



**HAL**  
open science

# Émission et absorption de rayonnement gamma sans recul du noyau émetteur emprisonné dans un réseau cristallin (effet Mössbauer)

E. Cotton

## ► To cite this version:

E. Cotton. Émission et absorption de rayonnement gamma sans recul du noyau émetteur emprisonné dans un réseau cristallin (effet Mössbauer). *Journal de Physique et le Radium*, 1960, 21 (5), pp.265-287. <10.1051/jphys-rad:01960002105026500>. <jpa-00236235>

**HAL Id: jpa-00236235**

**<https://hal.science/jpa-00236235v1>**

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.



HAL Authorization

# LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

## LE RADIUM

COMMUNICATIONS PRÉSENTÉES

à Grenoble, les 29 février, 1<sup>er</sup> et 2 mars 1960 au

### COLLOQUE SUR LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AUX BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES

organisé par la

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

avec l'appui de

L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Recueil édité avec le concours de M<sup>me</sup> P. GUGENBERGER

Département de Physique Nucléaire et de Physique du solide, C. E. N. Saclay

#### ÉMISSION ET ABSORPTION DE RAYONNEMENT GAMMA SANS REcul DU NOYAU ÉMETTEUR EMPRISONNÉ DANS UN RÉSEAU CRISTALLIN (EFFET MÖSSBAUER)

Par E. COTTON,

Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N. Saclay.

**Résumé.** — La théorie de Debye permet de prévoir cet effet et son importance pour une température, un noyau et un réseau cristallin déterminés. Calculs d'absorption, d'auto-absorption, de diffusion. Expériences réalisées. Applications : effet Zeeman, effet quadrupolaire électrique, cohérence dans la diffusion, effets dus à la relativité générale, etc. Intérêt pour la Physique Générale, la Physique du Solide, la Physique Nucléaire.

**Abstract.** — Theoretical explanation using Debye's theory of crystals. Calculations of absorption and self-absorption. With static and moving sources and absorbers. Scattering. Results of experiments. Applications : Zeeman effect, gravitational red shift. Interest for General Physics, Solid State Physics and Nuclear Physics.

**I. Finesse naturelle des raies  $\gamma$ . Recul du noyau, agitation thermique et difficultés de l'absorption résonnante.** — Rappelons que les largeurs naturelles des raies  $\gamma$  émises par les niveaux liés des noyaux sont extrêmement fines. De la relation d'incertitude

$$\Delta\tau \cdot \Delta E = \hbar \text{ soit } 6,58 \cdot 10^{-16} \text{ eV}$$

on tire

$$\tau \cdot \Gamma = \hbar \quad (1)$$

$\tau$  étant la vie moyenne ( $= T/0,693$ ) et  $\Gamma$  la largeur.

Les durées de vie s'échelonnant entre quelques dizaines d'années et  $10^{-15}$  s,  $\Gamma$  peut varier, théoriquement du moins, de  $2 \cdot 10^{-25}$  eV à 0,6 eV ; pour une transition de 100 keV =  $10^5$  eV cela correspond à des largeurs relatives  $\Gamma/E$  variant entre  $2 \cdot 10^{-32}$  et  $6 \cdot 10^{-6}$ . Les raies optiques, rappelons-le, doivent théoriquement avoir des largeurs de l'ordre de  $10^{-8}$  eV pour des énergies de quelques

eV mais cette largeur naturelle n'est pas atteinte à cause de l'élargissement Doppler lié à l'agitation thermique. La largeur relative des raies X est également beaucoup plus grande.

Lorsqu'un noyau, que nous supposons pour commencer situé dans un gaz, émet un photon  $\gamma$  correspondant à une transition d'énergie  $E_0$ , le noyau recule dans la direction opposée pour assurer la conservation de la quantité de mouvement et l'énergie de recul est

$$R = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (2)$$

$M$  étant la masse du noyau,  $c$  la vitesse de la lumière. Numériquement cette relation s'écrit

$$R = 0,537 \frac{(E_{\text{0keV}})^2}{A} \times 10^{-3} \text{eV} \quad (2')$$

$A$  étant le nombre de masse.

Le rayonnement  $\gamma$  émis a donc une énergie centrée, non autour de  $E_0$ , mais autour de  $E = E_0 - R$ . En même temps la raie est élargie par l'agitation thermique et on montre que la largeur à mi-hauteur de la répartition est non plus la largeur naturelle  $\Gamma$  mais une largeur  $\Delta$  telle que

$$\frac{1}{4} \Delta^2 = \overline{\left(E \frac{v}{c}\right)^2} = \frac{E_0 kT}{2Mc^2} = kRT \quad (3)$$

où  $R$  est l'énergie de recul,  $v$  la vitesse d'agitation thermique,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue.

Lorsque le  $\gamma$  émis laisse le noyau dans l'état fondamental, l'absorption résonnante par un noyau identique a pour section efficace, pour des photons d'énergie  $E$  :

$$\sigma(E) = \frac{\pi \lambda^2}{2} \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad \text{ou}$$

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (4)$$

avec

$$\sigma_0 = 2\pi \lambda^2 \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \frac{1}{1 + \alpha}. \quad (5)$$

Numériquement

$$\sigma_0(\text{barns}) = \frac{2,43 \cdot 10^9}{E_0^2(\text{keV})} \times \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \times \frac{1}{1 + \alpha} \quad (5')$$

$J_e$  et  $J_0$  étant les spins respectifs du noyau émetteur dans l'état excité et l'état fondamental,  $\lambda$  la longueur d'onde réduite du rayonnement,  $\Gamma$  et  $\Gamma_\gamma$  les largeurs totale et radiative et  $\alpha$  le coefficient de conversion ( $\alpha =$  nombre d'électrons de conversion/ nombre de photons).

Pour assurer la conservation de la quantité de mouvement lors de la capture, le noyau recule avec la même énergie  $R$  que lors de l'émission et on a une distribution des vitesses de sorte que l'absorption résonnante analogue à celle de la raie jaune du sodium ne peut avoir lieu sans artifices

permettant aux deux distributions d'énergie d'avoir une région commune. D'où l'utilisation d'une rotation rapide (Moon, 1950), d'un chauffage de la source ou du recul du noyau dans un processus antérieur (Metzger) augmentant l'énergie moyenne des photons de telle sorte que leur distribution se recoupe avec la distribution centrée autour de  $E_0 + R$  correspondant à la capture.

**II. Expérience de Mössbauer et interprétation qualitative.** — 1. Mössbauer effectuait en 1958 à Heidelberg des expériences d'absorption résonnante sur  $^{191}\text{Ir}$ , niveau à 129 keV (source Os, ab-

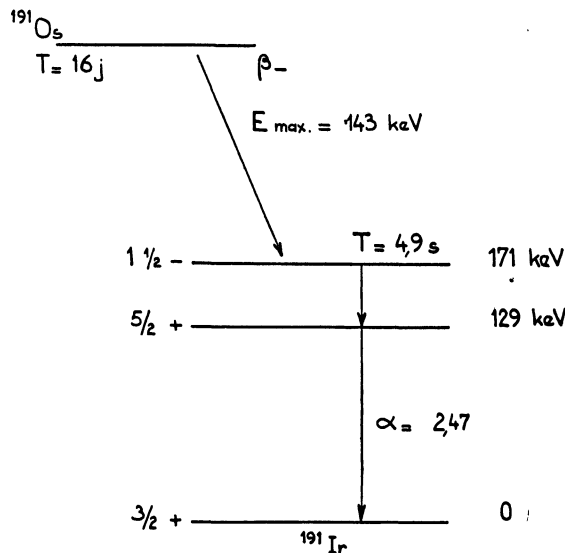


FIG. 1.

sorbéur Ir) (fig. 1) en utilisant un échauffement. En refroidissant source et écran à la température de l'azote liquide, il trouva une augmentation de l'absorption. Cela fut interprété ensuite par lui à l'aide d'un article de Lamb [1] comme résultant d'un blocage des noyaux émetteur et absorbeur dans les réseaux cristallins à basse température, blocage tel que l'énergie de recul soit communiquée non plus au noyau seul mais à l'ensemble du réseau microcristallin le contenant, la très grande masse de ce cristal ne prenant qu'une vitesse négligeable [2]. Dans ce cas la raie est : 1) non décalée ; elle est centrée sur l'énergie  $E_0$  de la transition ; 2) non élargie ; elle a la largeur naturelle  $\Gamma$ . De plus, à partir de la faible largeur relative  $3 \cdot 10^{-11}$  de la raie, on voit qu'une vitesse longitudinale de l'ordre du centimètre par seconde de l'absorbéur par rapport à la source déplace, par effet Doppler, la raie d'absorption par rapport à la raie d'émission diminuant l'effet d'absorption sans recul qui était de 1 % environ. En faisant varier la vitesse de déplacement, on peut tracer une courbe d'absorption image de la raie  $\gamma$  [3].

2. *Rappel de notions très succinctes sur les vibrations thermiques des solides cristallisés.* — Depuis Planck et Einstein, on admet que l'agitation thermique se traduit dans les cristaux par des vibrations quantifiées correspondant aux valeurs propres d'oscillateurs harmoniques  $(n + 1/2) \hbar \omega_s$ . Einstein calculait les chaleurs spécifiques notamment en considérant une valeur moyenne ; Debye introduisit une répartition parabolique du nombre de vibrations de pulsation  $\omega_s$  :

$$n(\omega_s) = C^{te} \times \omega_s^3, \quad (6)$$

ce spectre s'arrêtant à une valeur maximale  $\omega_{\max}$  (fig. 2). L'énergie  $\hbar \omega_{\max}$  relative à ce maximum

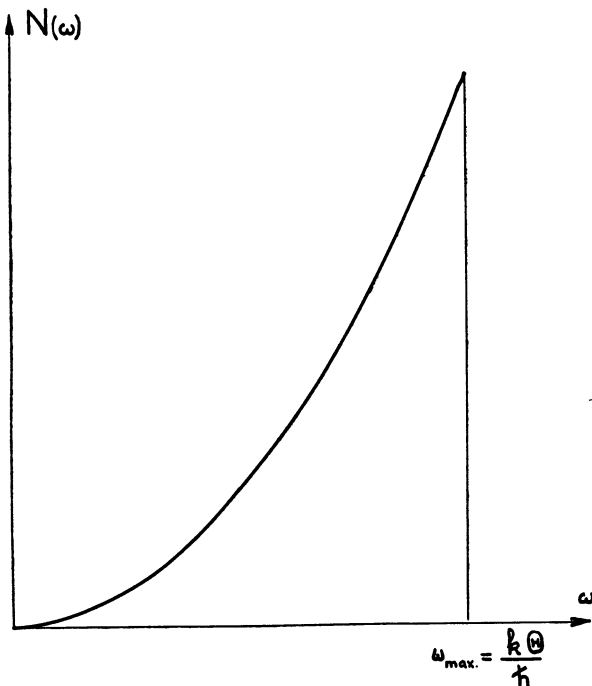


FIG. 2.

correspond à une température  $\Theta$  définie par

$$\hbar \omega_{\max} = k \Theta \quad (7)$$

$k$  étant la constante de Boltzmann. Cette température de Debye, que l'on peut, au moins en théorie, déduire des constantes élastiques liées à la vitesse du son dans le cristal, traduit la cohésion plus ou moins grande du réseau cristallin ; elle est très élevée pour les solides de grande dureté : 1 160 °K pour le béryllium, 1 800 °K pour le diamant, 600 °K pour le silicium ; elle est faible pour les corps mous : 180 °K pour l'étain, 109 °K pour l'indium. La chaleur spécifique des corps simples suit d'autant mieux, à la température ordinaire, la loi de Dulong et Petit, que cette température est proche de la température de Debye ; le produit  $M_a \times C$  est égal à la constante voisine de 6 pour la température de Debye.

Les niveaux du cristal peuvent être représentés par des niveaux serrés d'un puits parabolique ; aux basses températures, seuls les niveaux les plus bas sont occupés. Les transitions entre deux états quantiques du cristal d'énergies différentes se font par vibrations ou émission des quanta de vibrations : les phonons. Ainsi, l'énergie apportée par le recul d'un noyau dans le cristal se transforme en énergie de phonons. Au zéro absolu l'énergie n'est pas nulle.

Deux idées fort distinctes sont rassemblées sous le nom de « théorie de Debye » : 1° La notion de vibration de fréquence maximale qui est certainement justifiée. 2° La distribution parabolique des fréquences qui est fort approchée (des tentatives différentes ont été avancées, notamment celle de Born et Karman).

3. *Interprétation qualitative des résultats de Mössbauer.* — Qualitativement, on comprend que, plus on est bas par rapport à la température de Debye et plus la quantité de mouvement apportée est faible, plus les transitions entre les états quantiques de vibration qui devraient s'effectuer vers les états aux fréquences les plus basses risquent de ne pouvoir s'effectuer, ces états moins nombreux pouvant être tous occupés. Dans ces conditions, le recul du noyau dans le réseau peut être impossible dans une fraction  $f$  des cas et la quantité de mouvement ne peut alors que se communiquer à l'ensemble du réseau microcristallin qui recule en bloc, sans changement de son état de vibration, et en ne prélevant sur l'énergie  $E_0$  disponible qu'une fraction de celle-ci tout à fait négligeable vu sa masse.

Une proportion  $f$  des photons émis correspondra alors à une raie  $\gamma$  qui sera : 1° centrée sur l'énergie  $E_0$  (1) ; 2° distribuée suivant sa largeur naturelle (les mouvements du noyau ne donnent pas lieu à élargissement Doppler). La proportion restante  $1 - f$  des photons correspondra à une raie déplacée en  $E_0 - R$  par le recul du noyau et élargie par l'agitation thermique, la seule différence avec un gaz étant que la distribution des vitesses étant différente, la raie aura une largeur légèrement différente correspondant à une température effective  $T^*$ . Un processus analogue s'effectue lors de l'absorption.

III. **Calcul théorique suivant la théorie de Lamb. Résultats et discussion.** — Je reprends ici brièvement l'exposé du calcul tel que Mössbauer l'a présenté, étant donné que ce calcul n'a pas encore été publié en français. Comme références, outre les articles de Lamb et Mössbauer [1], [2], on aura intérêt à consulter les exposés de Visscher [4] et Lipkin [5].

(1) à la différence  $\Delta E$  liée à l'effet relativiste près [38], [39] et [40].

L'absorbeur et l'émetteur n'étant pas en général situés dans le même réseau cristallin (par exemple, dans le cas des expériences de Mössbauer, la source était constituée d'osmium métallique et l'écran d'iridium métallique également) les formes des raies d'émission et d'absorption sont distinctes ; elles sont représentées par des fonctions distinctes de l'énergie  $W_e(E)$  et  $W_a(E)$ .

La section efficace d'absorption, pour des photons d'énergie  $E$  sera

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 W_a(E) \quad (8)$$

la section efficace  $\sigma_0$  étant définie par la relation [5].

Le calcul de  $\sigma(E)$  se ramène donc à celui de  $W_a(E)$ . Pour déterminer cette fonction, on admet que les transitions ont lieu entre deux états. Dans l'état initial, le noyau radioactif se trouve dans l'état fondamental considéré  $i$ , le photon incident a la quantité de mouvement  $k$ , le réseau cristallin se trouve dans un état caractérisé par un certain nombre de paramètres quantiques  $\{\alpha_s\}$ . Dans l'état final, le noyau ayant capturé le photon se trouve dans son état excité  $f$ , le réseau étant dans un état  $\{n_s\}$ , le noyau ayant reculé avec une énergie  $R$ . (Le processus de désexcitation considéré par Lamb n'intervient pas directement dans notre cas.)

On peut considérer l'élément de matrice de la transition comme le produit d'un élément de matrice nucléaire par un élément de matrice correspondant à la transition quantique du réseau. L'élément de matrice nucléaire étant toujours le même, la probabilité d'absorption  $W_a(E)$  se calculera en effectuant une sommation pondérée sur tous les éléments de matrice de transition du réseau possibles, le facteur de pondération étant le facteur de Boltzmann  $g(\alpha_s)$  pour chaque état quantique initial :

$$W_a(E) = \sum_{\alpha_s n_s} g(\alpha_s) W[\{n_s\}, \{\alpha_s\}] \quad (9)$$

il vient

$$W_a(E) = C \times \sum_{\alpha_s} g(\alpha_s) \sum_{n_s} \frac{|\langle n_s | e^{i \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{X}_L}{\hbar}} | \alpha_s \rangle|^2}{\left[ E - E_0 - \sum_s (n_s - \alpha_s) \hbar \omega_s \right]^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (10)$$

$\mathbf{p}$  étant la quantité de mouvement de recul du noyau de coordonnées  $\mathbf{X}_L$ ,  $\hbar \omega_s$  étant l'énergie de vibration élémentaire quantifiée.

On voit dès maintenant que si l'absorption se produisait sans que le réseau change d'état quantique ( $n_s \equiv \alpha_s$ ) le facteur  $W_a(E)$  serait proportionnel au facteur de Lorentz  $\frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$ .

Mais cherchons la forme complète de  $W_a(E)$  et pour cela essayons d'évaluer les éléments de matrice du numérateur. Le calcul est exposé très clai-

rement et très en détail dans l'article de Lamb et nous nous contenterons d'en indiquer (succinctement) les différentes étapes.

L'élément de matrice s'exprime en fonction de l'intégrale multiple des fonctions d'onde des  $N$  atomes d'un grand volume (équation 12 de l'article de Lamb). On passe en coordonnées normales. Le spectre des vibrations propres est déterminé par les conditions aux limites périodiques et coupé à la fréquence limite supérieure (correspondant à la température de Debye). Les valeurs propres de l'hamiltonien du cristal sont celles d'un oscillateur harmonique

$$E_s = \left( n_s + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_s \quad (11)$$

et les fonctions d'onde normalisées s'expriment en fonction de variables canoniques par des exponentielles multipliées par les polynômes de Hermite d'ordre  $n_s$ . L'élément de matrice (équation 16 de Lamb) prend la forme d'un produit d'intégrales de la forme

$$K(n_s, \alpha_s ; q_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_s \psi_{n_s} e^{i q_s \xi_s} \psi_{\alpha_s}(\xi_s) \quad (12)$$

$\psi_s$  étant la fonction d'onde,  $\xi_s$  la variable canonique réduite et  $q_s$  défini dans notre cas par

$$q_s^2 = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_s}{2M\hbar \omega_s N}, \quad (13)$$

expression dans laquelle  $\mathbf{p}$  est la quantité de mouvement de recul et  $\mathbf{e}_s$  un vecteur polarisation unité pour la propagation de l'onde.

$q_s$  est aussi petit que l'on veut lorsqu'on considère un volume assez grand ( $N$  grand) et seuls les termes du 1<sup>er</sup> ordre en  $q_s^2$  doivent être gardés dans l'expression  $K$  ; seules dans ce cas, les trois intégrales conduisant à des valeurs de  $n_s$  différant de  $\alpha_s$  par une unité au plus donnent des contributions qui se calculent facilement en utilisant la fonction génératrice des polynômes de Hermite :

$$\left. \begin{aligned} |K(\alpha_s, \alpha_s ; q_s)|^2 &= (1 - 2\alpha_s q_s^2) e^{-q_s^2} \\ |K(\alpha_s + 1, \alpha_s ; q_s)|^2 &= (\alpha_s + 1) q_s^2 e^{-q_s^2} \\ |K(\alpha_s - 1, \alpha_s ; q_s)|^2 &= \alpha_s q_s^2 e^{-q_s^2} \end{aligned} \right\} \quad (14) \quad (\text{éq. 17 de Lamb})$$

Dans le résultat final, les  $q_s^2$  entreront seulement linéairement dans des sommes telles que

$$\sum_s q_s^2 = \frac{R}{\hbar \omega_{\max}} = \frac{R}{k\Theta} \quad (15)$$

$\Theta$  étant la température de Debye.

L'expression

$$W(\alpha_s) = \sum_{n_s} \frac{\pi_s |K(n_s, \alpha_s ; q_s)|^2}{\left[ E - E_0 - \sum_s (n_s - \alpha_s) \hbar \omega_s \right]^2 + \Gamma^2/4} \quad (16)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho \delta\left(\rho - \sum_s (n - \alpha_s) \hbar \omega_s\right) \sum_{n_s} \frac{1}{(E - E_0 - \rho) + \Gamma^2/4} \quad (16')$$

s'évalue par un groupement de termes opéré à l'aide d'une fonction  $\delta$  exprimée sous la forme

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu e^{i\mu x}. \quad (17)$$

$W(\alpha_s)$  devient alors une intégrale double en  $\mu$  et  $\rho$  (équation 21 de Lamb) et, les trois expressions  $K$  non nulles étant données par les équations 17 de Lamb, on peut effectuer la moyenne sur les valeurs des nombres quantiques  $\alpha_s$  en équilibre thermique

$$\bar{\alpha}_s = \frac{1}{\frac{\hbar\omega}{e^{kT}} - 1}. \quad (18)$$

Le produit sur les divers oscillateurs s'effectue par développement en série et regroupement sous forme d'exponentielle, les termes en  $q_r^2$   $q_s^2$  étant négligeables, et on trouve

$$W_a(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu \frac{e^{i\mu\rho + \sigma_a(\mu)}}{(E - E_0 - \rho)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (19)$$

L'intégration sur  $\rho$  est immédiate par résidus et conduit à :

$$W_a(E) = \frac{2}{\Gamma} \text{Re} \int_0^\infty d\mu e^{i\mu(E - E_0 + i\Gamma/2) + \sigma(\mu)} = \int_0^\infty F(E, \mu) d\mu \quad (20)$$

avec

$$g(\mu) = \frac{\sum (\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_s)^2}{2M\hbar\omega_s N} \times [(\bar{\alpha}_s + 1) e^{i\mu\hbar\omega_s} + \alpha_s e^{-i\mu\hbar\omega_s} - 1 - 2\alpha_s]. \quad (21)$$

L'expression de  $g(\mu)$  peut se mettre sous forme d'intégrale, dans le cas où l'on fait l'hypothèse que le cristal est isotrope ; la projection  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_s$  vaut  $\frac{1}{3} p^2$  et  $p^2/2M = R$ , d'où :

$$g(\mu) = \frac{R}{3N} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{N(\omega)}{\hbar\omega} [\bar{\alpha} e^{i\mu\hbar\omega} + (\bar{\alpha} + 1) e^{-i\mu\hbar\omega} - 2\bar{\alpha} - 1] d\omega \quad (\text{éq. 10 de Visscher}). \quad (22)$$

Cette équation se simplifie dans deux cas particuliers :

a)  $\mu k\Theta = \mu\hbar\omega_{\max} \ll 1$ . On peut alors développer  $g$  en série de puissances de  $\mu$  :

$$g_0(\mu) = \frac{R}{3N} \left[ -i\mu \int N(\omega) d\omega - \mu^2 \int N(\omega) \left( \bar{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega d\omega \right] \\ g_0(\mu) = -i\mu R - \mu^2 R \varepsilon \quad (23)$$

$$^{(2)} \int N(\omega) d\omega = 3N$$

$$\int N(\omega) \hbar\omega \left( \bar{\alpha} + \frac{1}{2} \right) d\hbar\omega = \int (\hbar\omega)^3 \left( \frac{1}{e^{kT} - 1} + \frac{1}{2} \right) d\hbar\omega.$$

$\varepsilon$  étant l'énergie moyenne par degré de liberté du cristal, grandeur qui intervient dans le calcul des chaleurs spécifiques et définit la température effective  $T^*$  du réseau

$$\varepsilon(T) = kT^* = 48 kT \left( \frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^\Theta \frac{t^3}{2T} \text{cth } t dt. \quad (24)$$

b)  $\mu k\Theta \gg 1$ . Les exponentielles sont nulles et il reste

$$g_\infty(\mu) = \frac{-R}{3N} \times \int_0^{k\Theta} \frac{1}{N\hbar\omega} \left( \frac{1}{e^{kT} - 1} + \frac{1}{2} \right) \frac{N(\hbar\omega)^2}{(k\Theta)^3} d\hbar\omega$$

$$g_\infty(\mu) = -\frac{3R}{k\Theta} \left( \frac{T}{2\Theta} \right)^2 \int_0^\Theta t \text{cth } t dt. \quad (25)$$

Pour évaluer le spectre  $W_a(E)$  nous pouvons utiliser ces deux approximations.

Dans la région d'énergie éloignée de la résonance ( $|E - E_0| \gg \Gamma$ ) seules les petites valeurs de  $\mu$  qui donnent une valeur finie au produit  $\mu(E - E_0)$  interviennent. On se trouve donc dans le cas  $\mu k\Theta \ll 1$ . L'intégration est immédiate :

$$W_I(E) = \frac{2}{\Gamma} \int_0^\infty d\mu \cos(E - E_0 - R)\mu e^{-\mu T/2 - \mu^2 R\varepsilon}, \quad (26)$$

$$= \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi; x) \quad (27)$$

avec :

$$\psi(\xi, x) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \xi e^{-\frac{\xi^2 x^2}{4}}, \quad (28)$$

$$x = \frac{E - E_0 - R}{\Gamma/2}, \quad \Delta = 2\sqrt{kT^*}, \quad \xi = \frac{\Gamma}{\Delta}$$

(pour l'émission, la largeur Doppler  $\Delta$  correspondrait à la température effective  $T^*$  du réseau de la source).

Au voisinage de l'énergie de transition  $E = E_0$ , on peut, suivant une suggestion de Lamb, décomposer l'intégrale en deux parties :

$$W_{II}(E) = \frac{2}{\Gamma} \int_0^{\frac{1}{k\Theta}} F(E, \mu) d\mu + \int_{\frac{1}{k\Theta}}^\infty F(E, \mu) d\mu \quad (29)$$

et utiliser pour la première intégrale l'approximation a) et pour la seconde l'approximation b) <sup>(3)</sup>. On trouve ainsi la répartition

$$W_{II}(E) = W_I(E) + \frac{e^{g_\infty(T)}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (30)$$

<sup>(3)</sup> Il conviendrait de calculer plus exactement  $W$  pour déterminer les limites de validité de cette approximation qui semble justifiée pour les cas étudiés en pratique où  $\Gamma \ll \Delta$ .

La forme de la répartition en énergie est donc donnée par

$$W(E) = \frac{4}{\Gamma^2} \times \sqrt{\pi} \times \frac{\Gamma}{\Delta} \times e^{-\frac{(E-E_0-R)^2}{\Delta^2}} + \frac{e^{g_\infty(T)}}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (31)$$

$$\Delta = 2\sqrt{kT^*}.$$

Le spectre se compose donc d'abord d'une raie déplacée et centrée autour de l'énergie  $E_0 + R$  et élargie par effet Doppler comme dans le cas d'un gaz (la seule différence étant que la largeur correspond à une température effective  $T^* > T$ ) ; mais à cette raie large se superpose la raie

$$W_{II} = \frac{e^{g_\infty}}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

centrée sur  $E_0$  et ayant la largeur naturelle, raie correspondant à l'émission sans recul (4).

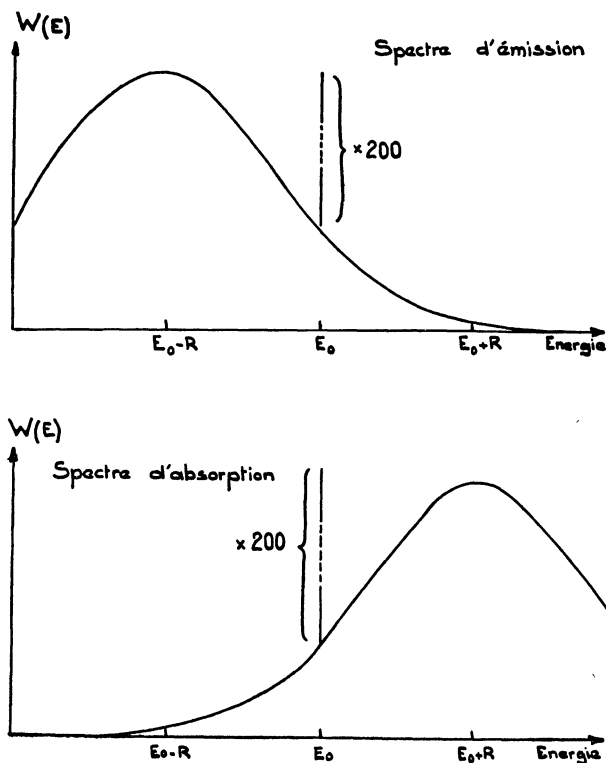


FIG. 3.

La courbe représentative est dessinée (fig. 3) suivant le tracé calculé par Mössbauer et reproduit dans son article pour les données de l'iridium ; à l'échelle du dessin, la raie sans recul apparaît

(4) En effet la valeur de  $g$  est calculée dans ce cas en supposant nuls les termes contenant les échanges d'énergie  $\hbar\omega$  avec le réseau.

comme d'une largeur inférieure à celle du trait ; sa hauteur réelle devrait être multipliée par 200. (La courbe relative à l'émission est reproduite également. Si les deux réseaux cristallins étaient identiques, cette courbe se déduirait de la première par symétrie par rapport à la droite  $E = E_0$  ; en réalité l'une correspond à la température effective de l'iridium, l'autre à la température effective de l'osmium.)

Le rapport des intensités des deux raies se calcule aisément par intégration. C'est le rapport des aires des deux courbes ; on trouve que les intensités sont respectivement les fractions  $f$  et  $1 - f$  de l'intensité totale,  $f$  étant une fonction de  $R$ ,  $T$  et  $\Theta$  :

$$f = e^{g_\infty(T)} = e^{g(R,T,\Theta)} \quad (5).$$

L'expression (25) calculée pour  $g_\infty(T)$  à partir du calcul de Lamb (6) peut s'écrire :

$$g = 2g_\infty(0) \times f\left(\frac{\Theta}{T}\right) \quad (32)$$

avec

$$g_\infty(0) = -\frac{3R}{2k\Theta} = -\frac{9,35E^2(\text{keV})}{A \times \Theta} \quad (33)$$

$$f\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^2 \int_0^{\Theta/2T} t \operatorname{cth} t dt. \quad (34)$$

L'expression  $g_\infty(0)$  permet de calculer le nombre  $f$  de photons  $\gamma$  sans recul émis au zéro absolu ; on voit que ce nombre  $f$  est d'autant plus grand que l'énergie de recul est plus faible et la température de Debye plus élevée (cette valeur est atteinte pratiquement vers quelques degrés K). Il est sans

(5) Remarques : 1. Rappelons que, pour effectuer le calcul, nous avons supposé le cristal isotrope et égalé les constantes élastiques transversale et longitudinale. — 2. Les calculs sont valables dans le cas du réseau cristallin d'un corps simple. Dans le cas d'un composé et surtout de solutions solides, la température de Debye moyenne correspondant à la chaleur spécifique peut être très différente de celle qu'on doit utiliser pour calculer la proportion de reculs d'un atome déterminé.

(6) Comme Tzara et Barloutaud [6] l'ont fait remarquer, la valeur de la fraction  $f$  du rayonnement  $\gamma$  émis sans recul est égale, à la puissance  $2(1 - \cos \theta)$  près, à la proportion  $f$  de rayonnement électromagnétique de cette énergie diffusé sans recul dans un direction  $\theta$  (diffusion Rayleigh cohérente donnant lieu aux maximums des figures de diffraction de Bragg). L'intensité de diffusion des rayons X donnant lieu à diffraction est proportionnelle à  $f$ , que les physiciens des rayons X désignent sous le nom de variation du facteur de forme lié à l'agitation thermique. L'ouvrage de Compton et Allison sur les rayons X [7] indique que la formule donnant  $f$  avait été calculée dans ce but dès 1913 par Debye [8] par des considérations purement ondulatoires, le recul n'étant pas mentionné. Il avait trouvé la valeur ci-dessus à un facteur 2 près et Waller avait, en 1926, recalculé cette valeur et trouvé la valeur exacte [9]. Les diffractions de rayons X étant utilisées pour déterminer les températures de Debye, il serait intéressant d'utiliser pour la prévision des effets Mössbauer les valeurs déterminées de cette manière.

espoir, même pour les noyaux les plus lourds, d'escompter une émission sans recul pour des rayonnements  $\gamma$  d'énergie supérieure à 150 keV sauf si l'on arrive à inclure les noyaux émetteurs et absorbeurs dans un réseau à température de Debye exceptionnellement élevée (graphite, béryllium, diamant).

La figure 4 reproduit la courbe représentative de  $2f$  calculée par intégration graphique.

Lorsque  $T \ll \Theta$ , la fonction  $f(\Theta/T)$  peut être représentée par

$$f\left(\frac{\Theta}{T}\right) = 1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\Theta}\right)^2 \approx 1 + 6,66 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2 \quad (35)$$

Bussière de Nercy, Langevin et Spighel [10] utilisent la fonction

$$1 + 6,2 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2. \quad (35)$$

La courbe correspondante est figurée en pointillés sur la figure 4.

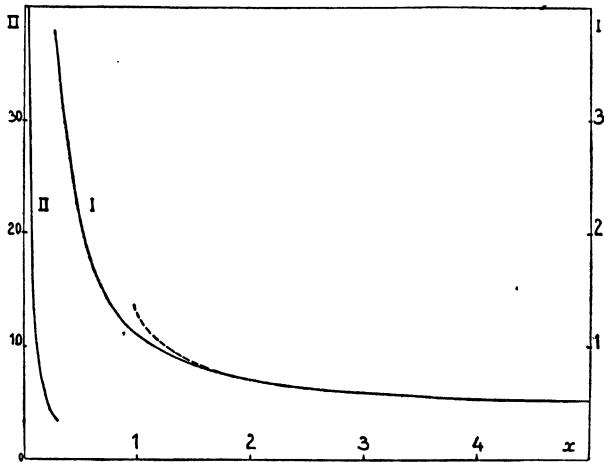


FIG. 4. — Représentation de  $f(x)$  (abscisse  $x = \frac{\Theta}{2T}$ ).

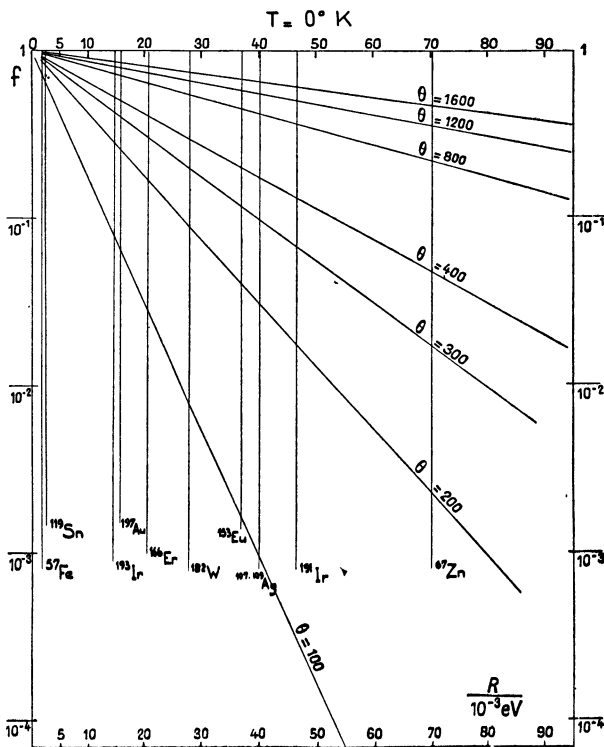


FIG. 5.

L'expression de  $f(\Theta/T)$  indique, par rapport à cette valeur de l'exposant au zéro absolu, les variations de l'exposant en fonction de la température.

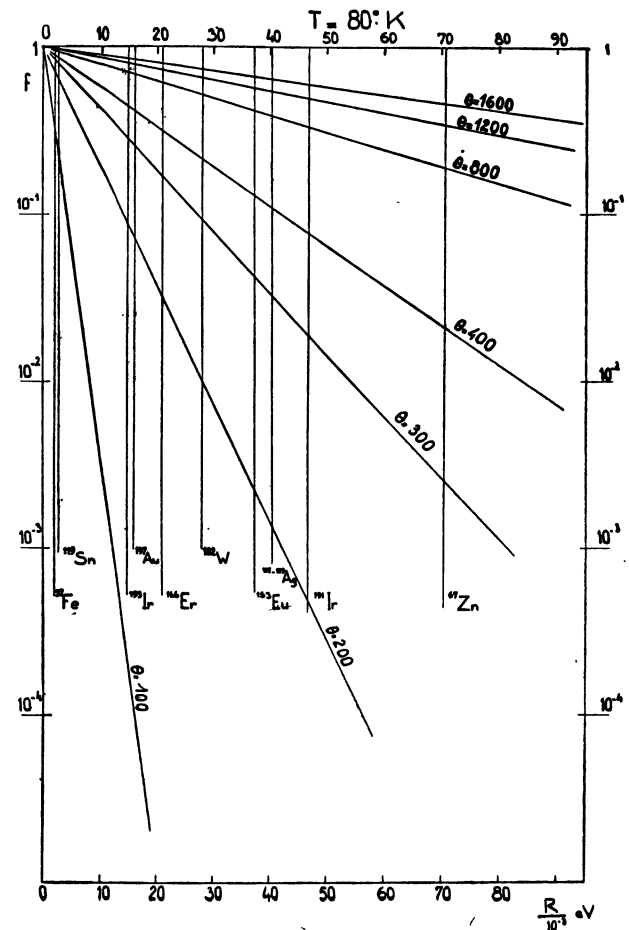


FIG. 6.

Les figures 5, 6 et 7 donnent les courbes représentant, en coordonnées logarithmiques, les variations de  $f$  en fonction de l'énergie de recul  $R$  pour différentes valeurs de la température de Debye  $\Theta$ . Ces courbes sont relatives respectivement aux températures  $T$  de 0 °K, 80 °K (voisine de la température de l'azote liquide) et 300 °K (voisine de la température des laboratoires).

Ces réseaux de courbes permettent de se faire une idée de l'effet attendu, dans la mesure où la

LIEUX ET DATES DES EXPÉRIENCES	RÉF.	NOYAU OÙ S'EFFECTUE LA TRANSITION $\gamma$	NOYAU « PÈRE »	TYPE DE RADIOACTIVITÉ	PÉRIODE	$E_\gamma$ (keV)	$T$ (s)	$\alpha$ CONVERSION	ÉNERGIE DE RECOL $R$ ( $10^{-3}$ eV)	$\Theta$ °K (DEBYE) RÉSEAU ÉMETTEUR	$\Theta$ °K RÉSEAU ABSORBANT	$\Gamma$ eV D'APRÈS MESURE DE T	$\Gamma$ MHz
Heidelberg 1958	[2]	$^{191}\text{Ir}$	$^{191}\text{Os}$	$\beta^-$	16 j	129	non mes. direct. déduite	2,47	46,7	Os 300	Ir 285		1 560
Münich-Heidelberg 1959	[3]						$1,0 \cdot 10^{-11}$ s						
Argonne 1959	[13]	$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$											
Los Alamos 1959	[12]												
Orsay 1960	[10]												
Argonne 1959	[13]	$^{182}\text{W}$ $2^+ \rightarrow 0^+$	$^{182}\text{Ta}$	$\beta^-$	117 j	100	$1,3 \cdot 10^{-9}$	4,4	28,1	de 270 à 330	230	$3,5 \cdot 10^{-7}$	84
Orsay 1960	[10]												
Harwell 1959	[17]												
Princeton 1959	[18]												
Argonne 1960	[19]	$^{57}\text{Fe}$	$^{57}\text{Co}$	$\beta^+$	270 j	14,4	$1,0 \cdot 10^{-7}$	14	1,95	Fe métal 355	Fe métal 355	$4,6 \cdot 10^{-9}$	1,1
Urbana 1960	[20]												
	[12]	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$											
Saclay 1960	[14]	$^{119}\text{Sn}$	$^{119}\text{Sn}^*$	isom.	250 j	23,85	$1,85 \cdot 10^{-8}$	6,3	2,55	Sn blanc 180	Sn blanc 180	$2,43 \cdot 10^{-8}$	5,84
	[15]	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$											
Orsay 1960	[10]	$^{193}\text{Ir}$ $x \rightarrow \frac{3}{2}^+$	$^{193}\text{Os}$	$\beta^-$	32 h	73	$5,7 \cdot 10^{-9}$	3	14,8	300	285	$8 \cdot 10^{-7}$	192
Orsay 1960	[10]	$^{166}\text{Er}$ $2^+ \rightarrow 0^+$	$^{166}\text{Ho}$	$\beta^-$	30 a	80,6	$1,7 \cdot 10^{-9}$	1,9	21,0	? $\text{Ho}_2\text{O}_3$ moy.	? $\text{Er}_2\text{O}_3$ déduite	$2,68 \cdot 10^{-7}$	64,2
Saclay 1960	[16]	$^{67}\text{Zn}$ $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$	$^{67}\text{Ga}$	$\beta^+$	78 h	93	$9,4 \cdot 10^{-6}$	0,5	69,5	Zn 220 laiton $\gamma$	laiton $\gamma$	$4,83 \cdot 10^{-11}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$
										?			
Orsay 1960	[10]	$^{153}\text{Eu}$ $x \rightarrow \frac{5}{2}^+$	$^{153}\text{Sm}$	$\beta^-$	47 h	103	$4,10^{-9}$	0,8	38,2	$\text{Sm}_2\text{O}_3$ moy. déduite	$\text{Eu}_2\text{O}_3$ ? déduite 231°	$1,37 \cdot 10^{-7}$	32,9
	[27]	$^{109}\text{Ag}$ $\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-$				93	44	15	44	229	229	$10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-9}$
	[27]	$^{107}\text{Ag}$ $\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-$	Ag( $\gamma\gamma'$ )			88	39	15	38			pratique $10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Los Alamos 1960	[22]	$^{197}\text{Au}$ $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	$^{197}\text{Pt}$	$\beta^-$	18 h	77	$1,9 \cdot 10^{-9}$	3,5	16,2	Pt 233	Au 164	$2,27 \cdot 10^{-7}$	54,5
			$^{197}\text{Hg}$	$\beta^+$	cap. K 24 h					amalgame Au			

$\Gamma/E$	VITESSE DOPPLER cm/s $v = c \frac{\Gamma}{E}$	$f$ ÉMETTEUR				$f'$ ABSORBEUR			$\sigma_0$ BARNs	$\mu_{\text{nucl.}}$ cm <sup>2</sup> /g	$\mu_0$ cm <sup>2</sup> /g	APPLI- CATIONS
		TEMP. °K	$f_{\text{calc}}$	TYPE D'EXPÉR.	$f_{\text{exp.}}$	TEMP. °K	$f'_{\text{calc}}$	$f'_{\text{exp}}$				
$3,56 \cdot 10^{-11}$	1,06	88	$2,7 \cdot 10^{-2}$	chaud	env.	88			$6,32 \cdot 10^4$	199	$\approx 2,2$	
		112	$8 \cdot 10^{-3}$	froid	2 fois							
		144	$4 \cdot 10^{-3}$		$f_{\text{calc}}$							
		88		mouv <sup>t</sup>								
		91	$2,7 \cdot 10^{-2}$	ch. froid et	$\sim 2 \cdot 10^{-2}$							
$3,5 \cdot 10^{-12}$	$1,05 \cdot 10^{-1}$	4	$6,6 \cdot 10^{-2}$	écrans var.	$10^{-2}$	4	$6 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$2,25 \cdot 10^5$	744	4,5	
		80				80	$ff' = 5,7 \cdot 10^{-4}$	$ff' = 1,4 \cdot 10^{-3}$				
$3,3 \cdot 10^{-13}$	$9 \cdot 10^{-3}$	300	0,7	mouv <sup>t</sup>	ch. 0,6		$f = f'$	$1,6 \cdot 10^6$ (calcul brut)	16 900	63		Effet Zeeman Relati- vité
		80	0,9		froid 0,8							
		300										
$1,02 \cdot 10^{-12}$	$3,06 \cdot 10^{-2}$	300	0,7		0,6		$f = f'$	$1,09 \cdot 10^6$	6 000	10,7		Effet Zeeman
		400	0,19	chaud fr.								
$1,09 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	95	0,58	chaud fr.		95				6 000	10,7	
		300	0,19	0,32								
$1,09 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	400	0,03	0		400				6 000	10,7	
		95		mouv <sup>t</sup>	0,33							
$1,09 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	80	$\sim 0,3$	ch. froid écran épais	$< 0,1$				?	?	11	
$3,32 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	80				80	$ff' = 4,8 \cdot 10^{-4}$	$2,08 \cdot 10^6$	7 540	$\approx 7$		
$5,19 \cdot 10^{-16}$	$1,56 \cdot 10^{-5}$	90		ch. froid	$< 5 \cdot 10^{-3}$	90	$f = f'$	$1,24 \cdot 10^3$	1 115	0,56		
$1,33 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^{-2}$	80				80	$ff' < 0,7 \cdot 10^{-4}$	$2,12 \cdot 10^4$	83	$\approx 3$		
$10^{-22}$	$3 \cdot 10^{-12}$	4	$10^{-2}$	réémission			4	$8 \cdot 10^5$	4 460	$\approx 1,5$		
$10^{-18}$	$3 \cdot 10^{-8}$											
$2,95 \cdot 10^{-12}$	$8,8 \cdot 10^{-2}$	4	0,29	écrans différents mouv.	0,23	4	0,13	0,03	$4,55 \cdot 10^4$	139	8,6	

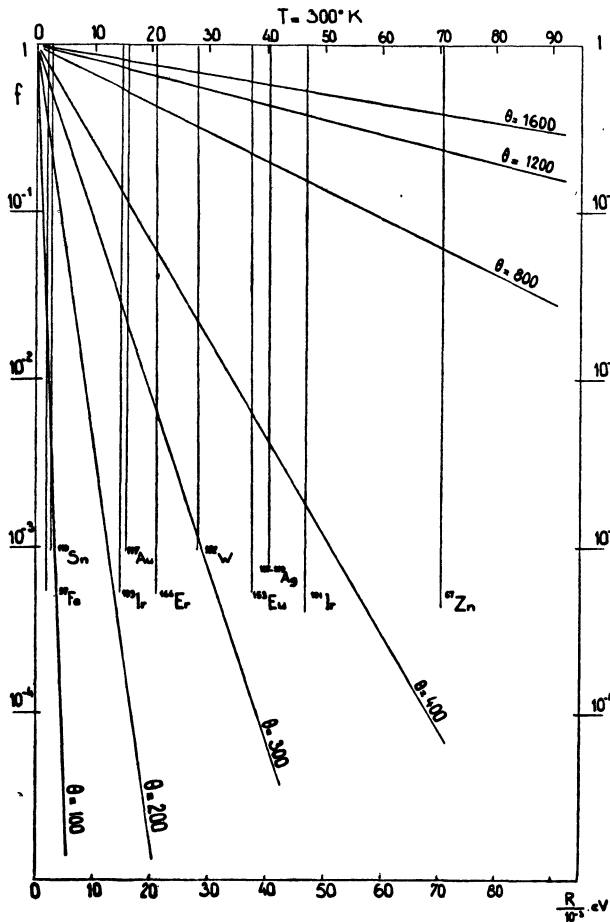


Fig. 7.

théorie de Debye, avec sa loi parabolique de représentation des fréquences, est valable.

Les énergies de recul des principaux noyaux étudiés ont été portées en abscisses sur les figures.

**IV. Calculs d'absorption des rayonnements gamma émis sans recul par un écran statique.**

— Considérons une expérience d'absorption dans laquelle on intercepte, par un écran E, une partie du rayonnement émis par une source S, le détecteur étant placé au-delà de E.

Deux cas sont à distinguer suivant que le réseau cristallin constituant la source contient ou non des noyaux absorbants (le réseau en comporte notamment s'il est identique au réseau de l'écran absorbant).

1. *Cas d'une source non auto-absorbante.* — Quelle que soit l'épaisseur de la source, le spectre des photons émis sans recul qui en sortent a, au voisinage de l'énergie  $E_0$ , la distribution

$$W_e(E) = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{1}{1 + \epsilon^2} \times \text{Cte}$$

si on pose

$$\epsilon = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}$$

La section efficace d'absorption pour des photons monocinétiques d'énergie  $E$  est

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2} W_a(E) = \sigma_0 W(\epsilon). \tag{36}$$

Dans le cas du rayonnement sans recul on peut, en première approximation, négliger la contribution de l'absorption avec recul et écrire

$$W(\epsilon) = \frac{1}{1 + \epsilon^2}. \tag{37}$$

L'absorption nucléaire par une couche mince se fera avec un coefficient « Mössbauer »  $\mu_M(E)$  tel que

$$\mu_M(E) = \frac{\mu_{M_0}}{1 + \epsilon^2} \tag{38}$$

$\mu_{M_0}$  : absorption Mössbauer maximale s'exprimant en fonction de  $\mu_N$  absorption nucléaire,  $f'$  étant la proportion de  $\gamma$  absorbés sans recul dans l'écran

$$\mu_{M_0} = f' \mu_N \tag{39}$$

avec un coefficient nucléaire  $\mu_N$

$$\mu_N = \sigma_0 N \tag{40}$$

$N$  étant le nombre de noyaux absorbants situés dans l'épaisseur unité de la couche (ce coefficient  $\mu$  s'exprime généralement en  $\text{cm}^2/\text{g}$ ). Si le nombre de noyaux de l'élément considéré est  $N_e$  et l'abondance isotopique  $a$ ,  $N = N_e \times a$ .

Les photons subiront en outre l'absorption électronique due aux couches des atomes avec le coefficient connu  $\mu_e$ . Pour un rayonnement  $\gamma$  d'énergie bien définie correspondant à une valeur donnée de  $\epsilon$ , la transmission de l'écran sera, pour une épaisseur  $X$  :

$$\tau_\epsilon(X) = e^{-(\mu_e + \mu_M)X}.$$

Mais cette transmission dépend de  $\epsilon$  par l'intermédiaire de  $\mu_M$  ; la transmission de l'écran pour la totalité des rayons  $\gamma$  émis sans recul par la source sera donnée par une intégrale

$$\tau(X) = e^{-\mu_e X} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f}{1 + \epsilon^2} e^{-\frac{\mu_{M_0} X}{1 + \epsilon^2}} d\epsilon.$$

L'intégrale se calcule facilement et on trouve, comme l'ont indiqué les physiciens de Los Alamos [11], une transmission totale :

$$T(x) = e^{-\mu_e x} \left[ 1 - f \left( 1 - e^{-\frac{f' N \sigma_0 X}{2}} J_0 \left( \frac{if' N \sigma_0 X}{2} \right) \right) \right] \tag{41}$$

$J_0$  désignant la fonction de Bessel d'ordre zéro.

La figure 8 représente les variations de la fonction  $e^{-X} J_0(iX)$ .

La transmission nucléaire  $T(X)/e^{-\mu_e X}$  correspond

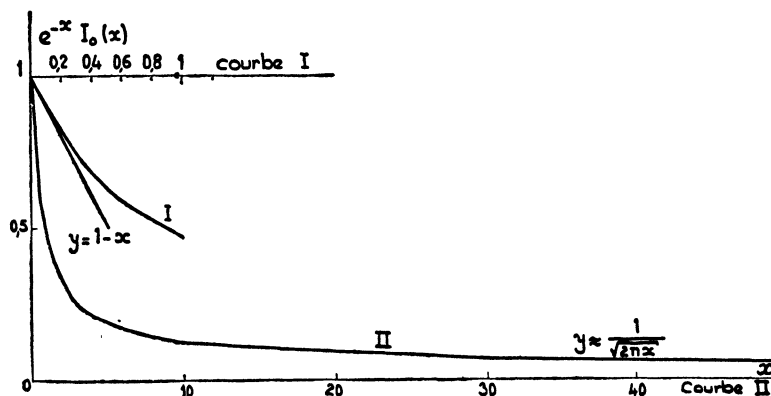


FIG. 8.

à une absorption moins rapide que celle d'une exponentielle, ce qui correspond à l'absorption moins forte pour le rayonnement X provenant des « ailes » de la distribution en énergie.

Avec deux écrans d'épaisseurs différentes on obtient deux relations qui permettent de déterminer  $f$  et  $f'$ .

Remarquons que nous avons négligé de tenir compte du rayonnement  $\gamma$  émis sans recul et diffusé sans recul (par effet nucléaire ou diffusion Rayleigh) dans la direction du détecteur. Cette correction, dont on doit tenir compte, est d'autant plus importante que le coefficient de conversion est plus petit. Il faut, naturellement aussi, soustraire le fond dû aux rayonnements parasites. Nous avons supposé que l'on était en bonne géométrie et que tous les photons traversaient la même épaisseur  $X$  de l'écran.

CAS PARTICULIERS IMPORTANTS. — A. *Écran très mince* :  $f'N \sigma_0 X \ll 1$ .

On peut remplacer l'exponentielle par le premier terme de son développement et  $J_0$  par 1 :

$$T(X) = e^{-\mu_0 X} \left[ 1 - f \left( 1 - 1 + \frac{f'N \sigma_0 X}{2} \right) \right]$$

$$= e^{-\mu_0 X} \left[ 1 - ff' \frac{N \sigma_0 X}{2} \right]. \quad (42)$$

Cette expression est vraie à mieux que 5 % près (de l'absorption Mössbauer  $\frac{ff'N \sigma_0 X}{2}$ ) pour  $f'N \sigma_0 X < 0,14$  ; à 20 %,  $f'N \sigma_0 X < 0,6$ .

B. *Écran très épais* :  $fN \sigma_0 X \gg 1$

$$T(X) = e^{-\mu_0 X} (1 - f)$$

Tous les rayons  $\gamma$  émis par la source sans recul sont absorbés ; la mesure ne dépend pas de  $f'$  et donne directement  $f$ .

La figure 9 reproduit le réseau des courbes

et  $e^{-\mu_0 X} T_f(u)$  où  $u = f'N \sigma_0 X$ . Les approximations A et B sont apparentes sur ce réseau de courbes.

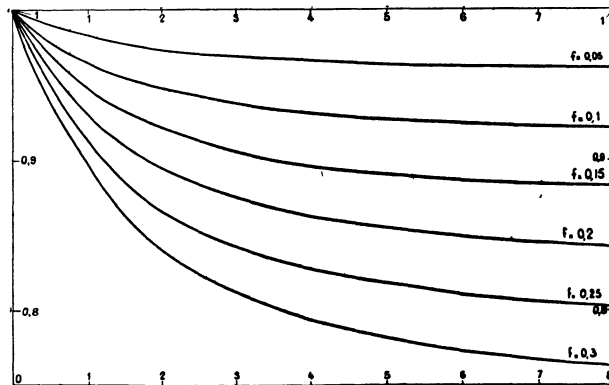


FIG. 9. — Réseau des courbes représentant  $e^{-\mu_0 X} T_f(u)$ , (abscisse  $u = f'N \sigma_0 X$ ).

*Cas d'une source auto-absorbante d'épaisseur h. Autoabsorption.* — 1° Si la source est mince ( $\mu_M h f \ll 1$ ), on est ramené au cas précédent. Le spectre a une forme de Lorentz (fig. 10, courbe I).

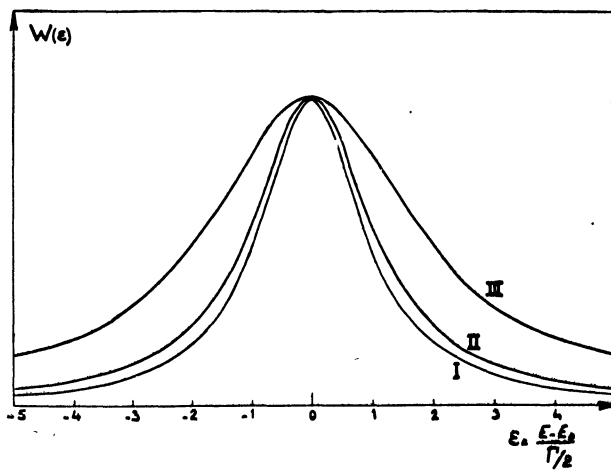


FIG. 10.

2° Si l'épaisseur  $h$  n'est pas petite, le spectre d'énergie sans recul sortant de la source se calcule facilement par intégration en  $x$  :

$$W_h(\varepsilon) = \int_0^h \frac{K dx}{1 + \varepsilon^2} e^{-\left(\frac{\mu_{M_0}}{1 + \varepsilon^2} + \mu_e\right)x}$$

$K$  étant une constante.

$$W_h(\varepsilon) = \frac{K}{\mu_M + \mu_e(1 + \varepsilon^2)} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{\mu_{M_0}}{1 + \varepsilon^2} + \mu_e\right)h} \right]. \quad (43)$$

La courbe II de la figure 10 donne la forme du spectre dans le cas d'une source d'étain enrichi en  $^{118}\text{Sn}$  et contenant environ 1,2 % de  $^{119}\text{Sn}$  ( $\mu_e = 10,5$   $f\mu_{M_0} = 21,7$   $h = 30,6$   $\text{mg/cm}^2$   $f = 0,30$ ). Cette courbe peut pratiquement être représentée par une formule de Lorentz de largeur 1,17  $\Gamma$ .

*Cas particuliers :* a) Lorsque  $\mu_{M_0} \ll \mu_e$ , on retrouve la forme lorentzienne initiale en  $1/1 + \varepsilon^2$ .

b) Lorsque  $(\mu_{M_0} + \mu_e)h \gg 1$  (source infiniment épaisse), on trouve une répartition en

$$\frac{1}{1 + \frac{\mu_e}{\mu_{M_0} + \mu_e} \varepsilon^2},$$

courbe à forme de Lorentz dont la largeur à mi-hauteur est

$$\frac{\Gamma}{2} \sqrt{1 + \frac{\mu_M}{\mu_e}}. \quad (44)$$

La courbe III de la figure 10 reproduit cette courbe pour l'étain enrichi en  $^{118}\text{Sn}$  utilisé pour la courbe II.

3° Le nombre total de photons  $\gamma$  sans recul sortant de la source peut se calculer, soit en intégrant la fonction  $W(\varepsilon)$  par rapport à  $\varepsilon$ , soit en appliquant l'absorption d'un écran  $x$  à chaque source élémentaire d'épaisseur  $dx$ , ce qui donne un nombre total de photons sans recul sortant de la source :

$$N = \frac{N_0}{1 - e^{-\mu_e h}} \int_0^h T(x) \frac{dx}{h} \quad (45)$$

$N_0$  étant le nombre de photons sortant de la source pour  $f = 0$  et  $T(x)$  l'expression (41) pour  $f' = f$ .

*Absorption Mössbauer par un écran suivant une source d'épaisseur  $h$  non négligeable.* — Si la source était mince, on serait ramené au cas d'une source non auto-absorbante.

1° Le spectre en énergie  $W_{h,x}(E)$  sortant après traversée de l'écran, lié à la faible absorption du rayonnement sans recul des ailes du spectre en énergie de la source, donne lieu à un nouvel élargissement et même, si l'écran est assez épais, à une dépression (« coup de poing ») liée à l'absorption en  $e^{-\frac{\mu_X}{1 + \varepsilon^2}}$  au centre de la raie qui prend une allure symétrique en « bosses de chameau ». La figure 11 reproduit un tel spectre, après traversée d'un écran,

dans le cas de la source d'étain dont le spectre est donné à la figure précédente (écran étain naturel  $\mu_{M_0} fN = 3,238$   $X = 21$   $\text{mg/cm}^2$ ).

Il faut noter l'élargissement considérable de la raie.

2° Le calcul de la transmission globale de l'écran pour le rayonnement gamma sans recul de la source pourrait se faire en déterminant la surface de la raie en bosses de chameau.

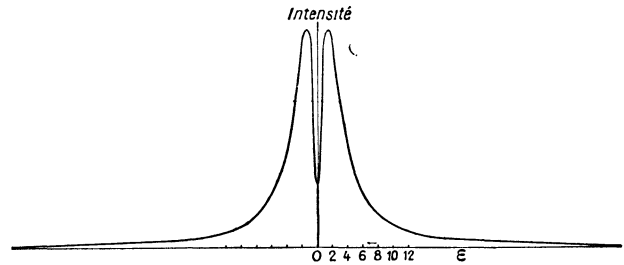


FIG. 11.

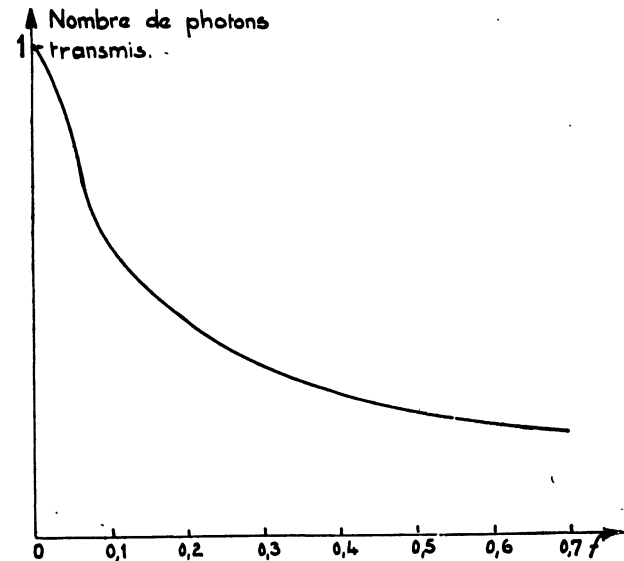


FIG. 12.

On pourrait aussi calculer  $T(X)$  par l'intégration

$$T(X) = \int_0^X W_h(\varepsilon) e^{-\left(\mu_e + \frac{\mu_{M_0}}{1 + \varepsilon^2}\right)X} d\varepsilon.$$

Cette intégration ne s'effectue plus de manière simple.

La figure 12 donne les variations de la transmission d'un écran d'étain naturel ( $21$   $\text{mg/cm}^2$ ) suivant une source non infiniment mince (celle dont le spectre est donné par la courbe II de la figure 10) en fonction de  $f = f'$ . Cette courbe a été calculée par la Section de Calcul Électronique du C. E. N. de Saclay.

**V. Expériences de transmission statiques et leurs résultats.** — Nous ne décrirons pas les dispositifs expérimentaux renvoyant aux articles cités en référence.

1° TRANSMISSION PAR DES ÉCRANS D'ÉPAISSEUR VARIABLE. — Ce procédé permet de déterminer à la fois les coefficients  $f$  et  $f'$ .

Certains auteurs ont vérifié expérimentalement les réseaux de courbes  $T(X)$  dans le cas de source non auto-absorbante ou peu auto-absorbante.

<sup>191</sup>Ir : Craig et al. [11] ont placé les points expérimentaux correspondant à des écrans d'épaisseur variable ( $1 < f'N\sigma_0 X < 5$ ) à  $T = 4$  °K. Leurs valeurs sont compatibles avec

$$f = 0,07 \pm 0,015 \text{ (Os)}$$

et  $f' = 0,047 \pm 0,015$  (Ir). Les valeurs calculées seraient

$$f = 0,066 \quad \Theta_{\text{Os}} = 300 \text{ et } f' = 0,061 \quad \Theta_{\text{Ir}} = 285.$$

<sup>57</sup>Fe : Ces expériences sont affectées par la décomposition Zeeman (voir plus loin). De Pasquali et al. [12] ont cherché néanmoins à déduire  $f$  et  $f'$  au moyen du réseau de courbes  $ff'$  mais la décomposition Zeeman fausse ces résultats.

<sup>197</sup>Au : Des mesures effectuées par Nagle et al. [22] à Los Alamos avec des sources de platine et trois épaisseurs d'écran donnent à 4 °K

$$f_{\text{Pt}} = (23 \pm 7) \% \text{ et } f_{\text{Au}} = (3 \pm 1) \%$$

2° EXPÉRIENCES D'ABSORPTION COMPARÉE A TEMPÉRATURE VARIABLE. — A. *Cas d'une source non auto-absorbante.* Les expériences peuvent être effectuées soit en maintenant la température de la source fixe et en cherchant la variation de la transmission d'un écran dont la température varie (ou l'inverse) soit en laissant écran et source à la même température  $T$  que l'on modifie. Dans le premier cas,  $f$  reste fixe et  $f'$  varie (ou *vice versa*); dans le second cas  $f$  et  $f'$  varient.

Lorsque l'écran est mince on obtient le produit  $ff'$ . Lorsque l'écran est très épais on obtient  $f$ .

<sup>191</sup>Ir : a) Mössbauer [2]. Dans ces premières expériences, l'écran était laissé à une température de 88 °K et la température de la source était variable. L'absorption relative était donc proportionnelle à  $f$ . Les valeurs calculées avec  $\Theta_{\text{Ir}} = 285$  sont (en %) 2,0 à 88 °K, 0,8 à 112 °K, 0,4 à 144 °K,  $10^{-5}$  à 300 °K. Les valeurs expérimentales qui devraient être égales à  $kf$ ,  $k$  étant inférieur à 1 sont 2,8 à 88 °K, 1,3 à 112 °K, 0,4 à 144 °K. L'allure de la variation est donc conforme à la courbe calculée, mais la valeur absolue de  $f$  est beaucoup plus grande (environ 2 fois). On pourrait interpréter ces résultats avec une température de Debye supérieure à 300°.

b) Craig et al. [11] à Los Alamos. Ces auteurs,

changeant simultanément les températures de la source et de l'écran, annoncent que la variation d'absorption est en accord avec les calculs de Visscher. En supposant que les variations de  $f$  et  $f'$  avec la température sont en accord avec la fonction  $f(\Theta/2T)$  et en utilisant les valeurs de  $\Theta$  et  $\Theta'$  tirées des résultats à 4 °K, on trouverait à 80 °K des valeurs de  $f$  et  $f'$  (déduites également des valeurs à 4 °K) de 0,0282 et 0,0137 respectivement, ce qui donnerait une absorption de l'écran utilisé de 0,7 % environ alors que le résultat expérimental est 1,6 % cadrant mieux avec  $f \approx 0,04$  et  $f' \approx 0,022$ . L'effet à 80 °K semble donc supérieur à celui attendu à partir des températures de Debye des tables.

c) Lee, Meyer et al. [13] à Argonne ont trouvé une variation d'absorption entre 91 °K et 300 °K de  $1,14 \pm 0,05$  % avec un écran de 880 mg et de  $0,83 \pm 0,04$  % avec un écran de 285 mg ; ils en déduisent des valeurs de  $f$  et  $f'$  de  $2,0 \pm 0,5$  % et  $11 \pm 3$  %, résultat très différent pour  $f'$  de celui des autres auteurs.

d) Bussière de Nercy, Langevin et Spighel [10] à Orsay. Ces auteurs utilisent un écran de 250 mg/cm<sup>2</sup> d'iridium ( $\mu'N\sigma_0$  de l'ordre de 0,4 ; à  $\approx 10$  % près, ils peuvent utiliser la formule en  $ff'$  et trouvent à 80 °K :

$$ff' = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \quad ff'_{\text{théor.}} = 5,7 \cdot 10^{-4}.$$

De cette série d'expériences, il ressort que les valeurs de  $f$  et  $f'$  sont en accord avec la théorie de Debye à 4 °K mais sont supérieures au-dessus de 80 °K impliquant des températures de Debye plus élevées que celles admises généralement.

<sup>182</sup>W : a) Lee et al. [13]. L'effet brut trouvé a été de 1 % à la température de l'azote liquide.

b) Bussière de Nercy et al. [10]. Effet brut 1,2 % (écran de 178 mg W).  $ff' = (8 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ . Valeur théorique :

$$\text{pour } \Theta_{\text{Ta}} = 230 \begin{cases} 1,3 \cdot 10^{-3} & \text{si } \Theta_{\text{W}} = 270 \\ 2,8 \cdot 10^{-3} & \text{si } \Theta_{\text{W}} = 330 \end{cases}$$

<sup>57</sup>Fe :  $f_{\text{théor.}} = 0,7$  à 300 °K ;  $f'_{\text{théor.}} = 0,9$  à 80 °K. Il n'y a pas d'auto-absorption dans le cas où la source est composée de <sup>57</sup>Co inclus dans un réseau de cobalt. Les expériences ont été surtout effectuées avec des sources produites ou introduites dans un réseau de fer.

<sup>119</sup>Sn : Les expériences ont été jusqu'ici réalisées avec des sources auto-absorbantes.

$$^{193}\text{Ir} : f_{\text{théor.}}(\text{Os}, 80 \text{ °K}) = 0,31$$

$$f'_{\text{théor.}}(\text{Ir}, 80 \text{ °K}) = 0,27$$

$$f_{\text{théor.}}(\text{Ir}, 300 \text{ °K}) \approx 12 \%$$

Bussière de Nercy et al. [10] ont effectué l'expérience avec un écran de 250 mg/cm<sup>2</sup>

(8,5 <  $\mu f' X$  < 25,5).  $f_{80^\circ \text{K}} = 10 \pm 2 \%$ , inférieur au tiers de  $f$  théorique.

*Remarque.* — Il est particulièrement intéressant de comparer les résultats obtenus pour les deux isotopes de l'iridium, 191 et 193, les expériences étant effectuées ici avec les mêmes réseaux cristallins pour la source (Os) et l'écran (Ir). Malgré l'incertitude sur la valeur de  $f$  expérimental liée à la non connaissance du spin de l'état excité de <sup>193</sup>Ir,  $f_{\text{exp}}$  est au plus égal à  $f_{\text{théor.}}/3$  alors que, pour <sup>191</sup>Ir,  $f \approx 2f_{\text{théor.}}$  à 80 °K. Cette différence peut peut-être s'interpréter par le fait que dans <sup>191</sup>Ir le rayonnement  $\gamma$  étudié suit une transition isomérique de faible énergie et que le noyau émetteur peut être resté lié au réseau alors que dans <sup>193</sup>Ir, le rayonnement  $\beta$  de 1,4 MeV de <sup>193</sup>Os peut avoir placé le noyau émetteur en position moins liée.

<sup>166</sup>Er : 80 keV. Bussière de Nercy et al. [10] trouvent

$$ff' = (4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$$

source Ho<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, absorbeur Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, correspondant à une température de Debye moyenne de 192 °K déduite de ces mesures.

<sup>153</sup>Eu 103 keV. L'équipe d'Orsay [10] a trouvé

$$ff' < 0,73 \cdot 10^{-4}$$

source Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, absorbeur Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, température de Debye déduite  $\leq 231$  °K.

B. Cas de sources auto-absorbantes.

<sup>119</sup>Sn : Barloutaud, Cotton, Picou et Quidort à Saclay [14], [15].

L'intérêt de <sup>119</sup>Sn est d'avoir, si l'on utilise comme source l'état isomère à 89 keV (fig. 13), un réseau identique pour la source et l'absorbeur (même température de Debye) et un rayonnement  $\gamma$  pur de 23,8 keV (le rayonnement qui alimente

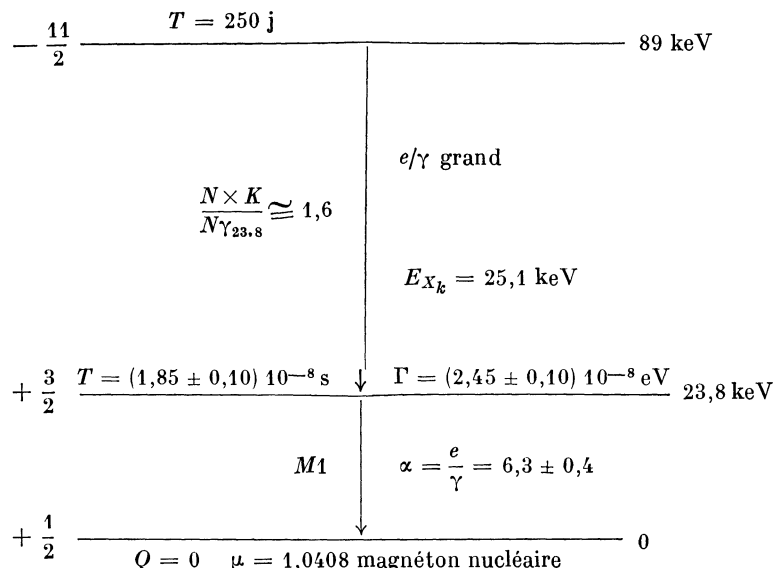


FIG. 13.

le niveau est pratiquement entièrement converti). Par contre, cette conversion interne donne lieu à un rayonnement X d'énergie très voisine (24,5 keV) de celle des photons étudiés ; on s'en protège par absorption sélective dans un écran de palladium.

Pour  $\Theta = 180$  :

$$\begin{aligned} f_{\text{th}} &= 0,58 \text{ à } 90 \text{ °K} \\ &\approx 0,19 \text{ à } 300 \text{ °K} \\ &\approx 0,03 \text{ à } 400 \text{ °K.} \end{aligned}$$

Les expériences ont été réalisées avec un écran presque complètement absorbant d'étain enrichi

en <sup>119</sup>Sn, en effectuant des mesures d'absorption entre des températures voisines de celles de l'eau bouillante, du laboratoire et de l'azote liquide. En supposant  $f = 0$  à la température de 100 °C, on a trouvé, toutes corrections effectuées :

$$f_{95^\circ} = 0,32 \pm 0,015 \quad f_{300^\circ} = 0,04 \pm 0,01,$$

résultat de deux séries de mesures indépendantes compatibles, y compris  $f_{400^\circ} < 0,01$  avec une température de Debye de 128 °K.

<sup>67</sup>Zn : La raie du zinc étant extrêmement fine ( $\tau = 1,3 \cdot 10^{-5}$ ), l'effet Mössbauer serait très inté-

ressant pour les applications. Mais les tentatives effectuées à Saclay [16] ont donné, avec des mesures croisées (écran 2 g/cm<sup>2</sup> laiton  $\gamma$  — Cu<sub>5</sub>Zn<sub>8</sub> —, source mince <sup>67</sup>Ga activée par réaction (d, n) sur le zinc) (7) :

$$\frac{\text{absorption à froid } 95^\circ - \text{absorption à chaud}}{\text{absorption à chaud}} = (1 \pm 3) \cdot 10^{-3},$$

ce qui entraîne, semble-t-il :  $f_{95^\circ} < 5 \cdot 10^{-3}$ .

**VI. Calcul de l'absorption dans le cas d'un écran mobile par rapport à la source.** — La raie efficace d'absorption est proportionnelle à

$$\frac{1}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2}$$

avec  $\varepsilon_v = \frac{v}{c} \frac{E_0}{\Gamma/2}$ , le déplacement étant dû à l'effet Doppler. L'intensité transmise, si la source a un spectre en  $W_e(E)$  sera proportionnelle à

$$T(v) = \int W_e(\varepsilon) e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x} d\varepsilon. \quad (46)$$

On peut la tracer en calculant pour chaque valeur de  $\varepsilon_v$  la surface de la courbe représentant les variations de la fonction

$$W_e(\varepsilon) \times e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x}$$

« coup de poing » dissymétrique sur  $W(\varepsilon)$ .

*Cas d'une source non auto-absorbante.* —  $W_e$  est proportionnel à  $\frac{1}{1 + \varepsilon^2}$ .

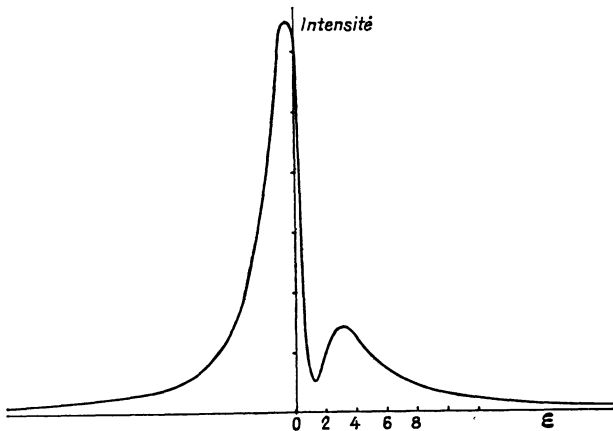


FIG. 14.

L'intensité transmise sera proportionnelle à l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \varepsilon^2} e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x} d\varepsilon \quad (47)$$

(7) L'effet relativiste [38] [39] [40] est ici particulièrement important et peut perturber les mesures.

(surface d'une courbe dissymétrique à deux « bosses ») (fig. 14).

L'intégrale ne se calcule pas immédiatement.

*Cas d'un écran mince.* — Il vient

$$e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x} = 1 - \left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x.$$

L'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[1 - \left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x\right] d\varepsilon$$

s'intègre dans ce cas et on trouve une fonction à forme Breit et Wigner

$$T(\varepsilon_v) = T\left(\frac{v}{c} E\right) = Cte \times \frac{1}{4 + \varepsilon_v^2}. \quad (48)$$

La largeur à mi-hauteur de la courbe fonction de la vitesse correspond donc à  $E_0 = 2\Gamma$  soit

$$\Delta v = C \times \frac{2\Gamma}{E_0}. \quad (49)$$

*Cas d'un écran épais.* — Dans le cas d'un écran très épais l'absorption ne change pas avec la vitesse, tous les photons finissent par être absorbés par les « ailes ».

*Cas intermédiaire.* — La largeur sera supérieure à  $2\Gamma \frac{v}{c}$  mais de plus la courbe n'a plus une forme représentée par une formule de Lorentz.

On sera amené en pratique à se placer dans ce cas par compromis entre la nécessité d'avoir une différence notable entre vitesse très grande et vitesse nulle (absorption Mössbauer notable) et le souci de ne pas trop élargir la raie.

*Cas d'une source auto-absorbante.* — La forme du spectre d'émission  $W_e(\varepsilon)$  est donnée par les formules du paragraphe sur l'absorption des sources. L'intégrale est encore plus compliquée à calculer.

La figure 15 reproduit une courbe relative à

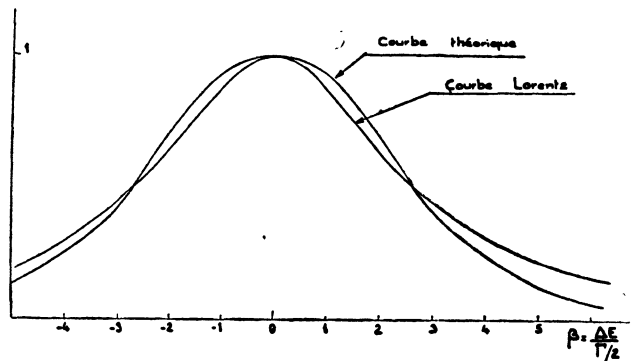


FIG. 15.

l'étain calculée par intégration graphique comparée à une courbe de Lorentz de même largeur.

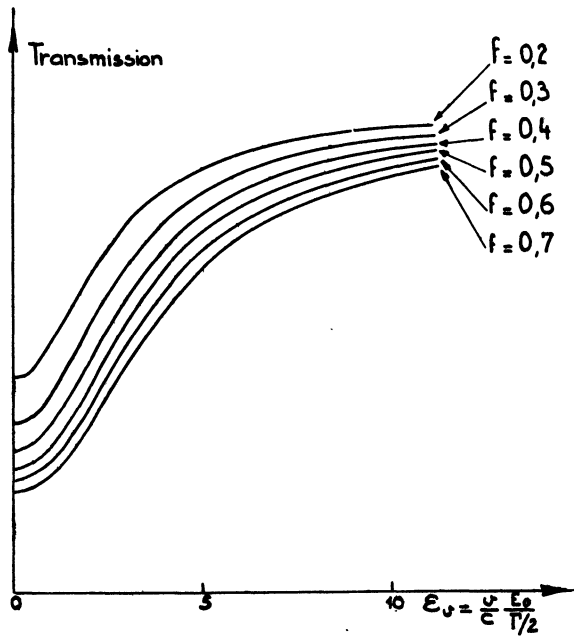


FIG. 16.

La figure 16 donne les courbes en fonction de la vitesse pour la source d'étain-119 dont le spectre d'émission est représenté par la courbe II de la figure 10 pour  $f = 0,30$ , tracées pour différentes valeurs de  $f = f'$ . Ce réseau de courbes a été

tracé d'après les calculs effectués par la Section de Calcul Électronique de Saclay.

**VII. Expériences d'absorption avec déplacement longitudinal relatif source-écran.** — DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX. — Les largeurs des raies étudiées s'étendent dans un vaste domaine. Pour un écran mince, l'absorption Mössbauer sera moitié du maximum pour  $v_{\Gamma} = \frac{\Gamma}{E_0} \times c$ .

La « largeur en vitesses » dépend donc de la finesse relative de la raie  $\Gamma/E_0$  ; à durée de vie égale des états excités, la largeur varie en raison inverse de l'énergie de la transition.

Pour l'iridium-191, les vitesses Doppler doivent être de l'ordre du centimètre par seconde. Pour le zinc-67 l'absorption résonnante est réduite de moitié pour une vitesse de  $0,13 \mu/s$ . Pour le fer et l'étain, il s'agit de dixièmes de millimètre par seconde.

Les dispositifs mécaniques utilisés sont divers : rotation avec utilisation du mouvement tangentiel (Mössbauer [3], Craig et al. [11]), rotation avec utilisation d'une composante faisant un petit angle avec le plan de la roue [12], vibration électromagnétique par moteur de haut-parleur [13], [17], [18], vibration électrostatique, quartz piézo-électrique, dispositif à magnétostriction, déplacement linéaire par vis de palmer [14], [15] (fig. 15 et 16) ou chariot de tour [19]. Certains dispositifs permettent d'enregistrer automatiquement les comptages correspondant à plusieurs vitesses [20].

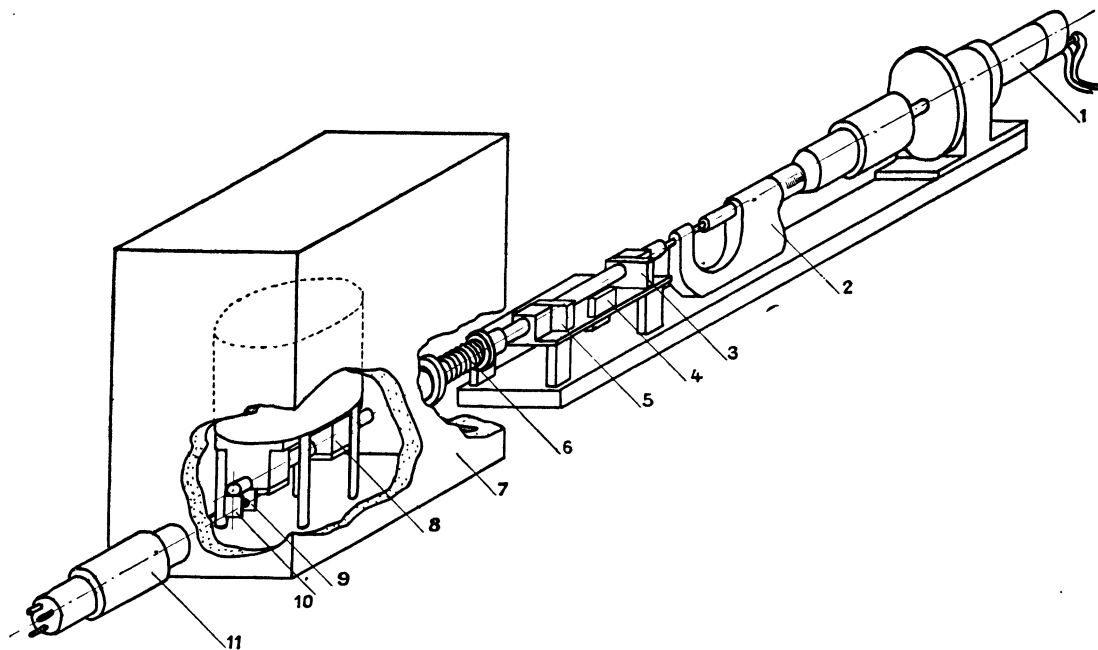


FIG. 17. — 1) Moteur-Réducteur ; 2) Palmer ; 3) Inverseur électrique ; 4) Déclenchement-comptage ; 5) Inverseur électrique ; 6) Ressort de rappel ; 7) Enceinte calorifuge ; 8) Bloc conducteur thermique ; 9) Porte-source fixe ; 10) Écran mobile ; 11) Photomultiplicateur.

Les difficultés mécaniques sont grandes pour obtenir un mouvement bien reproductible, uniforme, connu avec précision et sans mouvements parasites. Dans le cas du zinc, et *a fortiori* d'états métastables de vie longue, le problème même de l'existence de véritables expériences statiques se trouve posé, l'élimination de toutes vibrations, dilatations etc... demandant des précautions spéciales.

EXPÉRIENCES RÉALISÉES ET RÉSULTATS :

<sup>191</sup>Ir : a) Mössbauer [3] à Heidelberg en 1959. L'auteur utilisait un écran d'iridium naturel

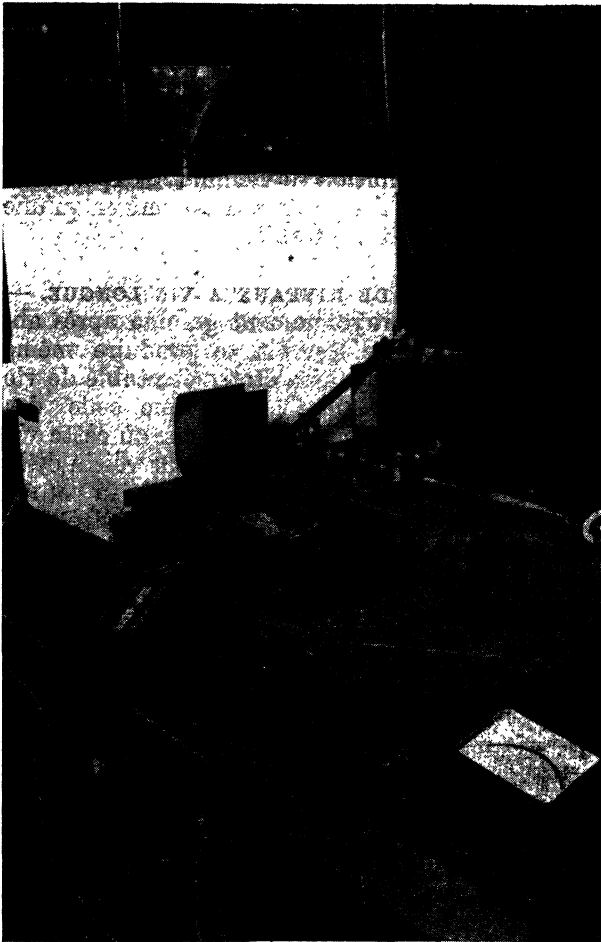


FIG. 18.

( $1,07 \cdot 10^{21}$  noyaux d'iridium par  $\text{cm}^2$ ) ; la largeur de la raie exprimée en vitesse a été trouvée égale à environ  $2,7 \text{ cm/s}$  donnant  $\tau = 1,4^{+0,2}_{-0,1} \cdot 10^{-10} \text{ s}$ . L'absorption « tout ou rien » donne une absorption Mössbauer de  $1,1 \%$ .

b) Lee et al. [13] à Argonne, Craig et al. [11] à Los Alamos. Avec  $n = 1,69 \cdot 10^{21}$  atomes/ $\text{cm}^2$ , la largeur trouvée  $2(2,15 \pm 0,4) \text{ cm/s}$  correspond à

une vie moyenne de  $(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ . Ces auteurs utilisaient un écran de  $88 \text{ g/cm}^2$ . La largeur à mi-hauteur de la raie tracée en fonction de la vitesse est approximativement de  $3 \text{ cm/s}$  d'où ils déduisent une vie moyenne de  $1,3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  en bon accord avec Mössbauer.

<sup>182</sup>Ta : Lee et al. [13] Argonne. La vie moyenne déduite de la courbe fonction de la vitesse est  $(0,63 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$  à comparer avec la valeur de Sunyar [23] :  $1,3 \cdot 10^{-9}$ .

<sup>57</sup>Fe : Les résultats dépendent en réalité de l'effet Zeeman ; nous en parlerons plus loin. La largeur de la raie centrale théorique pour une cible et un écran mince est la largeur la plus fine obtenue expérimentalement ; elle est de  $\Delta v = 0,34 \text{ mm/s}$ . L'utilisation d'écrans de plus en plus épais en fer-57 à la température ordinaire a permis de mettre en évidence des variations d'absorption (rapide/immobile) dépassant  $50 \%$  ( $f_{\text{théor.}} = 0,7$ ) [21].

<sup>119</sup>Sn : Barloutaud, Cotton, Picou, Quindort [14], [15] à Saclay. Les figures 17 et 18 reproduisent le dispositif. La possibilité d'un effet lié au dédoublement quadrupolaire a été envisagée (voir ci-dessous) mais n'est pas nettement mise en évidence. L'écran d'étain naturel avait une épaisseur de  $21 \text{ mg/cm}^2$ . La demi-largeur  $\Delta v = 0,5 \text{ mm/s}$  correspond à la vie moyenne mesurée directement

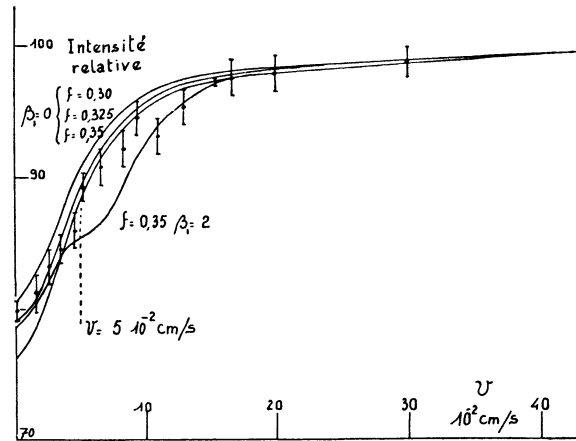


FIG. 19. —  $\beta_1 = \frac{eQ}{\Gamma/2} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ .

avec  $f = 0,32$  (fig. 19). Le résultat tout ou rien donne  $f_{95\%} = 0,31$ .

<sup>197</sup>Au : Nagle et al. [22] à Los Alamos. Expériences effectuées à  $4 \text{ }^\circ\text{K}$ . Source <sup>197</sup>Pt ou <sup>197</sup>Hg. La largeur de la raie correspond, en vitesse, à 2 fois  $3,5 \text{ mm/s}$  ce qui donnerait, d'après des calculs de Visscher  $(0,82 \pm 0,15) \cdot 10^{-9}$ , la valeur mesurée par coïncidences différées étant

$$(2,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ [23].}$$

La structure de la raie présente quelques aspects anormaux qui sont à l'étude. Des expériences ont

été faites en utilisant comme corps radioactif  $^{197}\text{Hg}$ . Pour observer un effet, il est nécessaire d'amalgamer le mercure actif à l'or en opérant par traitement thermique prolongé.

Un écran constitué de composé intermétallique  $\text{AuAl}_2$  a été utilisé avec une source de platine mais l'absorption Mössbauer observée n'a été que  $0,3 \pm 0,3 \%$  au lieu des  $21 \%$  théoriques.

**VIII. Calculs et expériences de diffusion.** — Les noyaux excités par absorption résonnante du rayonnement  $\gamma$  se dés excitent évidemment en réémettant un photon ou un électron de conversion.

1. **DIFFUSION RAYLEIGH.** — La mise en évidence de la diffusion résonnante du rayonnement  $\gamma$

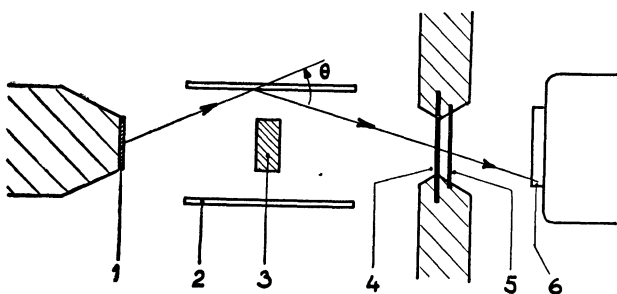


FIG. 20. — 1. Source  $^{119}\text{Sn}^*$  dans étain enrichi en  $^{118}\text{Sn}$ ; 2. Diffuseur; 3. Écran de bismuth; 4. Écran d'étain enrichi (71,5 %  $^{119}\text{Sn}$ ); 5. Écran de palladium absorbant les rayons X; 6. Scintillateur et photomultiplicateur.

absorbé sans recul nécessite une bonne connaissance de la diffusion Rayleigh par les électrons atomiques et ne peut être réalisée que pour un émetteur ne donnant pas lieu à trop de diffusion Compton de photons  $\gamma$  d'énergie supérieure à celle de la transition étudiée.

Tzara et Barloutaud [6] ont utilisé à Saclay le rayonnement  $\gamma$  de 23,8 keV de  $^{119}\text{Sn}$ ; ils ont mis d'abord en évidence, au moyen du dispositif expérimental reproduit figure 20, la diffusion Rayleigh sans émission de phonon par l'étain. Les diffuseurs utilisés étaient constitués de platine, d'aluminium, de carbone et de paraffine. Les résultats obtenus par absorption dans un écran de  $^{119}\text{Sn}$  à froid et à chaud sont en accord avec les valeurs attendues, compte tenu des photons diffusés inélastiquement (avec excitation des niveaux électroniques) et des rayons X. Cette méthode permettra sans doute d'étendre l'emploi du rayonnement  $\gamma$  sans recul à l'étude de substances diverses.

2. **DIFFUSION RÉSONNANTE.** — Utilisant dans le même dispositif expérimental un diffuseur d'étain, ils ont, en supprimant l'écran, mis en évidence la diffusion résonnante du rayonnement  $\gamma$  [24]; le rapport des intensités détectées à chaud et à froid,

compte tenu des diffusions parasites par les supports etc..., donne le rapport

$$\frac{\text{diffusion résonnante}}{\text{diffusion non résonnante}}$$

(à des corrections près, correspondant notamment à la diffusion résonnante à chaud). A l'angle choisi (angle moyen  $50^\circ$ ) la diffusion résonnante à  $90^\circ\text{K}$  est environ cinq fois supérieure à la diffusion non-résonnante.

3. **COHÉRENCE DANS LA DIFFUSION RÉSONNANTE.** — Le P<sup>r</sup> Kastler dans une note récente [25] signalait que l'effet Mössbauer pouvait être utilisé pour vérifier les prévisions de Weisskopf [26] suivant lesquelles la diffusion résonnante s'effectuait de manière cohérente. Il propose de tenter d'observer les figures de diffraction de Bragg ou de Von Laue produites par le rayonnement gamma sans recul, en les distinguant de celles observées habituellement avec les rayons X ou gamma qui sont produites par la diffusion Rayleigh. Les expériences de Barloutaud et Tzara semblent montrer qu'une telle expérience est réalisable.

4. **EXCITATION DE NIVEAUX A VIE LONGUE.** — La réémission de rayonnement gamma après absorption résonnante devrait se produire même lorsque l'état excité est un état métastable de vie moyenne beaucoup plus longue que celle des noyaux étudiés jusqu'ici. Dans le cas où cette vie moyenne atteint un ordre de grandeur voisin de la minute, on pourrait séparer l'écran de la source et observer le rayonnement réémis sans être gêné par les photons gamma ayant traversé l'écran sans interaction, ni par ceux diffusés par diffusion Rayleigh. Tzara [27] a proposé de réaliser cette expérience sur les rayonnements gamma voisins des deux isotopes de l'argent ( $^{107}\text{Ag}$ :  $E_0 = 93$  keV  $T = 44$  s;  $^{109}\text{Ag}$ :  $E_0 = 88$  keV,  $T = 39$  s) en opérant à la température de l'hélium liquide.

La largeur théorique d'un niveau de 60 s est  $10^{-17}$  eV mais les fluctuations des champs électromagnétiques à l'intérieur du réseau (voir paragraphe suivant) élargissent pratiquement la raie par un facteur supérieur à  $10^3$ . La section efficace d'absorption se trouve réduite d'autant, néanmoins avec une source de l'ordre du curie préparée par réaction  $\gamma$ ,  $\gamma'$  dans le flux intense d'un accélérateur linéaire on devrait pouvoir obtenir un comptage de plusieurs centaines de coups par seconde. L'expérience va être tentée à Saclay. La grande difficulté réside dans la possibilité d'élargissement de la raie par des effets divers et notamment par le mouvement relatif possible des noyaux émetteur et absorbant. (Leur vitesse relative radiale doit être inférieure à  $10^{-11}$  cm/s.)

**IX. Dédoublément des rayonnements  $\gamma$  par l'action des champs électromagnétiques sur les**

**moments nucléaires.** — 1° EFFET ZEEMAN NUCLÉAIRE. — A) *Existence de l'effet.* — La valeur du magnéton nucléaire étant  $3,16 \cdot 10^{-12}$  eV/cersteds, un champ magnétique de  $10^4$  cersteds agissant sur un noyau dans un état de spin  $J$  et de moment magnétique de cette valeur séparera le niveau initial en  $2J + 1$  niveaux distants de  $\frac{3,16 \cdot 10^{-8}}{J}$  eV.

Pour une raie de largeur nettement inférieure à cette valeur (vie moyenne supérieure à  $2 \cdot 10^{-8}$  s) on peut espérer observer l'effet pour des champs magnétiques réalisables au laboratoire. Ces valeurs ne constituent qu'un ordre de grandeur grossier, il faut dans chaque cas particulier examiner comment se présente le multiplet possible).

La variation de l'absorption Mössbauer en fonction du champ magnétique pourra fournir déjà des renseignements, l'analyse par mouvement relatif de la source et de l'écran donnera une analyse plus complète. Enfin la polarisation des composantes du multiplet peut parfois être mise en évidence.

B) *Décomposition par champ interne d'une substance ferromagnétique.* — Cas de l'état à 14,4 keV de  $^{57}\text{Fe}$ . — Cet état a une largeur naturelle de  $4,6 \cdot 10^{-9}$  eV ; la probabilité théorique d'émission sans recul est  $f = 0,7$  à la température ordinaire, le fer est donc un noyau très favorable. Le champ interne du fer atteignant plusieurs centaines de milliers de gauss, la raie  $\gamma$  de 14,4 keV doit se trouver décomposée sans intervention d'aucun autre champ intérieur, malgré la petitesse du moment magnétique de l'état fondamental. En déplaçant radialement un écran de fer par rapport à une source de  $^{57}\text{Co}$  incluse dans un réseau de fer, Pound et Rebka [18] à Princeton ont observé un maximum central d'absorption pour  $v = 0$  et trois autres maximums pour des vitesses respectives de 0,26 — 0,52 et 0,78 cm/s. De Pasquali, Frauenfelder, Margulies et Peacock [12] à Urbana ont observé la même structure. Les chercheurs d'Argonne [19] ont observé 5 maximums d'absorption de chaque côté du maximum central : en orientant parallèlement ou perpendiculairement l'un à l'autre les champs internes de la source et de l'écran au moyen des champs externes de deux aimants permanents [28] ces auteurs ont pu absorber successivement les composantes  $\sigma$  et les composantes  $\pi$ . Ces dernières expériences ont montré que deux des maximums observés dans l'observation de rayonnements  $\gamma$  non polarisés sont en réalité doubles ce qui conduit à 8 maximums d'absorption, le maximum central compris. Cette structure s'interprète parfaitement (y compris les intensités relatives des raies observées avec et sans polarisation) en utilisant la valeur récemment mesurée [29]

$$+ (0,0903 \pm 0,0007)$$

magnéton nucléaire du moment magnétique de l'état fondamental de  $^{57}\text{Fe}$  et en supposant que la transition est de type M1 pur. Les valeurs du champ magnétique interne  $(3,33 \pm 0,10) \times 10^5$

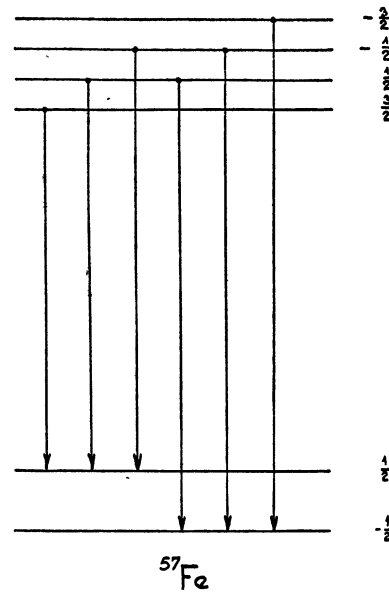


FIG. 21.

cersteds et du moment magnétique de l'état de 14 keV —  $(0,153 \pm 0,004)$  magnéton nucléaire résultent de cette analyse. Le schéma de décomposition des niveaux est donné figure 21.

La forme des 6 raies naturelles d'émission (dessinées en admettant une largeur correspondant à la vie moyenne) est reproduite figure 22 pour le cas de l'observation sans polarisation. Le déplacement de l'écran par rapport à la source décale

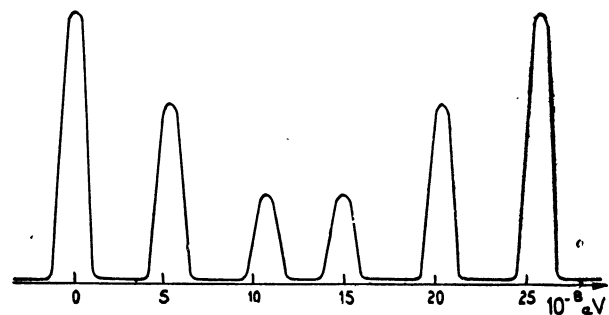


FIG. 22.

l'ensemble des multiplets l'un par rapport à l'autre et, compte tenu des écarts, on observe 8 coïncidences lorsque la vitesse croît. Les raies « en vitesse » sont, comme dans le cas d'une raie unique de largeur supérieure à deux fois la largeur  $\frac{\Gamma}{E} \times c$  (les largeurs expérimentales des raies satel-

lites étant d'ailleurs différentes de celle de la raie centrale).

L'analyse des raies pourrait se faire aussi en utilisant un écran constitué d'un composé de fer non ferromagnétique ; on doit observer alors 6 raies seulement lors des variations de la vitesse. Des expériences sont en cours à Saclay [20] en utilisant un écran de pyrite ( $\text{FeS}_2$ ) dont la température de Debye élevée permet l'effet Mössbauer. L'absorption est minimum dans ce cas pour  $v = 0$  comme prévu, aucune composante du multiplet de la source ne coïncidant alors avec la raie de l'écran.

*Conséquences pour l'absorption Mössbauer du rayonnement du fer.* — La section efficace d'absorption sera différente de celle calculée dans le cas d'une raie non dédoublée et devra être calculée compte tenu des intensités des différentes composantes du multiplet ; (dans le cas où l'on observe les polarisations il faudra tenir compte aussi de la conservation du nombre quantique magnétique).

La transmission d'un écran non infiniment épais n'est donc plus donnée, même pour une source mince, par la formule 41. Le  $f$  apparent déterminé par expérience « chaud/froid » ou « immobile/rapide » peut être ainsi grossièrement faux.

La largeur de la raie centrale déterminée par des expériences de déplacement varie beaucoup d'une expérience à l'autre [18],[17],[12],[21] et a toujours été trouvée nettement supérieure  $2c \frac{\Gamma}{E} = 0,18 \text{ mm/s}$ .

Il est difficile de dire si cet effet peut s'expliquer uniquement par l'épaisseur des écrans et des sources ou s'il peut être accru par des fluctuations du champ interne.

Le traitement thermique de la source modifie très notablement, comme dans le cas de  $^{197}\text{Au}$ , l'importance de l'effet Mössbauer.

Les composés non métalliques donnent lieu à un effet souvent peu important [21].

C) *Décomposition par un champ magnétique externe.* — *Cas de  $^{119}\text{Sn}$ .* — Picou, Barloutaud et Quidort [30] ont réalisé à Saclay la mise en évidence de la décomposition Zeeman par un champ magnétique externe de 20 000 oersteds. Les spins étant les mêmes que dans le cas de  $^{57}\text{Fe}$ , la décomposition est la même. Le moment magnétique de l'état fondamental étant de  $-1,0409$  magnéton nucléaire, la séparation du doublet correspondant est de l'ordre de  $6,4 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$ . La source seule étant placée dans le champ, la variation de la vitesse de l'écran ne donnera lieu qu'à 6 raies « en vitesse ». L'ordre de grandeur de la largeur naturelle de la raie en l'absence de champ étant trop grand on ne sépare pas nettement les raies qui se chevauchent, mais l'expérience donne une limite de la valeur du moment magnétique de l'état excité de  $^{119}\text{Sn}$  à 23,8 keV :  $|\mu| < 0,15$  magnéton nucléaire.

*2° Effet quadrupolaire.* — L'action des gradients des champs électriques internes doit dédoubler aussi les niveaux et par suite les rayonnements observés. Dans le cas de  $^{119}\text{Sn}$  le niveau excité pourrait être ainsi divisé en deux  $\pm \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2}$ . La raie

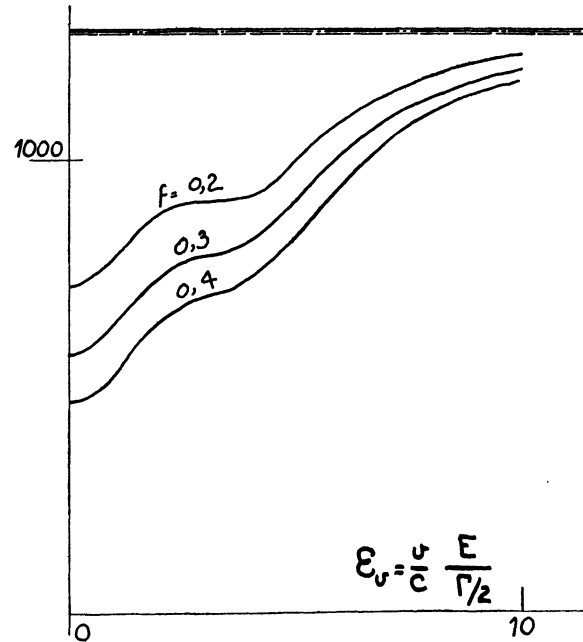


FIG. 23.

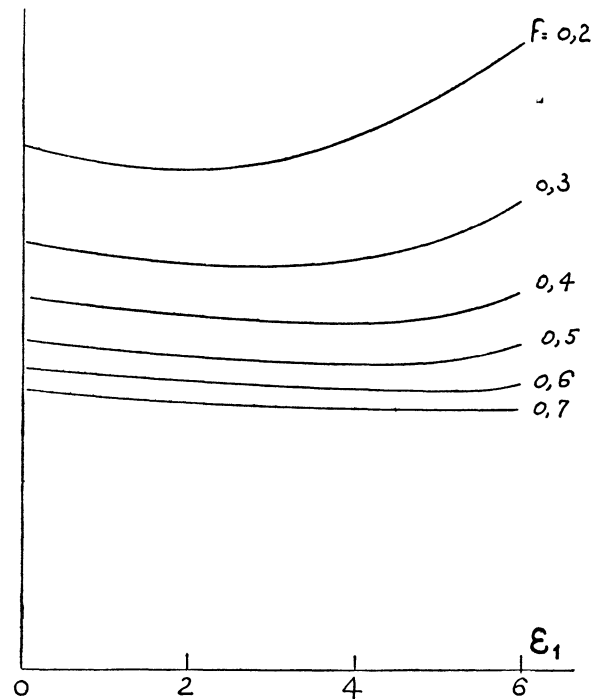


FIG. 24. — Transmission en fonction de  $\epsilon_1 = \frac{eQ}{\Gamma/2} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  (effet quadrupolaire).

explorée par effet Doppler donnerait lieu à un doublement ou un élargissement. La Section de Calcul Électronique du C. E. N. a calculé les formes de raies attendues suivant l'importance de l'effet (fig. 23). La raie expérimentale (fig. 19) n'est pas dédoublée, mais semble légèrement élargie. La mesure ne peut donner le moment quadripolaire  $eQ$  mais seulement le produit  $eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  de ce moment par le gradient de champ électrique  $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  (15) (fig. 24).

### X. Application de l'effet Mössbauer à la vérification des conséquences de la relativité générale et de la relativité restreinte. — 1. CHANGEMENT DE FRÉQUENCES DES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. —

La très grande finesse naturelle des raies d'émission  $\gamma$  permet, dès lors qu'on peut y atteindre, de déterminer de tout petits déplacements de ces raies : la mise en évidence de l'effet Zeeman nucléaire vient de nous en donner un exemple. Il était donc naturel de penser à utiliser l'effet Mössbauer pour mettre en évidence, dans le champ de gravitation terrestre, le changement de fréquence — donc d'énergie — dû à la variation du potentiel de gravitation, changement qui a été observé par le déplacement vers le rouge des raies optiques émises par le soleil et observées sur la terre. Wilkinson et Devons [31], Pound et Rebka [32], Cranshaw et Schiffer [17] et bien d'autres ont réalisé cette possibilité dès qu'ils ont eu connaissance de l'effet Mössbauer et la première expérience vient d'être réalisée à Harwell [33] avec un résultat concluant.

*Principe de l'expérience.* — La source radioactive et l'écran absorbeur constituent deux horloges et si source et écran sont placés à deux altitudes différentes de  $h$  cm la différence relative de ces fréquences (donc des énergies d'émission et d'absorption des photons) sera

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta V_{\text{grav.}}}{c^2} \simeq \frac{gh}{c^2} = 1,09 \cdot 10^{-18} h_{\text{cm}} \quad (50)$$

$g$  étant l'accélération de la pesanteur,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\Delta V_{\text{grav.}}$  la variation du potentiel gravifique.

La largeur relative à leur énergie des raies  $\gamma$  étant, pour  $^{57}\text{Fe}$ , de  $3,3 \cdot 10^{-13}$  (théorique) et d'environ  $7 \cdot 10^{-13}$  (largeur expérimentale), de  $10^{-12}$  pour  $^{119}\text{Sn}$ , de  $5 \cdot 10^{-16}$  pour  $^{67}\text{Zn}$  (valeur théorique), l'un de ces noyaux peut être utilisé entre autres.  $^{67}\text{Zn}$  donne théoriquement la raie la plus fine, mais aucune publication n'ayant encore donné de résultats positifs sur l'effet Mössbauer appliqué à ce nuclide, Cranshaw, Schiffer et Whitehead ont utilisé à Harwell  $^{57}\text{Fe}$ . L'expérience a été réalisée dans un tube vertical de 12 mètres de long, vide

d'air, avec la source à une extrémité, l'écran à l'autre. Par comparaison des comptages lorsque l'effet de la gravitation est ajouté et soustrait à l'effet d'une vitesse radiale de l'écran, on déduit  $\frac{\Delta E}{E}$ .

Le résultat attendu  $\frac{\Delta E}{E} \approx 1,3 \cdot 10^{-15}$  doit entraîner une différence de comptage relative  $3,9 \cdot 10^{-4}$ . L'expérience a donné  $0,96 \pm 0,45$  fois l'effet escompté et de nombreux contrôles témoignent de la valeur de cette mesure. De nouvelles expériences sont attendues.

2. ACTION D'UN CHAMP D'ACCÉLÉRATION. — Hay, Schiffer, Cranshaw et Egelstaff [34] ont réalisé également à Harwell une expérience mettant en évidence à l'aide de l'effet Mössbauer sur  $^{57}\text{Fe}$  le changement de fréquence résultant de la variation du potentiel d'accélération entre la source et l'absorbeur dans le cas où la source est placée au centre d'un rotor tournant à 500 t/s et l'écran à la périphérie

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \left( \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \right)}{c^2}. \quad (51)$$

La vérification est excellente  $\left( \frac{\Delta E}{E} = 1,038 \right)$ .

Mais cette expérience, comme c'est le cas semble-t-il chaque fois qu'un champ d'accélération est produit par un mouvement stationnaire, peut être interprétée aussi en utilisant uniquement des considérations de relativité restreinte et de référentiel tangent (effet Doppler transverse). Par contre, l'expérience du champ terrestre [10] montre l'équivalence du champ de gravitation à un champ d'accélération.

3. Cocconi et Salpeter [35] appliquant le principe de Mach ont suggéré une expérience permettant de mettre en évidence (ou tout au moins de lui fixer une limite supérieure) la différence entre les masses inertes d'un même corps se déplaçant dans la direction du centre de gravité de notre galaxie ou perpendiculairement à cette direction. Cette expérience consisterait à étudier la variation des formes des raies de  $^{57}\text{Fe}$  dont les spins seraient alignés dans la source et l'écran lorsque l'orientation de ces spins par rapport à la galaxie est modifiée, les composantes Zeeman devant être dédoublées encore par cet effet.

4. EFFET DE LA VARIATION RELATIVISTE DE LA MASSE DES NOYAUX ÉMETTEUR ET ABSORBANT. — Pound et Rebka [40]<sup>(8)</sup> ont montré que la variation de masse du noyau émetteur par suite de l'émission  $\gamma$  changerait l'état du réseau et donnerait lieu

<sup>(8)</sup> Cet effet a été prévu indépendamment par Josephson [38].

à émission de phonon si elle n'était pas compensée par une petite variation de l'énergie du photon émis. Donc dans le cas de l'émission sans recul, l'énergie du rayonnement émis dépend de l'énergie moyenne par atome dans le réseau et par suite, entre autres, de la température. Cet effet qui est de  $\frac{\Delta E}{E} = 2.10^{-15}$  par degré pour  $^{57}\text{Fe}$  a été vérifié expérimentalement [40]. Les expériences de gravitation vont être reprises avec un meilleur contrôle des températures. L'effet doit se traduire par la mise en évidence de variations d'énergie en fonction d'autres paramètres que la température. Il doit permettre aussi de balayer une raie par variation de la température.

**XI. Répartition dans le temps des photons émis sans recul et détectés après traversée d'un écran** [36]. — On sait que l'exponentielle exprimant la loi de répartition des temps de vie des photons émis lors de la désexcitation d'un état de vie moyenne

$$N(t) dt = e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (52)$$

est la transformée de Fourier de la fonction de Lorentz exprimant la loi de répartition de leurs énergies

$$W(E) dE = \frac{dE}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (53)$$

$\tau$  étant lié à  $\Gamma$  par la relation d'indétermination

$$\tau \times \Gamma = \hbar. \quad (1)$$

La mesure de la vie moyenne d'un niveau par coïncidences différées implique donc en principe que les photons reçus par le détecteur aient un spectre énergétique de forme de Lorentz (c'est-à-dire Breit-Wigner). Dans le cas de l'émission avec recul d'une source solide ou gazeuse, le spectre est en réalité maxwellien mais cette modification est le résultat non d'une disparition d'un certain nombre de photons — une sélection — mais d'une perte ou d'un gain d'énergie de ces photons liés au recul et à l'agitation thermique. La mesure donne bien la vie moyenne du niveau.

Après traversée d'un écran, le spectre d'un rayonnement émis est au contraire modifié par l'absorption d'un certain nombre de photons. Dans le cas de rayonnement émis par un solide sans recul, l'écran absorbe préférentiellement les photons ayant la fréquence la plus probable et le spectre d'énergie à la sortie de l'écran une forme très modifiée, telle que celle matérialisée par la courbe à « bosses de chameau » de la figure 11 relative à  $^{119}\text{Sn}$ .

Holland et al. [36] à Argonne ont étudié, dans le cas du fer-57 la loi de la répartition des temps de vie mesurés par coïncidences différées. La loi obtenue correspond bien en gros à ce qu'on pouvait

attendre de la transformée de Fourier d'une courbe dont les « ailes » sont favorisées au détriment de la région centrale par rapport à une courbe de Lorentz. Un article théorique de Hamermesh [37] doit être publié sur ce sujet qui met en jeu les principes fondamentaux de la mécanique quantique. Toute une série d'expériences intéressantes peuvent être réalisées dans cette optique.

**XII. Possibilités et perspectives.** — 1° **PHYSIQUE GÉNÉRALE.** — L'effet Mössbauer a permis la mise en évidence, dans le cas d'états excités, des noyaux de phénomènes observés déjà pour d'autres rayonnements, effet Doppler, effet Zeeman en particulier.

D'autres effets peuvent peut-être ainsi être étendus à ces états nucléaires.

L'emploi des rayonnements  $\gamma$  sans recul a permis aussi, comme nous venons de le voir, d'aborder avec une meilleure précision la vérification de principes généraux (relativité générale, mécanique quantique). Cet emploi est certainement loin d'être épuisé.

2° **PHYSIQUE NUCLÉAIRE.** — Les résultats obtenus jusqu'ici sont relativement restreints dans la mesure où ils concernent notre connaissance des noyaux atomiques. Des vies moyennes, des moments magnétiques ont été mesurés et cette méthode pourra donner lieu à d'autres mesures qui enrichiront notre catalogue. Cela peut sembler limité, mais cette impression première peut être tout à fait erronée et je ne pense pas qu'il soit exclu qu'une découverte importante surprenne les sceptiques.

3° **PHYSIQUE DU SOLIDE, MAGNÉTISME, ETC.** — L'effet Mössbauer constitue un moyen d'attaque nouveau pour atteindre les structures des corps solides. Le fait de savoir dans quelle mesure une transformation antérieure, mettant en jeu des énergies élevées (réactions nucléaires, radioactivité alpha), laisse le noyau suffisamment lié au réseau pour qu'il puisse émettre avec une probabilité non négligeable un rayonnement  $\gamma$  sans recul, pourrait donner des renseignements supplémentaires.

L'étude systématique des proportions d'émission sans phonon par des noyaux placés artificiellement dans un réseau proche ou totalement étranger pourrait renseigner sur ces réseaux (en même temps qu'elle pourrait éventuellement ouvrir des voies nouvelles d'étude de certains noyaux radioactifs). La position des noyaux d'impuretés dans le réseau (dans le cas de semi-conducteurs et du germanium en particulier) pourrait peut-être être précisée. Et l'étude du magnétisme au moyen des rayonnements des noyaux ferromagnétiques et de ceux des terres rares bénéficie aussi d'un instrument sans doute puissant. La diffusion Ray-

leigh de photons monoénergétiques peut étendre le champ d'application de la méthode.

En conclusion, il semble donc que cet effet Mössbauer, qui aurait pu sans doute être découvert depuis longtemps (bien que les techniques modernes de détection des rayonnements gamma de faible énergie — compteurs proportionnels, scintillateurs minces — en facilitent grandement l'étude) a apporté et apportera encore dans de nombreux domaines physiques des résultats très importants. Il illustre la nécessité d'échanges entre les diverses branches de la physique, même dans notre époque d'extrême spécialisation.

\* \* \*

Les calculs d'absorption résonnante avec et sans mouvement ont été faits avec la collaboration de MM. R. Barloutaud et J. L. Picou. Je les remercie ainsi que MM. A. Bragman, Tzara, Solomon, Messiah, Jacrot, Schatzman, M. Langevin, Shafroth, pour les discussions que j'ai eues avec eux et la communication de leurs résultats avant publication. J'exprime également ma gratitude à MM. les P<sup>rs</sup> Cranshaw, Schiffer, Josephson et les D<sup>rs</sup> Nagle, Craig, Dash, Reising qui m'ont, eux aussi envoyé leurs manuscrits avant publication.

**Note ajoutée sur épreuves (5 mai 1960).** — Depuis la réunion de la Société Française de Physique (Section de Physique Corpusculaire) à Grenoble, de nombreux résultats nouveaux sur l'effet Mössbauer ont été annoncés et même publiés. Je crois indispensable de signaler les plus importants d'entre eux :

1° *Relativité* : Les mesures effectuées par POUND et REBKA Jr (*Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 335) dans la tour de 22 mètres de l'Université d'Harvard, corrigées soigneusement des divers effets correctifs, ont donné un déplacement relatif de  $(5,13 \pm 0,51) \cdot 10^{-15}$ , la valeur théorique étant  $4,92 \cdot 10^{-15}$ . La grande presse a annoncé que des expériences positives avaient également été effectuées en Union Soviétique.

2° O. C. KISTNER et A. W. SUNYAR (*Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 412), effectuant à Brookhaven des expériences sur l'absorption résonnante du rayonnement gamma de  $^{57}\text{Fe}$  en utilisant une source d'acier inox (champ magnétique interne nul) et un absorbeur de  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  enrichi (antiferromagnétique, champ interne déduit de la mesure  $5,15 \cdot 10^5$  œrstedes), ont mis en évidence l'effet quadrupolaire ainsi qu'un décalage du zéro différent de l'effet Josephson-Pound et dû aux différences de liaisons chimiques de l'atome de fer.

3° L'effet Mössbauer sur le zinc-67 a été mis en évidence par D. E. NAGLE, P. P. CRAIG et W. E. KELLER à Los Alamos (à paraître dans *Nature*). Source et écran étaient constitués de céramique ZnO ; les expériences ont été effectuées à 2 °K en comparant les absorptions obtenues avec et sans champ magnétique de 500 œrstedes appliqué sur la source. L'effet observé est, après correction, de  $2 \cdot 10^{-3}$ .

#### RÉFÉRENCES

- [1] LAMB (W. E.), *Phys. Rev.*, 1939, 55, 190.  
 [2] MÖSSBAUER (R. L.), *Z. Physik*, 1958, 151, 124.  
 [3] MÖSSBAUER (R. L.), *Z. Naturforsch.*, 1959, 14a, 241.  
 [4] VISSCHER (W. M.), *Ann. Physics*, 1960, 9, 194.  
 [5] LIPKIN (H. J.), *Ann. Physics*, 1960, 9, 332.  
 [6] TZARA (C.) et BARLOUTAUD (R.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 405.  
 [7] COMPTON (A. K.) et ALLISON (S. K.), « X-rays in theory and experiment », Van Nostrand, 2<sup>e</sup> éd., 436.  
 [8] DEBYE (P.), *Ann. Physik*, 1914, 43, 49.  
 [9] WALLER (I.), *Ann. Physik*, 1926, 79, 261.  
 [10] BUSSIÈRE DE NERCY (A.), LANGEVIN (M.) et SPIGHEL (M.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, 250, 1031.  
 [11] CRAIG (P. P.), DASH (J. G.), McGUIRE (A. D.), NAGLE (D.) et REISWIG (R. R.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 221.  
 [12] DE PASQUALI (G.), FRAUENFELDER (H.), MARGULIES (S.) et PEACOCK (R. N.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 71.  
 [13] LEE (L. L.) jr, MEYER-SCHUTZMEISTER (L.), SCHIFFER (J. P.) et VINCENT (D.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 223.  
 [14] BARLOUTAUD (R.), COTTON (E.), PICOU (J. L.) et QUIDORT (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, 250, 319.  
 [15] BARLOUTAUD (R.) et al., à paraître.  
 [16] BARLOUTAUD (R.), COTTON (E.) et al., non publié. Le laiton  $\gamma$  avait été préparé par M. Buckle de l'O. N. E. R. A.  
 [17] SCHIFFER (J. P.) et MARSHALL (W.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 556.  
 [18] POUND (R. V.) et REBKA (G. A.) jr., *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 554.  
 [19] HANNA (S. S.), HEBERLE (J.), LITTLEJOHN (C.), PERLOW (G. J.), PRESTON (R. S.) et VINCENT (D. H.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 177.  
 [20] SOLOMON (I.), à paraître.  
 [21] HANNA (S. S.), HEBERLE (J.), LITTLEJOHN (C.), PERLOW (G. J.), PRESTON (R. S.) et VINCENT (D. H.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 28.  
 [22] NAGLE (D. E.), CRAIG (P. P.), DASH (J. G.) et REISWIG (R. R.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 237.  
 [23] SUNYAR (A. W.), *Phys. Rev.*, 1955, 96, 1955.  
 [24] BARLOUTAUD (R.), PICOU (J.-L.) et TZARA (C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, 250, 2075.  
 [25] KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, 250, 509.  
 [26] WEISSKOPF (V. F.) *Ann. Physik*, 1939, 9, 23.  
 [27] TZARA (C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, 250, 1466.  
 [28] PERLOW (G. J.), HANNA (S. S.), HAMERMESH (M.), LITTLEJOHN (C.), VINCENT (D. H.), PRESTON (R. S.) et HEBERLE (J.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 74.  
 [29] LUDWIG (G. W.) et WOODBURY (H. H.), à paraître dans *Phys. Rev.* ; abstract *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 155.  
 [30] PICOU (J. L.) et al., à paraître.  
 [31] WILKINSON (D. H.) et DEVONS (S.), cité par SCHIFFER et MARSHALL, réf. 17.  
 [32] POUND (R. V.) et REBKA (G. A.) jr., *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 439.  
 [33] CRANSHAW (T. E.), SCHIFFER (J. P.) et WHITEHEAD (A. B.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 163.  
 [34] HAY (H. J.), SCHIFFER (J. P.), CRANSHAW (T. E.) et EGELSTAFF (P. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 165.  
 [35] COCCONI (G.) et SALPETER (E. E.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 173.  
 [36] HOLLAND (R. E.), LYNCH (F. J.), PERLOW (G. J.) et HANNA (S. S.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 181.  
 [37] HAMERMESH (M.), Communication privée aux auteurs de la réf. 36.  
 [38] JOSEPHSON (B. D.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 341.  
 [39] CRANSHAW (T. E.) et SCHIFFER (J. P.), A. E. R. E., Harwell et Argonne. A paraître.  
 [40] POUND (R. V.) et REBKA (G. A.) jr., *Phys. Rev. Letters*, 1960, 4, 274.