etude de ^{90}Sr et de ^{35}S

Langevin-Joliot, Nicolas C.M. Marty

► To cite this version:

Langevin-Joliot, Nicolas C.M. Marty. Polarisation longitudinale des rayons β . Etude de ^{90}Sr et de ^{35}S . J. Phys. Radium, 1958, 19 (1), pp.28-31. 10.1051/jphysrad:0195800190102800 . jpa-00235755

HAL Id: jpa-00235755

<https://hal.science/jpa-00235755>

Submitted on 1 Jan 1958

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.

POLARISATION LONGITUDINALE DES RAYONS β . ÉTUDE DE ^{90}Sr ET DE ^{35}S

Par Mmes LANGEVIN-JOLIOT et N. MARTY,

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France à Orsay.

Résumé. — On décrit l'appareillage utilisé pour l'étude de la polarisation des électrons émis par ^{90}Sr ($\Delta J = 2$ oui) et ^{35}S ($\Delta J = 0$ non). Si l'on tient compte des épaisseurs des sources et des diffuseurs utilisés les résultats sont en accord avec une polarisation négative égale à v/c .

Abstract. — The apparatus used to study the polarization of the electrons from ^{90}Sr ($\Delta J = 2$ yes) and ^{35}S ($\Delta J = 0$ no) is described.

Taking account of the thickness of source and scatterer, the results agree with a negative polarization equal to v/c .

L'abandon du principe de conservation de la parité dans les interactions faibles, envisagé théoriquement par Lee et Yang [1] puis justifié par les expériences de Wu et coll. [2] et de Garwin et coll. [3] a conduit indépendamment différents auteurs [4], [5], [6] à prévoir que les électrons émis lors d'une désintégration β devaient être polarisés longitudinalement. La polarisation ainsi calculée est élevée et pour des électrons de vitesse v peut atteindre la valeur maximum v/c , au moins pour certains types de transitions β .

Ce phénomène, malgré son importance, n'avait jamais été mis en évidence, l'étude expérimentale de faisceaux de rayons β se faisant habituellement par simple diffusion Mott sur les noyaux lourds :

on ne peut atteindre ainsi que la polarisation transversale.

Pour mesurer par diffusion Mott la polarisation longitudinale, il faut au préalable la transformer en polarisation transversale : ceci peut être réalisé par courbure des trajectoires des électrons dans un champ électrostatique qui laisse, aux corrections relativistes près, inchangée la direction du spin.

C'est ainsi que Frauenfelder et coll. [7] ont mis pour la première fois en évidence la polarisation longitudinale des électrons, dans le cas de ^{60}Co . D'autres auteurs, en particulier de Waard et coll. [8], Cavanagh et coll. [9], Alikhanow et coll. [17] et nous-mêmes [10], [11] avons utilisé indépendamment des dispositifs basés sur le même

FIG. 1.

principe. Toutefois les auteurs [9 et 17] superposent au champ électrique E un champ magnétique orthogonal tel que la trajectoire des électrons de vitesse v reste rectiligne, leur spin tournant alors de 90° .

Nous avons étudié la polarisation longitudinale des électrons émis par $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ et par ^{35}S à l'aide de l'appareillage schématisé sur la figure 1.

La source S déposée sur une feuille mince de LC 600 est portée par un support très léger, de façon à limiter la diffusion des électrons au voisinage de S . La trajectoire des électrons est courbée par le champ électrostatique établi entre les deux plateaux P_1 et P_2 d'un condensateur cylindrique, de rayons 14 et 15 cm, portés respectivement à des potentiels positifs et négatifs égaux. La valeur maximum de ce potentiel $\pm 15\,000$ volts permet de focaliser des électrons de 260 KeV. Le champ est établi sur un secteur de $127^\circ 20'$, angle de focalisation pour un tel dispositif. Les électrons de vitesse $v/c = 0,7$ (204 KeV) dont la polarisation initiale était longitudinale sortent alors polarisés transversalement.

Le faisceau, canalisé par le diaphragme E est diffusé par une feuille d'or mince (D) de 12 mm de diamètre supportée par un film de polystyrène. Une membrane flexible relie la partie condensateur électrostatique au reste de l'appareil, ce qui permet de centrer le faisceau par rapport au diffuseur ; un compteur cloche mis à la place de ce dernier sert à explorer le faisceau.

A travers le sas le diffuseur d'or peut être facilement remplacé, soit par une feuille de polystyrène afin de déterminer le fond d'électrons diffusés parasites, soit par un diffuseur d'aluminium de pouvoir de diffusion équivalent. On peut ainsi déterminer et éliminer une asymétrie éventuelle de l'appareil.

Les électrons sont détectés par deux blocs de deux compteurs Geiger-Müller en coïncidence, dont les fenêtres rectangulaires définissent l'angle de diffusion $99^\circ < \theta < 129^\circ$, l'angle azimutal étant $-3^\circ < \varphi < +3^\circ$ pour le premier, $177^\circ < \varphi < 183^\circ$ pour le second, en prenant comme direction d'origine celle du vecteur $\vec{P}_1 \wedge \vec{P}_2 = \vec{P}_1$ et $\vec{P}_2$ sont respectivement les vecteurs quantité de mouvement de l'électron émis par la source, et incident sur la feuille d'or.

Pour simplifier nous avons représenté sur la figure les compteurs à 90° de la position qu'ils occupent lors des mesures. Les deux blocs de

compteurs peuvent être intervertis par rotation de la pièce qui les supporte, sans rompre le vide dans l'appareil. Le diffuseur peut de même tourner de 180° autour de l'axe du faisceau.

L'emploi de compteurs en coïncidence réduit le fond dû aux électrons diffusés sur les parois, ou au rayonnement γ de freinage. Dans certains cas nous avons interposé entre les deux compteurs de chaque bloc un absorbant d'aluminium de $2,2\text{ mg/cm}^2$, afin d'éliminer les électrons de très faible énergie.

Soit P la polarisation transversale du faisceau d'électrons incident, $a(\theta)$ la polarisation due à la diffusion sur la feuille d'or. L'asymétrie 0- 180° définie comme le rapport du nombre d'électrons diffusés à $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$ est alors

$$\frac{N_{0^\circ}}{N_{180^\circ}} = \sigma_{0^\circ} / \sigma_{180^\circ} = \frac{1 + a(\theta)P}{1 - a(\theta)P}.$$

FIG. 2. — Angles moyen de diffusion. A-B. De Waard [8]. C. Cavanagh [9], Alikhanov [17]. D. Langevin et Marty [10], 11]. Alikhanov [17]. E. Frauenfelder [7].

Nous avons reproduit sur la figure 2, d'après les tableaux de Sherman [12], les courbes des sections efficaces de diffusion en fonction de θ , pour un noyau de numéro atomique 80, pour $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$ pour les électrons incidents de vitesse $v/c = 0,7$ ayant une polarisation transver-

TABLEAU I

SOURCE	ÉNERGIE EN KEV	v/c	ÉPAISSEUR DU DIFFUSEUR D'OR EN MG/CM ²	$\sigma_{0^\circ} / \sigma_{180^\circ}$	P
1	128	0.6	0.2	1.18 ± 0.08	-0.21 ± 0.09
1	204	0.7	0.4	1.43 ± 0.14	-0.45 ± 0.12
2	204	0.7	0.4	1.08 ± 0.1	-0.1 ± 0.12
2	250	0.74	0.6	1.39 ± 0.1	-0.41 ± 0.09

sale $P = 1$. On en déduit dans notre cas $a(\theta)$ moy. = $-0,395$, ce qui entraîne pour le rapport des sections efficaces les valeurs extrêmes :

$$\begin{aligned} \text{si } P = -1 & \quad \sigma_0/\sigma_{180^\circ} = 2,3 \\ \text{si } P = +1 & \quad \sigma_0/\sigma_{180^\circ} = 0,4. \end{aligned}$$

Nous avons étudié d'abord ^{90}Sr en équilibre avec ^{90}Y [10] tous deux émetteurs β purs ; les transitions sont interdites et la forme unique $\Delta J = 2$, qui, correspond à une interaction de Gamow-Teller pure. Les sources étaient préparées par dépôt sur un film de LC 600 d'une goutte de solution de sulfate de strontium et d'yttrium contenant 5 à 10 millicuries de ^{90}Sr . Elles avaient plusieurs mg/cm^2 d'épaisseur et se détérioraient au bout de quelques jours.

Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau I.

Nous n'avons indiqué dans ce tableau que les erreurs statistiques. Par ailleurs, plusieurs effets expérimentaux sont susceptibles de conduire à une valeur trop faible pour la polarisation.

En premier lieu, la valeur de $a(\theta)$ utilisée est calculée dans le cas de la diffusion Mott simple. Si la diffusion multiple, ou la diffusion double ou triple interviennent notablement, la valeur effective de $a(\theta)$ diminue. Toutefois, la première doit être négligeable, d'après le critère de Wentzel, pour les valeurs de θ et les épaisseurs de diffuseur utilisées dans nos expériences. Les diffusions doubles les plus probables sont celles pour lesquelles l'un des angles est petit, l'autre étant voisin de θ , c'est-à-dire, dans notre cas, assez élevé pour que $a(\theta)$ effectif soit peu inférieur à $a(\theta)$ calculé.

En second lieu, des électrons rétrodiffusés dans la matière de la source peuvent être focalisés sur le diffuseur, et la polarisation de ce faisceau secondaire est en sens inverse de celle du faisceau principal. La valeur de la polarisation totale mesurée s'écarte alors d'autant plus de la valeur en l'absence de toute rétrodiffusion que les électrons sont moins énergiques et la source plus épaisse. Nos résultats font effectivement apparaître que la valeur mesurée de P croît plus vite que v/c et qu'elle est nettement plus faible pour la source la plus épaisse [2].

Les valeurs obtenues pour P peuvent donc être considérées comme compatibles avec les valeurs prévues théoriquement ($-v/c$). Elles sont de même en accord avec les résultats obtenus par Goldhaber et coll. [13] pour la polarisation circulaire du rayonnement de freinage externe produit par les électrons d'une source de $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$.

A l'époque où s'est achevée la première partie de notre travail, tous les résultats obtenus par différents auteurs [7], [8], [9], [14], [15], [16], [17] quelle que soit la méthode utilisée, étaient compatibles avec une valeur négative de l'ordre de v/c pour la polarisation, dans le cas des transitions β produites par interaction Gamow-Teller pure. Par contre des résultats non confirmés par la suite semblaient indiquer, pour les transitions β correspondant à une interaction de Fermi pure, que la polarisation est en sens inverse de celle obtenue dans le cas d'une interaction Gamow-Teller pure. D'autres auteurs [18], [8], [19] trouvaient une polarisation nulle pour une interaction de Fermi, et faible pour un mélange d'interactions Fermi + Gamow-Teller.

Il nous a paru intéressant d'étudier une transition correspondant à un mélange d'interactions Gamow-Teller et Fermi, pour laquelle le rapport des carrés des éléments de matrice relatifs à chacune d'elles a pu être calculé. Nous avons choisi ^{35}S émetteur β pur, transition

$$\Delta J = 0, \text{ non } \frac{(MGT)^2}{(MF)^2} \sim 3/5 \quad [6]$$

Les résultats sont groupés dans le tableau II

La source de ^{35}S avait une épaisseur moyenne de $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$.

La polarisation a le même signe que dans le cas de ^{90}Sr et elle est du même ordre de grandeur. La valeur mesurée est inférieure à v/c mais il faudrait pouvoir tenir compte de la rétro-diffusion des électrons dans la source.

D'autres résultats obtenus par des méthodes diverses : polarisation circulaire des photons d'annihilation en vol [20], [21], diffusion Möller [22] sont venus confirmer que pour les transitions ($F + G, T$) aussi bien que pour les transitions de type Fermi pur, la polarisation des électrons est de l'ordre de v/c , négative pour une émission β^- , positive pour une émission β^+ . Dans tous les cas cependant les erreurs statistiques sont de l'ordre de 20 % et il faut souvent tenir compte de corrections difficiles à évaluer avec exactitude.

Nous tenons à remercier l'équipe de l'atelier du laboratoire et tout particulièrement M. Baixas pour la rapidité et le soin avec lesquels ils ont réalisé cet appareillage.

Les diffuseurs d'or nous ont été très aimablement préparés par le service de M. Prugne au C. E. A.

Enfin les discussions que nous avons eues avec MM. Nataf et Sergent nous ont beaucoup aidées pour l'analyse de nos résultats.

TABLEAU II

ÉNERGIE EN KEV	v/c	ÉPAISSEUR DU DIFFUSEUR D'OR EN MG/CM^2	$\sigma_0/\sigma_{180^\circ}$	P
128	0.6	0.26	1.37 ± 0.145	$-0,4 \pm 0,14$
128	0.6	0.35	1.33 ± 0.145	$-0,37 \pm 0,14$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LEE (T. D.) et YANG (C. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 254.
[2] WU (C. S.), AMBLER, HAYWARD, HOPPES, HUDSON, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1413.
[3] GARWIN, LEDERMAN, WEINRICH, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1415.
[4] LEE (T. D.) et YANG (C. N.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1671.
[5] JACKSON (J. D.), TREIMAN (S. B.) et WYLD (H. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 517.
[6] NATAF (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1187 et **244**, 3144.
[7] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), LEWIS (H. R.), PEACOCK (R. N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 386.
[8] DE WAARD (H.) et POPPEMA (O. J.), *Physica*, 1957, **XXIII**, 597.
[9] CAVANAGH (P. E.), TURNER (J. F.), COLEMAN (C. F.), GARD (G. A.) et RIDLEY (B. W.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 1105.
[10] LANGEVIN-JOLIOU (H.) et MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 3142.
[11] LANGEVIN-JOLIOU (H.) et MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 670.
[12] SHERMAN (N.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1601.
[13] GOLDBABER (M.), GRODZINS (L.), SUNYAR (A. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 826.
[14] PAGE (L. A.) et HEINBERG (M.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 1220.
[15] FRAUENFELDER (H.), HANSON (A. D.), LEVINE (N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 643.
[16] SHALIT (A. de), KUPERMAN (S.), LIPKIN (H. J.) et ROTNEM (T.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1459.
[17] ALIKHANOV (A. I.), YELISEYEV (R. P.) et LIUBIMOV (V. A.) et ERSHLER (B. Y.), *Z. Exp. Theor. Fys. SSSR*, 1957, **32**, 1027.
[18] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 910.
[19] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), LEWIS (H. R.), PEACOCK (R. N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 909.
[20] BÖHM (F.), NOVEY (T. B.), BARNES (C. A.) et STECH (B.), à paraître.
[21] DEUTSCH (M.), GITTELMAN (G.), BAUER (R. W.), GRODZINS (L.), SUNYAR (A. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1733.
[22] BENCZER KOLLER (N.), SCHWARZSCHILD (A.), VISE (J. B.) et WU (C. S.), à paraître (*Phys. Rev.*).
-
-