



**HAL**  
open science

## Diffusion élastique par le plomb et l'étain des rayons $\gamma$ de 1,33 Mev et de 1,17 Mev du $^{60}\text{Co}$ , et de 1,12 Mev du $^{65}\text{Zn}$ .

E. Hara, J. Banaigs, P. Eberhard, L. Goldzahl, J. Mey

### ► To cite this version:

E. Hara, J. Banaigs, P. Eberhard, L. Goldzahl, J. Mey. Diffusion élastique par le plomb et l'étain des rayons  $\gamma$  de 1,33 Mev et de 1,17 Mev du  $^{60}\text{Co}$ , et de 1,12 Mev du  $^{65}\text{Zn}$ . Journal de Physique et le Radium, 1958, 19 (7), pp.668-673. 10.1051/jphysrad:01958001907066800 . jpa-00235911

**HAL Id: jpa-00235911**

**<https://hal.science/jpa-00235911>**

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.

**DIFFUSION ÉLASTIQUE PAR LE PLOMB ET L'ÉTAIN DES RAYONS  $\gamma$   
DE 1,33 MeV ET DE 1,17 MeV DU  $^{60}\text{Co}$ , ET DE 1,12 MeV DU  $^{65}\text{Zn}$ .**

Par MM. E. HARA, J. BANAIGS, P. EBERHARD, L. GOLDZAHL

Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France

et J. MEY,

Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

**Résumé.** — On a mesuré la diffusion élastique des rayons gamma de 1,12; 1,17 et 1,33 MeV, et comparé les résultats à de nouveaux calculs théoriques. On ne décèle aucune contribution de l'effet Delbrück, mais on met en évidence un effet de diffusion inélastique jusqu'ici négligé.

**Abstract.** — Total elastic scattering is measured for 1.12, 1.17 and 1.33 MeV  $\gamma$ -rays and compared with new theoretical calculations. No effect of Delbrück scattering is found, but an inelastic scattering appears, which we had neglected until now.

**1. Introduction.** — Dans un article précédent [1], ont été décrites des mesures de diffusion élastique des gamma de 1,33 MeV et de 1,17 MeV du  $^{60}\text{Co}$ .

Les sections efficaces, pour 1,33 MeV et pour des angles de diffusion compris entre  $35^\circ$  et  $90^\circ$ , furent

trouvées bien inférieures à celles calculées à partir du facteur de structure de Bethe, pour la somme des effets Rayleigh et Thomson, extrapolation hasardeuse d'une formule établie dans le cas des rayons X. De cette différence on pouvait conclure

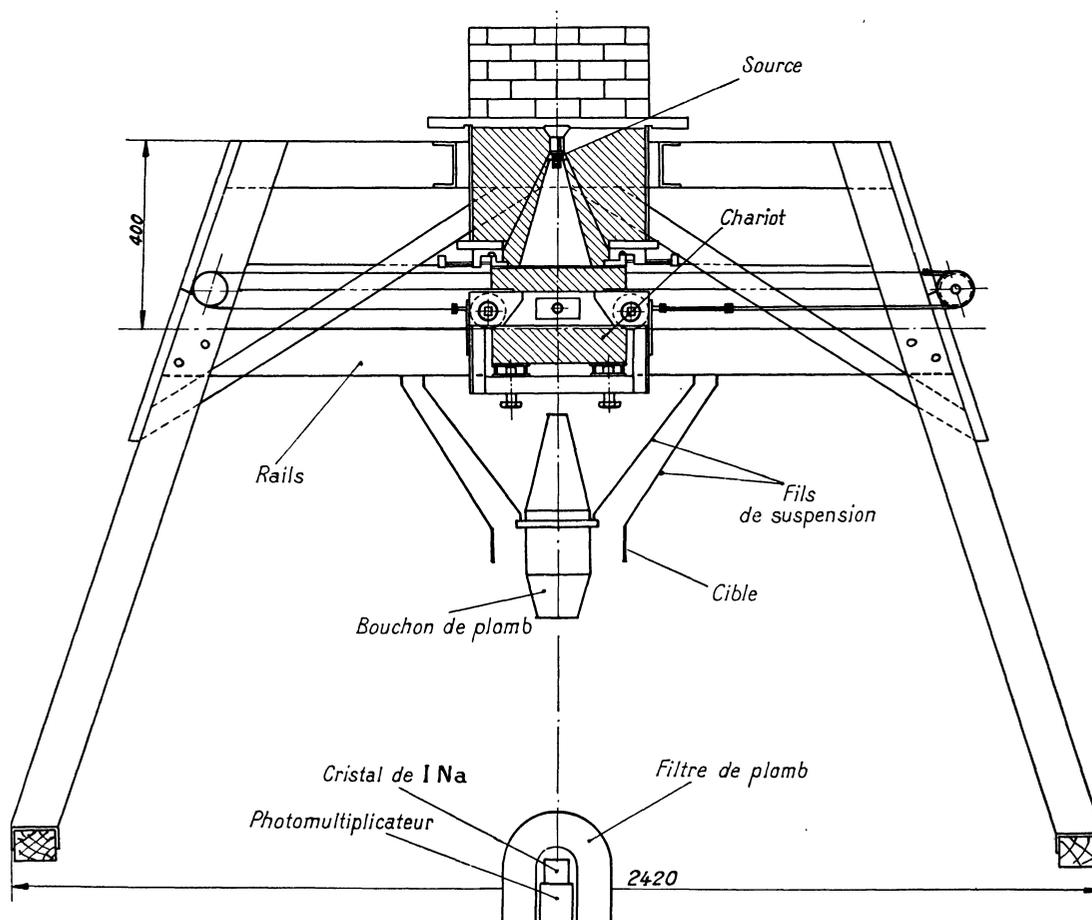


FIG. 1. — Dispositif mécanique.

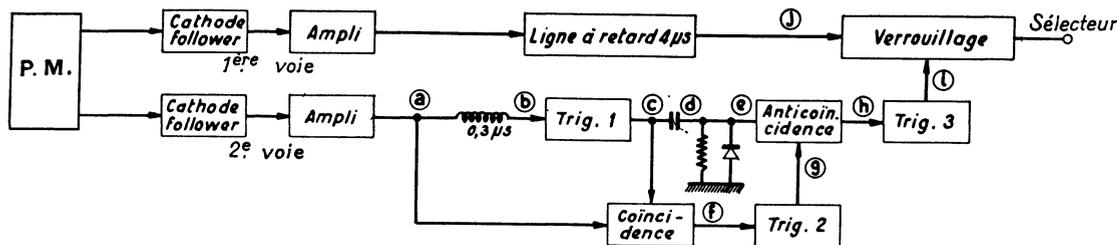


FIG. 2. — Schéma de principe de la sélection en temps.

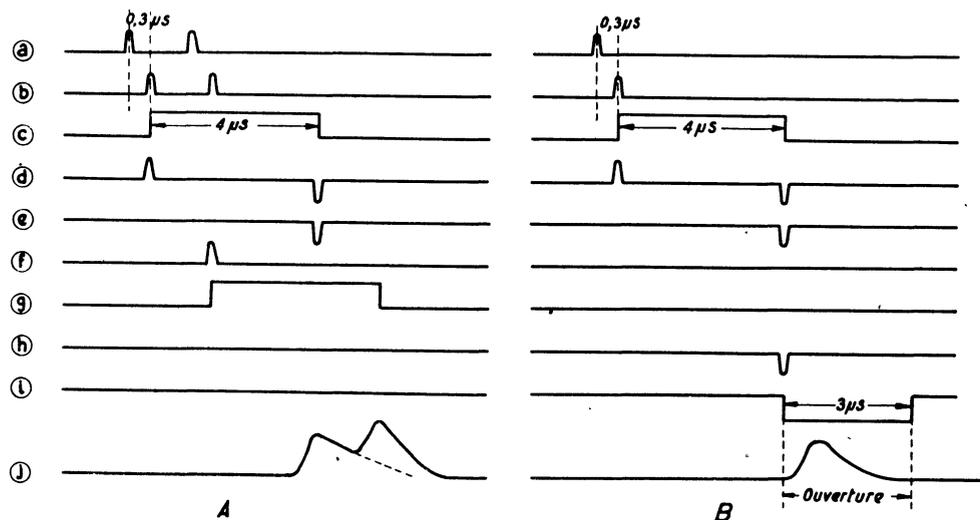


FIG. 3. — Schéma de fonctionnement.

en admettant la validité même très approximative de ce calcul à l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique qui avait été identifié à l'effet Delbruck.

A 1,17 MeV, les sections efficaces, obtenues par une méthode indirecte, furent trouvées légèrement inférieures seulement aux prévisions du calcul, ce qui appuyait fortement cette interprétation. Étant donnée pour celle-ci l'importance des mesures à 1,17 MeV, les auteurs de ce premier article décidèrent de les reprendre et d'effectuer des mesures avec les gamma de 1,12 MeV du  $^{65}\text{Zn}$ . En effectuant ces mesures, nous avons alors constaté que les résultats à 1,12 MeV, obtenus par la méthode directe, infirment la valeur des sections efficaces déduites des expériences à 1,17 MeV, ce qui montre que la méthode indirecte n'est pas valable dans ce cas.

D'ailleurs, de récents calculs de la somme des effets Rayleigh et Thomson par Brown et Mayers, fondés sur des bases tout à fait satisfaisantes montrent un écart considérable avec ceux que nous avons utilisés pour interpréter les résultats à 1,33 MeV, et renversent notre conclusion, comme on pourra le voir dans la discussion des résultats.

Nous avons également repris les mesures à 1,33 MeV, avec l'étain afin d'en améliorer la pré-

cision et d'effectuer une mesure à  $20^\circ$ , avec le plomb pour compléter les mesures en mesurant la section efficace à  $20^\circ$ .

**2. Dispositif.** — a) DISPOSITIF MÉCANIQUE. — Les expériences pour des angles supérieurs ou égaux à  $35^\circ$  ont été effectuées à l'aide du dispositif mécanique utilisé dans l'article cité [1]. Ce dispositif ne permettant pas les mesures pour des angles inférieurs à  $35^\circ$ , nous en avons réalisé un nouveau qui permet les mesures entre  $20^\circ$  et  $50^\circ$  (fig. 1).

Pour atteindre ce résultat, on a remplacé le bouchon de fermeture conique de la source par un chariot sur rails, supportant un écran de plomb, et qui s'escamote totalement lors de la mesure. De plus la manœuvre du dispositif est plus facile et plus rapide.

b) DISPOSITIF ÉLECTRONIQUE. — Pour toutes ces expériences nous avons utilisé un nouveau dispositif électronique permettant, grâce à une bonne résolution en temps, d'éviter les erreurs dues aux empilements des petites impulsions. Le schéma de fonctionnement de ce dispositif est indiqué sur les figures 2, 3a, 3b.

Le photomultiplicateur est muni de deux voies de sortie. La première, à constantes de temps assez

longues, 1  $\mu$ s environ, a une mauvaise résolution en temps mais une bonne résolution en énergie. Elle est dirigée vers les sélecteurs et les échelles de comptage. En l'absence d'impulsions cette voie est maintenue bloquée. Le déblocage de cette première voie est commandé par la seconde. Celle-ci, à constantes de temps plus courtes, n'a pas une bonne résolution en énergie, mais ayant une bonne résolution en temps, permet de mieux séparer les impulsions. Dans ces conditions, si une impulsion arrive seule à l'entrée du système (cas de la figure 3b), la voie lente est déblocquée pendant 4  $\mu$ s environ, et l'impulsion est comptée. Par contre, s'il arrive deux impulsions en un court intervalle de temps, plus court que 3  $\mu$ s environ, la voie principale reste bloquée et les deux impulsions ne sont pas comptées (cas de la figure 3a). Les taux de comptage étant dans notre cas très faibles (quelques coups par minute) la perte de comptage ainsi occasionnée est négligeable.

D'autre part, l'emploi d'un photomultiplicateur Du Mont 6292 et d'un cristal de INa de 4 cm de diamètre et de 5 cm de hauteur a permis d'obtenir une résolution de 5,7 % contre 7 % dans les expériences précédentes.

Enfin les mesures ont été effectuées avec un nouveau sélecteur à 5 canaux, contrôlé par un sélecteur à 1 canal.

**3. Mesures et résultats.** — Comme dans les expériences précédentes, nous avons tenu compte des empilements résiduels en soustrayant du spectre de la cible étudiée celui d'une cuve à eau équivalente. Grâce au nouveau dispositif électronique l'importance de ce dernier spectre est bien moins moindre qu'auparavant.

Comme il est essentiel dans ces expériences de ne mesurer que la diffusion élastique, nous n'avons utilisé que la partie du spectre approximativement proportionnelle au spectre directement obtenu avec une source auxiliaire, le défaut de proportionnalité fournissant la plus grande partie de l'erreur attribuée à la mesure ; en particulier la contribution de la diffusion inélastique y est incluse. Avec le  $^{60}\text{Co}$  on ne retrouve pas dans le spectre diffusé le pic de 1,33 MeV et la seule partie du spectre proportionnelle au spectre de la source auxiliaire est celle située sur le sommet du pic et au delà. Autour de 1,17 MeV, le pic que l'on retrouve n'est proportionnel au spectre direct en aucune partie, ce qui enlève beaucoup de sûreté à la méthode indirecte. Par contre, avec le  $^{65}\text{Zn}$ , nous retrouvons dans le spectre diffusé le pic de 1,12 MeV, pour des angles supérieurs à 50° ; pour les angles inférieurs, on trouve une partie proportionnelle, comme à 1,33 MeV, qui permet la mesure de la section efficace.

TABLEAU 1

SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ÉLASTIQUE  $\sigma$  MESURÉES DE 1,12 A 1,33 MeV

ANGLE DE DIFFUSION	20°	35°	50°	70°	90°	115°
$\sigma$ en mb/ster pour Pb à 1,33 MeV	43 $\pm$ 30 % (17°-23°)	3,81 $\pm$ 20 % (30°-40°)	0,580 $\pm$ 20 % (47°-53°)	0,139 $\pm$ 20 % (65°-75°)	0,145 $\pm$ 20 % (85°-95°)	0,104 $\pm$ 20 % (108°-122°)
$\sigma$ en mb/ster pour Sn à 1,33 MeV	4,5 $\pm$ 50 % (17°-23°)	0,11 $\pm$ 50 % (35°-41°)	0,049 $\pm$ 30 % (47°-53°)	0,011 $\pm$ 20 % (68°-74°)	0,0064 $\pm$ 20 % (86°-96°)	0,0095 $\pm$ 20 % (118°-122°)
$\sigma$ en mb/ster pour Pb à 1,12 MeV	81 $\pm$ 30 % (17°-23°)	8,2 $\pm$ 20 % (29°-44°)	1,2 $\pm$ 20 % (47°-53°)	0,36 $\pm$ 20 % (65°-75°)	0,30 $\pm$ 20 % (84°-96°)	0,25 $\pm$ 20 % (103°-128°)

Les résultats pour le plomb et l'étain à 1,33 MeV et le plomb à 1,12 MeV, sont indiqués dans le tableau I.

Pour le plomb à 1,33 MeV et les angles compris entre 35° à 115°, ce sont les résultats déjà indiqués par Goldzahl et Eberhard [1]. Les valeurs sont reportées sur les figures 6, 7, 8.

Les résultats à 1,17 MeV pour le plomb, sont indiqués dans le tableau ci-dessous où nous repor-

tons le rapport des sections efficaces à 1,17 et 1,33 MeV (tableau II).

TABLEAU 2

RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES  
A 1,17 ET 1,33 MeV POUR Pb

ANGLE DE DIFFUSION	50°	70°	115°
$\frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$	6 $\pm$ 2	6 $\pm$ 2	2,1 $\pm$ 0,3

**4. Calcul de l'effet Rayleigh et Thomson.** — Tous les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques récemment calculés à Birmingham par Brown et Mayers [2]. Ceux-ci ont effectué des calculs exacts de la diffusion Rayleigh par les électrons  $K$  du mercure, pour des énergies de 0,32-0,64-1,28 et 2,56  $\text{mc}^2$ . Ces calculs ont une base théorique solide, en particulier, à la différence des calculs jusque là existants [3], ils utilisent pour les électrons dans l'état intermédiaire les fonctions d'ondes relativistes dans le champ du noyau.

Brown et Mayers donnent pour 2,56  $\text{mc}^2$ , soit 1,305 MeV, les parties réelles et imaginaires des amplitudes de diffusion pour les deux cas, avec et sans changement de polarisation. En tenant compte

de la diffusion Thomson, la section efficace est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 [(F'_r + T)^2 + F_1'^2] \left[ \frac{1 + \cos \theta}{2} \right]^2 + r_0^2 [(F''_r + T)^2 + F_1''^2] \left[ \frac{1 - \cos \theta}{2} \right]^2.$$

$F'_r$  et  $F_1'$  sont les parties réelles et imaginaires des facteurs de diffusion sans changement de polarisation,  $F''_r$  et  $F_1''$  correspondant à la diffusion avec changement de polarisation, et  $T = Z^2 \frac{m}{M}$  étant le facteur de diffusion Thomson. Les valeurs indiquées par Brown et Mayers sont  $F' \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right)$  et  $F'' \left( \frac{1 - \cos \theta}{2} \right)$ .

L'étude des résultats théoriques conduit Brown et Mayers à constater deux propriétés importantes.

Tout d'abord alors qu'il est nécessaire de calculer exactement les amplitudes de diffusion sans changement de polarisation, c'est-à-dire les facteurs  $F'$ , on s'aperçoit que les amplitudes avec changement de polarisation sont données avec une bonne précision par le facteur de structure calculé par Bethe [3], que l'on peut mettre sous la forme paramétrique suivante :

$$F(X) = \frac{\sin 2\gamma\varphi}{\gamma \sin \varphi} \cos^{2\gamma+1} \varphi \quad X = E \sin \frac{\theta}{2} \\ \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$$

$$X = 0,51 \frac{Z}{137} \operatorname{tg} \varphi \quad E, \text{ énergie du } \gamma \text{ incident en MeV} \\ \theta, \text{ angle de diffusion}$$

et il suffit de remplacer  $(F'_r + iF_1')$  par  $F$ , réel, dans la formule précédente.

D'autre part, en comparant les résultats théoriques pour 0,65 et 1,305 MeV, Brown et Mayers ont constaté que dans ce domaine d'énergie tout au moins, les facteurs  $F'$  ne dépendent que de  $E \sin \theta/2$ , comme les facteurs  $F$  et  $T$  (qui est une constante). Donc en traçant les courbes  $F(X)$  et  $F'(X)$  à partir des résultats à 1,305 MeV, on pourra calculer les sections efficaces dans ce domaine d'énergie.

Nous avons tracé ces courbes pour le plomb, pour lequel nous avons déduit les amplitudes de diffusion à partir des résultats de Brown et Mayers dans le mercure en admettant comme eux une variation en  $Z^5$  des sections efficaces, pour un faible accroissement de  $Z$ . La précision obtenue ainsi est largement suffisante.

Nous avons tracé sur les figures 4 et 5 la courbe  $F(X)$  du facteur de structure pour le plomb, ainsi que les courbes

$$\begin{cases} G^2(X) = r_0^2 (F'_r + T)^2 + r_0^2 F_1'^2 \\ H^2(X) = r_0^2 (F''_r + T)^2 + r_0^2 F_1''^2 \end{cases}$$

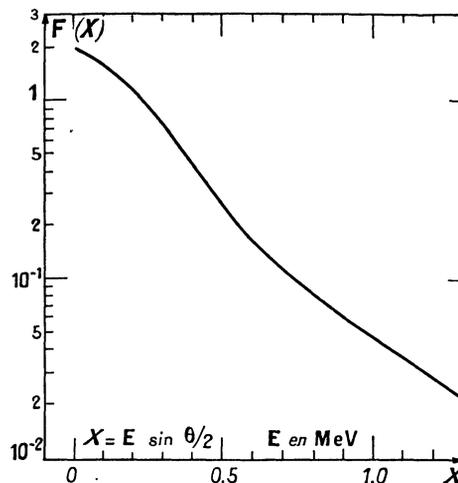


FIG. 4. — Facteur de structure pour Pb d'après Bethe.

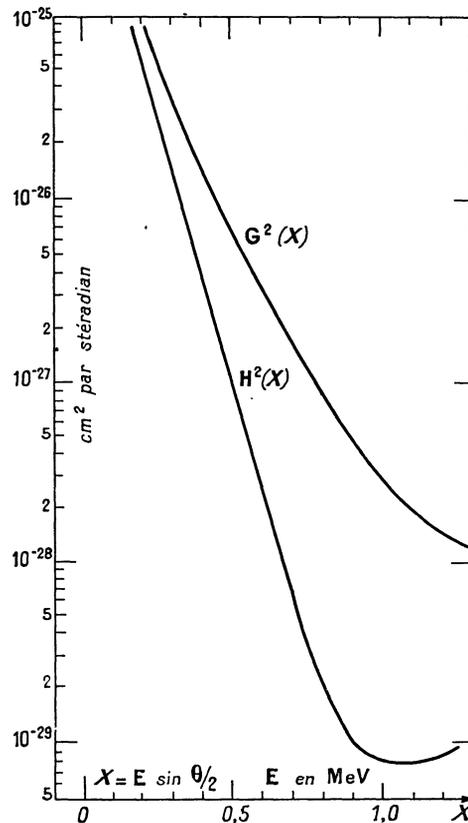


FIG. 5.

de telle sorte que la section efficace est finalement donnée par la formule

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = G^2(X) \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^2 + H^2(X) \left( \frac{1 - \cos \theta}{2} \right)^2$$

qui est sûrement valable pour le plomb et pour les

énergies comprises entre 0,65 et 1,305 MeV. Nous avons pu ainsi obtenir les courbes théoriques pour 1,33 et 1,12 MeV (fig. 6 et 8).

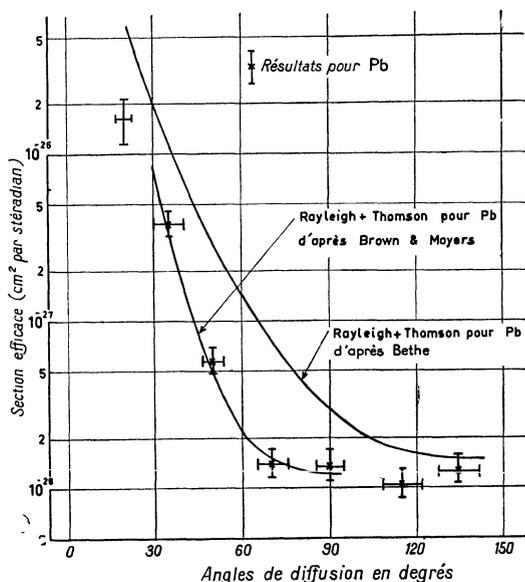


FIG. 6. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons  $\gamma$  de 1,33 MeV dans Pb.

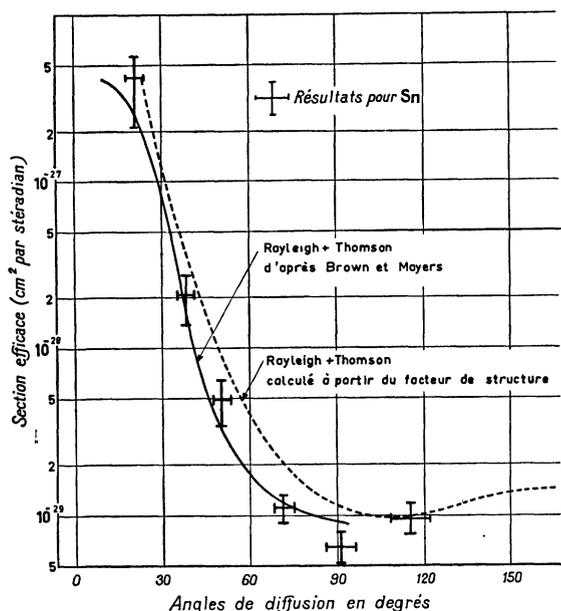


FIG. 7. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons  $\gamma$  de 1,33 MeV dans l'étain.

Mais d'après Brown [4], le domaine de validité de la formule précédente peut être étendu à des énergies supérieures. (Cela revient à admettre que, même pour des énergies supérieures, les facteurs dépendent uniquement de  $E \sin \theta/2$ .) On peut ainsi calculer les sections efficaces de diffusion à 2,62 MeV, qui ont été utilisées dans une autre

série d'expériences [5]. Mais la validité de la courbe obtenue est celle d'une extrapolation, alors que pour 1,12 MeV elle a la valeur d'une interpolation.

Enfin, Brown et Mayers ont effectué des calculs pour l'étain à  $2,56 mc^2$  en utilisant une formule semi-empirique établie à partir du facteur de structure corrigé, et vérifiée tant que  $Z \alpha < 0,6$ . Nous avons porté ces résultats sur la figure 7.

Tous ces calculs ne tiennent compte que de la diffusion due aux électrons  $K$ . La contribution des électrons  $L$  a été calculée approximativement par Brown et Mayers pour 0,650 MeV, en utilisant le facteur de structure et la formule semi-empirique pour les amplitudes avec et sans changement de polarisation, respectivement. A 1,305 MeV ils n'ont effectué la correction que sur l'amplitude avec changement de polarisation, et tiennent pour négligeable la correction dans l'autre cas. D'après ces calculs, la contribution à la section efficace des électrons  $L$  ne dépasserait pas 20 %, aussi étant donné le caractère peu sûr de cette correction à 1,305 MeV, nous avons tracé les courbes sans en tenir compte.

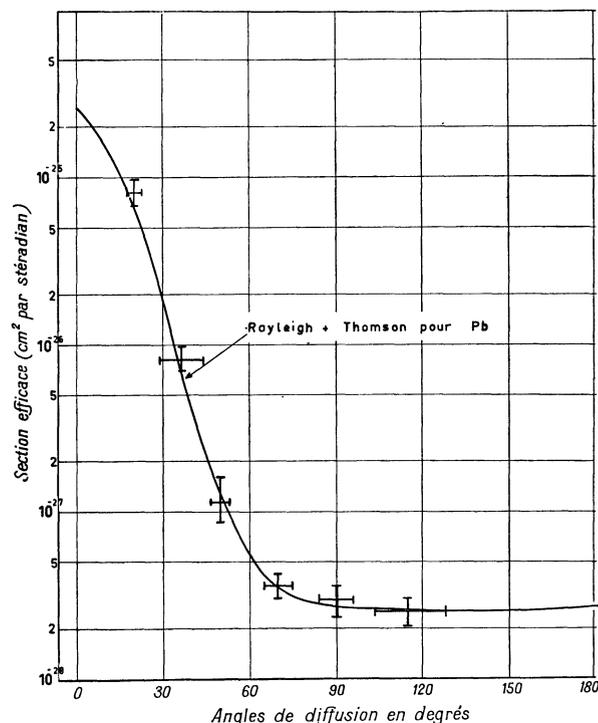


FIG. 8. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons  $\gamma$  de 1,12 MeV dans Pb.

**5. Discussion et conclusion.** — Nous voyons sur les figures 6, 7, 8 qu'à la différence des autres expérimentateurs, dont les points sont en général situés bien au-dessus de la courbe théorique<sup>(1)</sup>, nos mesures à 1,12 et 1,33 MeV coïncident avec les

(<sup>1</sup>) G. E. BROWN [2], *loc. cit.*

prévisions de Brown et Mayers dans la limite des erreurs expérimentales, soit environ 20 %.

A 1,17 MeV, on retrouve sensiblement les résultats déjà obtenus [1] ce qui rend improbable une erreur de manipulation. Toutefois il y a un complet désaccord avec les prévisions de Brown et Mayers, ce qui montre que la méthode indirecte décrite dans [1] n'est pas valable. On ne peut expliquer ceci, ni par les empilements résiduels dus à la diffusion Compton, dont nous avons tenu compte expérimentalement, ni par le rayonnement de freinage des électrons projetés à l'intérieur de la cible car cette méthode indirecte tenait compte de cet effet. On peut interpréter ce désaccord par l'existence d'une diffusion inélastique de la raie de 1,33 MeV, effet négligé dans notre mesure

à 1,17 MeV. Cependant son intervention possible dans nos expériences fut envisagée par Peierls, et d'après une étude théorique récente de Randles [6], elle ne serait pas négligeable.

Étant donné la sûreté des calculs de Brown et Mayers, si l'effet Delbrück contribue à la diffusion pour des énergies inférieures ou égales à 1,33 MeV ce ne peut être que pour une faible part. Pour le mettre en évidence il faudrait améliorer à la fois la précision des expériences et celle du calcul, notamment en ce qui concerne les électrons L.

Nous remercions M. E. Alexandre pour l'aide efficace qu'il a apportée dans la réalisation du dispositif et dans les manipulations.

Manuscrit reçu le 1<sup>er</sup> février 1958.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] GOLDZAHL (L.) et EBERHARD (P.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 33.  
 Voir aussi : GOLDZAHL (L.) et EBERHARD (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 965. EBERHARD (P.) et EBERHARD (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2304. GOLDZAHL (L.), EBERHARD (P.), HARA (E.) et MEY (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 484. EBERHARD (P.), GOLDZAHL (L.), HARA (E.) et MEY (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 573. EBERHARD (P.), GOLDZAHL (L.), HARA (E.) et ALEXANDRE (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1862. HARA (E.), BANAIGS (J.) et MEY (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **244**, 2155. HARA (E.), BANAIGS (J.) et ALEXANDRE (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 963.
- [2] BROWN (G. E.) et MAYERS (D. F.), *Proc. Roy. Soc.*, 1957, **242** A, 89.
- [3] BETHE, Communication privée à WILSON. (Note dans *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720. LEVINGER, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 656.)
- [4] BROWN (G. E.), Communication privée.
- [5] EBERHARD (P.), GOLDZAHL (L.) et HARA (E.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 658.
- [6] RANGLES, *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **70** A, 337.