RAYONNEMENT DE FREINAGE INTERNE ACCOMPAGNANT LA DÉSINTÉGRATION β DU ^{32}P ET ^{90}Y.

Par A. MICHALOWICZ,
Institut du Radium. Laboratoire Curie.

Sommaire. — Nous avons étudié à l'aide du spectromètre γ à scintillations le rayonnement X de freinage interne accompagnant la désintégration β du ^{32}P et ^{90}Y. Les spectres obtenus (de ∼ 10 à 400 keV) sont en bon accord, au point de vue forme et quantitativement avec les spectres calculés d'après la théorie de Knipp et Uhlenbeck mais ne permettent pas de distinguer entre une transition permise et interdite. Nous avons également effectué quelques mesures sur la production de rayons X caractéristiques de la matière traversée par les rayons β du ^{32}P et ^{90}Y.

1. **Introduction.** — Toute désintégration par émission β ou par capture d'électron est accompagnée par un spectre X continu, dit « spectre de freinage interne ». Ce phénomène a été étudié expérimentalement par divers auteurs pour des transitions β pur tel que les ^{32}P [1], [2], [7], [8], [9], l'UX$_2$ [5], [6], le Ra*E* [3], [4], [7], [8], et le ^{91}Y [8]. Diverses techniques ont été utilisées : méthode d'absorption avec comme détecteur une chambre d'ionisation ou un compteur Geiger-Müller [1] à [6]; technique utilisant le compteur à scintillations qui permet d'obtenir directement le spectre [7], [8]; le compteur proportionnel utilisé par Renard pour l'étude de la partie de basse énergie du spectre [9].

La théorie du freinage interne a été faite simultanément par Knipp et Uhlenbeck [10] et Bloch [11] pour les transitions β permises. Wang-Chang et Falkoff [12] ont effectué les calculs pour les transitions interdites, et montré que le spectre ne diffère que très peu du spectre calculé pour les transitions permises.

Nous avons utilisé la technique du spectromètre à scintillations pour étudier le rayonnement de freinage interne de ^{90}Y (non encore étudié jusqu'à présent) et le ^{32}P en vue d'une comparaison avec la théorie.

2. **Dispositif expérimental** (*fig.* 1). — Nous avons utilisé un photomultiplicateur d'électrons type E. M. I. 5.311 et comme détecteur un cristal d'iodure de sodium activé au thallium de 2 cm d'épaisseur et 2 cm de diamètre. Le photomultiplicateur est complètement enfermé dans un blindage de plomb de 5 cm d'épaisseur. Le mouvement propre est ainsi négligeable (< 1 pour 100 du taux de comptage). La face supérieure est recouverte d'une plaque de plexiglass de 1 cm d'épaisseur. Une canalisation de 2 cm de diamètre, située à 10 cm du cristal est percée dans le plomb et le plexiglass et recouverte d'un écran de berylium très pur de 1,15 g/cm², écran suffisant pour arrêter les rayons β du ^{32}P et ^{90}Y. Le rayonnement de freinage externe créé dans le plexiglass est relativement faible et complètement absorbé dans le plomb. L'intensité du rayonnement excité dans le berylium, est, avec ce dispositif inférieure à 1 pour 100 de l'intensité

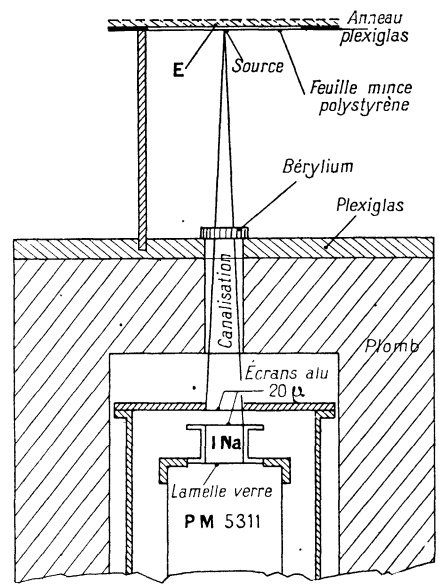

Fig. 1. — Dispositif expérimental.
E, position des cibles (§ 5 et 7).

du freinage interne étudié (*voir* § 5). La source se trouve à 20 cm du cristal, déposée sur une feuille mince de polystryrène (1 mg/cm²).

Le dispositif électronique comporte un préamplificateur, un amplificateur 2 MC (C. E. A.), un sélecteur à un canal (C. E. A.) avec échelle comptant les impulsions comprises entre V et $V + \Delta V$ (ΔV, largeur d'un canal), et, en outre, une échelle de 1000 comptent les impulsions au-dessus de V, ce qui permet de vérifier continuellement s'il n'y a pas de perte de comptage dans le sélecteur : nous avons observé un accord à 1 pour 100 près,

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:01954001503015600

3. **Étalonnage de l'installation.** — Dans un travail précédent [13], en utilisant des sources étalonnées, nous avons étudié la variation du rendement d'un cristal d'INa en fonction de l'énergie du rayonnement γ; nous avons pu vérifier la bonne concordance entre les valeurs expérimentales du rendement total (effet photoélectrique, effet Compton) et les valeurs calculées en tenant compte de l'absorption du rayonnement dans le cristal et de l'angle solide. Tenant compte de ce résultat, nous avons calculé le rendement du cristal utilisé actuellement. La correction à effectuer pour tenir compte de l'effet Compton est négligeable, le nombre de photons du spectre en fonction de l'énergie décroissant très rapidement.

Pour calculer le rendement de l'installation, nous avons tenu compte de l'angle solide d'utilisation $\left(\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{1600}\right)$, de l'absorption en fonction de l'énergie dans les écrans d'aluminium couvrant le cristal et fermant le photomultiplicateur (11 mg/cm²) et de Be (1,15 gr/cm²) (*fig.* 2).

Nous avons également étalonné l'installation en hauteurs d'impulsions en fonction de l'énergie et trouvé une bonne proportionnalité, en utilisant les raies du ^{137}Cs (670 et 32 keV), du ^{203}Hg (280 et 72 keV),

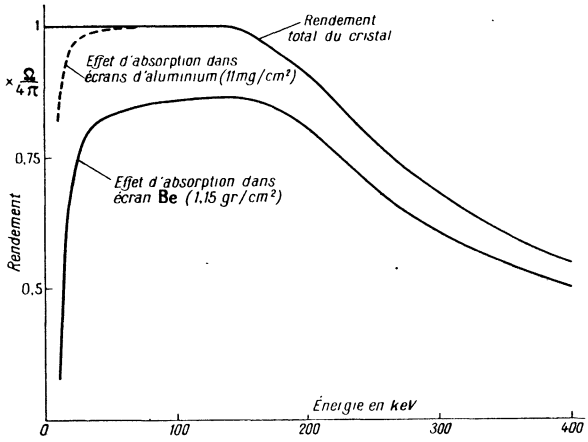

Fig. 2. — Rendement du spectromètre $\left(\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{1600}\right)$.

les raies K excitées par les électrons dans le Sn (25 keV) et le Ta (57 keV) (*fig.* 3). La figure 4 donnant $\log\left(\frac{\Delta E}{E}\right)$ en fonction de $\log E$ (ΔE étant la largeur des raies à hauteur moitié, E l'énergie de raies) permet de voir la résolutin du spectromètre. On trouve $\left(\frac{\Delta E}{E}\right) \simeq 3E^{-\frac{1}{2}}$.

Pour la correction de la courbe expérimentale, nous avons également tenu compte, de l'effet dû à l'échappement de photons K de l'iode créés à la surface du cristal. Tout photon d'énergie E absorbé près de la surface du cristal par effet photoélectrique sera compté comme un photon d'énergie E — 29 keV (l'énergie du photon K émis par l'iode est $\sim$ 29 keV), si le photon K de l'iode n'est pas réabsorbé dans le cristal. La probabilité d'un tel phénomène est d'autant plus grande que l'énergie du photon incident se rapproche de l'énergie d'ionisation limite du niveau K de l'iode (34 keV). Nous avons mesuré expérimentalement la proportion d'échappement pour les raies de 74 et 57 keV (*voir* § 7) et pour la

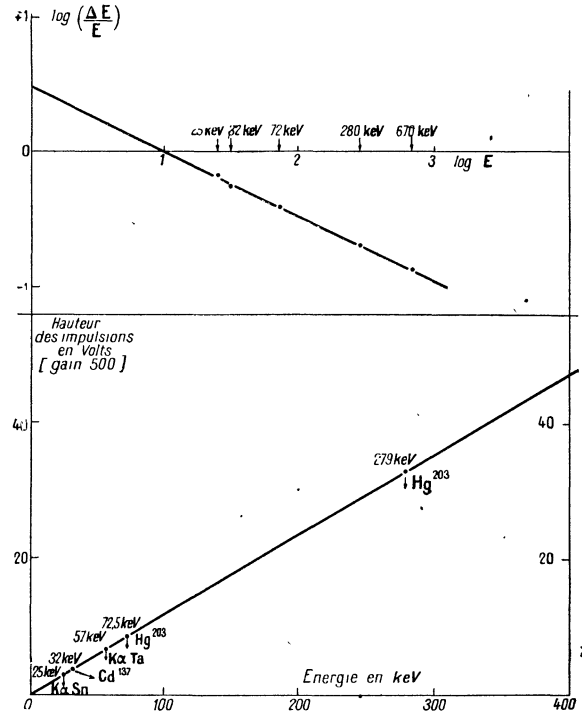

Fig. 3. — Étalonnage en hauteurs d'impulsions en fonction de l'énergie du rayonnement X et γ.

Fig. 4. — Résolution du spectromètre.

raie K émise par les ^{153}Gd ($\sim$ 42 keV) et trouvé respectivement 8,5; 16 et 20 pour 100. Le taux de correction à appliquer à une énergie E est calculé approximativement en tenant compte du taux d'échappement pour cette énergie et du nombre de photons d'énergie $E + 29$ keV comptés comme des photons d'énergie E.

4. **Préparation et étalonnage des sources.** — ^{32}P (β d'énergie maximum 1,7 MeV, période 14,3 jours, formé du spectre permis S_0) : Nous avons utilisé une source de 1,35 mC, sans matière, fournie par Harwell (Angleterre). Nous n'avons décelé aucune impureté. La source a été déposée par évaporation sur la feuille mince de polystyrène (1 mg/cm²). Nous avons fait également plusieurs autres sources d'intensités plus faibles, jusqu'à 10 μC. Ces sources comparées au compteur à scintillations ont été ensuite étalonnées à l'aide d'une installation de compteur Geiger-Müller, en utilisant comme étalon β une source de Ra($D + E + F$) de 11 μC.

^{90}Y (énergie maximum 2,2 MeV, période 2,7 jours, formé du spectre interdit S_1 [14]) : Source en provenance d'Oak-Ridge en équilibre avec ^{90}Sr. Nous avons utilisé une source sans matière de 850 μC, séparée au laboratoire par chromatographie sur papier par M. Lederer. Nous avons utilisé la même méthode d'étalonnage que précédemment mais en laissant décroître la source initiale de ^{90}Y. Toutefois l'étalonnage des deux sources n'a pu être fait qu'à 10 pour 100, ce qui constitue la principale cause d'erreurs dans ces résultats.

Nous avons fait des essais préliminaires en utilisant une source avec matière, à activité spécifique 100 μC/mg, provenant d'Harwell (Y, n, γ). Malgré plusieurs séparations par chromatographie sur papier, nous avons toujours observé deux raies de faible intensité de $\sim$ 40 keV et $\sim$ 95 keV. Ces raies n'ont pas été retrouvées dans la source provenant d'Oak-Ridge extraite du ^{90}Sr.

5. **Intensité du rayonnement excité dans la matière.** — Dans la mesure du rayonnement de freinage interne, il est indispensable d'éviter de

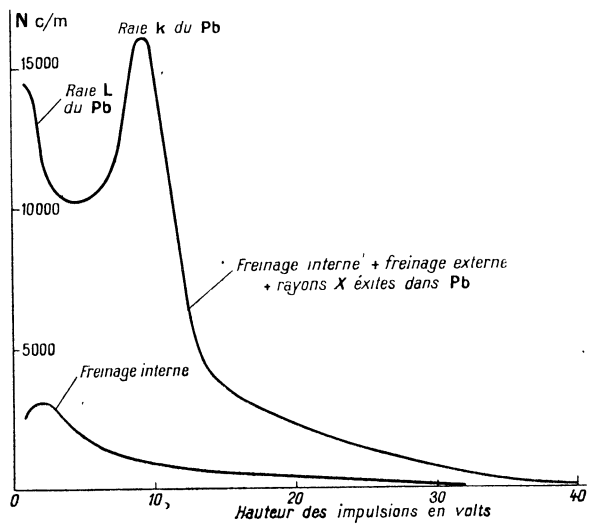

Fig. 5. — Spectre du rayonnement X obtenu en plaçant un écrou de Pb sur la source de ^{32}P.

détecter le rayonnement X excité dans la matière par le passage des électrons : spectre continu de freinage externe et raies caractéristiques de la matière traversée par les électrons. Nous avons donc étudié l'influence de ces rayonnements dans nos mesures. Pour conserver le même rendement, nous avons utilisé le même dispositif (*fig.* 1) et placé sur la source des écrans E successifs de Pb, Ta, Sn, Cu, Al, Be, écrans suffisants pour absorber complètement les rayons β. La figure 5 représente le spectre du rayonnement X détecté en utilisant l'écran de Pb, en comparaison du spectre de freinage interne non corrigé. Voici les valeurs du rapport de l'intensité détectée due à l'excitation externe sur l'intensité du freinage interne, pour les différents écrans :

Pb	5,5	Al	1,1
Sn	4	Be	0,35
Cu	1,9		

Nous voyons que pour le Be, l'intensité du rayonnement externe n'est que de 35 pour 100 de l'intensité du rayonnement interne. Nous avons vérifié qu'une source complètement entourée de Be ne rayonnait qu'une intensité inférieure à l'intensité du rayonnement de freinage interne. Avec le dispositif utilisé, et sans écran sur la source, l'intensité du freinage externe créé dans l'écran de Be de 1,15 g/cm^2 est de l'ordre de grandeur de l'intensité de freinage interne. En admettant une distribution isotropique de ce rayonnement, l'intensité du rayonnement externe détecté est inférieure à 1 pour 100 du rayonnement interne, l'écran de Be étant vu du détecteur sous un angle solide de $\frac{\Omega_1}{4\pi} = \frac{1}{400}$.

6. **Résultats. Comparaison avec la théorie.** — Les erreurs expérimentales sont grandes par rapport à la différence que l'on peut espérer entre les spectres de freinage interne calculés respectivement pour une transition permise et interdite; nous avons donc comparé tous nos résultats avec les spectres calculés d'après la théorie de Knipp et Uhlenberck pour les transitions permises. D'après ces auteurs la probabilité Φ pour qu'un électron créé avec une énergie totale ε rayonne un photon d'énergie K, est donnée par

$$\Phi(\varepsilon, K) = \frac{\alpha p'}{\pi p K}\left[\frac{\varepsilon^2 + \varepsilon'^2}{\varepsilon p'} L(\varepsilon' + p') - 2\right],$$

α, constante de structure fine;
$\varepsilon' = \varepsilon - K$, énergie de l'électron après émission du photon;
p et p', moment de l'électron avant et après l'émission.

Nous avons calculé numériquement les courbes donnant $K\Phi(\varepsilon, K)$ en fonction de ε pour un grand nombre de valeurs de K. Le spectre de freinage interne théorique est obtenu en effectuant graphiquement pour chaque valeur de K, l'intégrale

$$S(K)\int_{1+K}^{\varepsilon_0} P(\varepsilon)\Phi\, d\varepsilon,$$

$P(\varepsilon)$ étant la répartition du spectre β;
ε^0, l'énergie maximum de ce spectre.

Toutes les unités sont normalisées en unités mC^2.

Il est commode de donner également la courbe $KS(K)$ (en unité mC^2 par intervalle d'énergie mC^2) en fonction de K, courbe dont l'intégrale représente la fraction d'énergie β transformée en énergie X pour chaque désintégration.

Les figures 6 et 7 représentent respectivement

pour ^{32}P et ^{90}Y, les courbes théoriques $S(K)$ et $KS(K)$ ainsi que des points déduits des courbes expérimentales, de 10 à 400 keV.

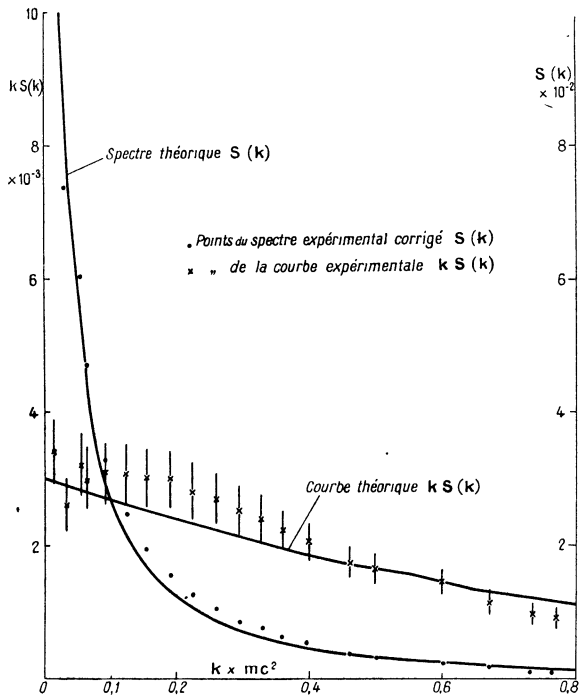

Fig. 6. — ^{32}P. Spectres théorique et expérimental du rayonnement X de freinage interne.

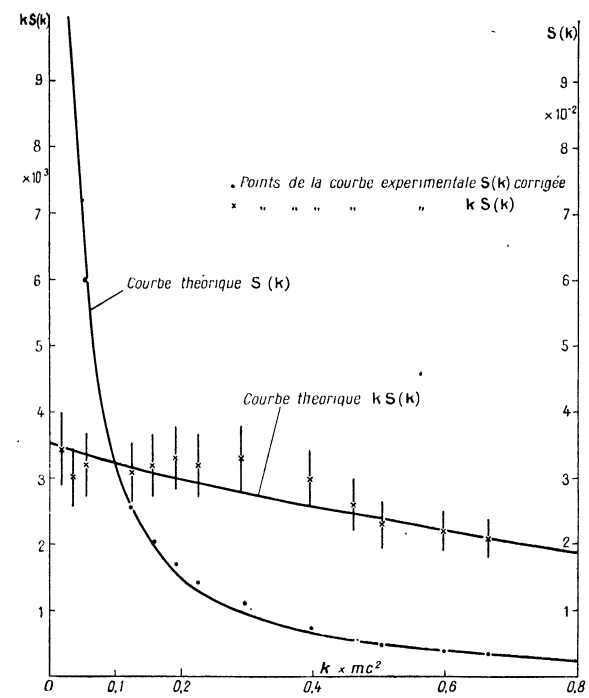

Fig. 7. — ^{90}Y. Spectres théorique et expérimental du rayonnement X de freinage interne.

Les courbes expérimentales ont été transformées tenant compte de l'étalonnage de l'installation, puis normalisées en unités mC^2, connaissant l'intervalle d'énergie d'un canal du sélecteur. L'intensité des sources a été ramenée à une date fixe.

Nous voyons sur les figures 6 et 7 que l'accord entre l'expérience et la théorie est bon, à la fois en ce qui concerne la forme du spectre et le rapport entre les intensités des rayonnements X et β.

a étant l'énergie électromagnétique en unités mC^2, extrapolée de 0 à 400 keV, créée par désintégration β et b le nombre de rayons X de freinage interne créés, de 20 à 400 keV, par désintégration β, nous avons, les résultats suivants :

		^{32}P. (mC^2).	^{90}Y. (mC^2).
ε_0		4,37	5,34
a	théor.....	$1,55.10^{-3}$	$2,08.10^{-3}$
	exp.....	1,7 »	2,18 »
b	théor.....	6,75 »	9 »
	exp.....	7,5 »	9,1 »

Si la méthode utilisée permet de vérifier directement l'accord avec la théorie du freinage interne, par contre elle ne permet pas de distinguer entre une transition permise et une transition interdite.

Ces résultats sont analogues à ceux trouvés d'une part par Novey [7] pour le ^{32}P, le RaE et, d'autre part, par Bogliano, Madansty et Rasetti pour ^{32}P, RaE, ^{90}Y [8]. Comme ces derniers auteurs [8], nous constatons un excès d'impulsions par rapport aux prévisions de la théorie, pour les énergies comprises entre 0,1 et 0,5 mC^2. Nous pensons que cet excès est dû au freinage externe produit dans le Be et dont nous avons sous-estimé la proportion détectée, en admettant une répartition isotropique de ce rayonnement; en réalité le rayonnement de freinage externe est émis d'une façon fortement privilégiée, dans la direction de l'électron incident.

7. **Note sur la production de rayons X caractéristiques de la matière traversée par les électrons du ^{32}P et ^{90}Y.** — Les expériences décrites au paragraphe 5 nous donnent le spectre du rayonnement X excité dans les différentes cibles par les électrons. Une analyse graphique des courbes obtenues tenant compte de la distribution gaussienne d'une raie monoénergétique et de la largeur de ces raies, nous permet de déterminer les intensités correspondant respectivement au freinage externe et au rayonnement X caractéristique. Les figures 8, 9 et 10 donnent les répartitions respectivement obtenues pour les écrans de Pb, Ta et Sn. Le spectre de freinage interne a été soustrait. Pour le Pb et le Ta, les raies K sont dédoublées et l'écart entre la raie principale et la raie dédoublée est 29 keV (*voir* § 3). Pour le Pb (*fig.* 8) la remontée du début est due à la raie L excitée dans le Pb; nous l'avons

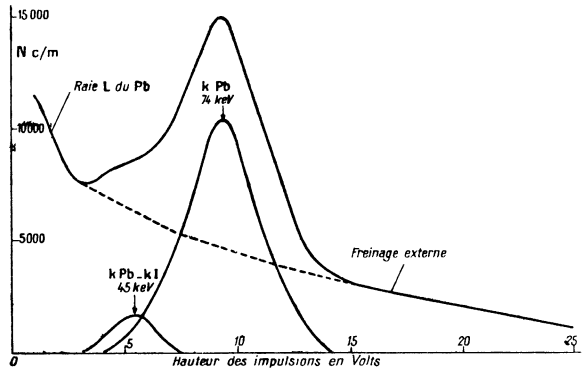

Fig. 8. — Rayonnement X excité dans la cible de Pb par les rayons β du ^{32}P.

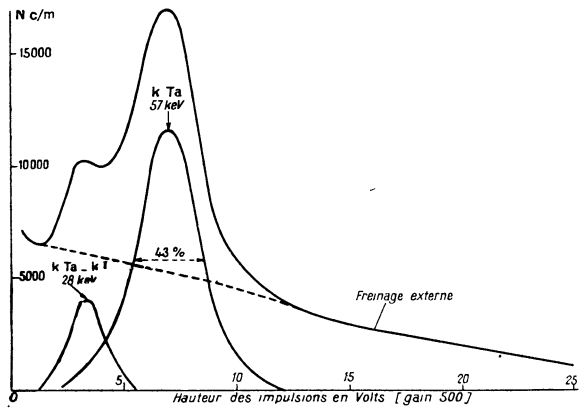

Fig. 9. — Rayonnement X excité dans une cible de Ta par les rayons β du ^{32}P.

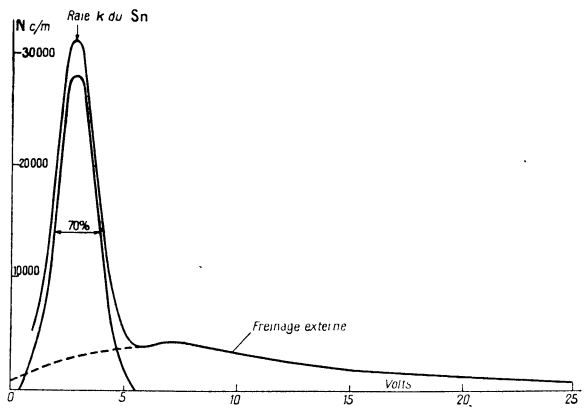

Fig. 10. — Rayonnement X excité dans la cible de Sn par les rayons β du ^{32}P.

vérifié en utilisant par la suite un photomultiplicateur dont le bruit de fond se trouvait à environ 4 keV (EMI 6.262, 14 étages). Tenant compte du rendement du compteur à scintillations, de l'absorption des rayons X dans la cible, nous avons calculé le rendement énergétique ρ de production de la raie K caractéristique du Pb, Ta, Sn

$$\rho = \frac{N_X E_X}{N_\beta E_\beta},$$

N_X étant le nombre de rayons X caractéristiques produits dans la cible, E_X l'énergie du rayonnement X, N_β le nombre de rayons β atteignant la cible, E_β l'énergie moyenne du spectre β considéré. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de ρ ainsi trouvées.

	E_β (MeV).	Cibles. Sn.	Ta.	Pb.
^{32}P.....	0,7	$4,2.10^{-3}$	$3,6.10^{-3}$	$3,6.10^{-3}$
^{90}Y.....	0,9	4,7	3,8	4,0

Nous estimons à 20 pour 100 l'erreur possible sur ces valeurs.

Avec un dispositif analogue, utilisant un spectromètre à scintillations, il serait possible de déterminer avec précision les sections efficaces de production de rayons X caractéristiques pour les éléments de $Z > 40$ bombardés par des électrons monoénergétiques ou par des rayons β.

Je tiens à remercier M. Lederer qui m'a préparé des sources pures, ainsi que M. N. Perrin et particulièrement M. R. Bouchez pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans mon travail.

Note ajoutée à l'épreuve. — Nous venons de prendre connaissance d'un travail sur le même sujet effectué effectué par la méthode d'absorption [15]. Les courbes d'absorption du rayonnement dans le Pb, calculées à partir des spectres que nous avons trouvés expérimentalement, sont en assez bon accord avec celles données par cet auteur. Toutefois pour ^{90}Y, utilisant un spectre théorique différent de celui que nous avons calculé, il signale un désaccord avec la théorie.

Manuscrit reçu le 27 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Wu C. S. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 481.
[2] Sizvo, Eykman et Groen. — *Physica*, 1939, **19**, p. 1057.
[3] Stahem et Guilsen. — *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 12.
[4] Bramson. — *Z. Physik*, 1930, **66**, 721.
[5] Stahel et Coumou. — *Physica*, 1935, **2**, 707.
[6] Sizzo et Coumou. — *Physica*, 1936, **3**, 921.
[7] Novey. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 679.
[8] Bolgiano, Madansky et Risetti. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 672.
[9] Renard. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 381.
[10] Knipp et Uhlenbeck. — *Physica*, 1936, **6**, 425.
[11] Block. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 272.
[12] Wang-Chang et Falkoff. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
[13] Michalowicz. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 214.
[14] Langer et Price, *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 641.
[15] Makicz. — *Acta Physica Polonica*, 1953, **12**, 34.