



HAL
open science

Sur la mesure d'épaisseur des feuilles par l'absorption des rayons β émis par ^{60}Co , ^{204}Tl , ^{90}Sr , et ^{106}Ru

Ouang Te-Tchao

► **To cite this version:**

Ouang Te-Tchao. Sur la mesure d'épaisseur des feuilles par l'absorption des rayons β émis par ^{60}Co , ^{204}Tl , ^{90}Sr , et ^{106}Ru . *J. Phys. Radium*, 1956, 17 (12), pp.1019-1020. 10.1051/jphys-rad:0195600170120101901 . jpa-00235599

HAL Id: jpa-00235599

<https://hal.science/jpa-00235599>

Submitted on 1 Jan 1956

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.

**SUR LA MESURE D'ÉPAISSEUR DES FEUILLES
PAR L'ABSORPTION DES RAYONS β ÉMIS
PAR ⁶⁰Co, ²⁰⁴Tl, ⁹⁰Sr, ET ¹⁰⁶Ru**

Par OUANG TE-T'CHAO.

École Supérieure de Physique et de Chimie, Paris.

Il est bien connu que la masse d'une feuille mince quelconque peut être mesurée avec précision par la méthode d'absorption des rayons β. Ce procédé est couramment utilisé dans l'industrie pour contrôler,

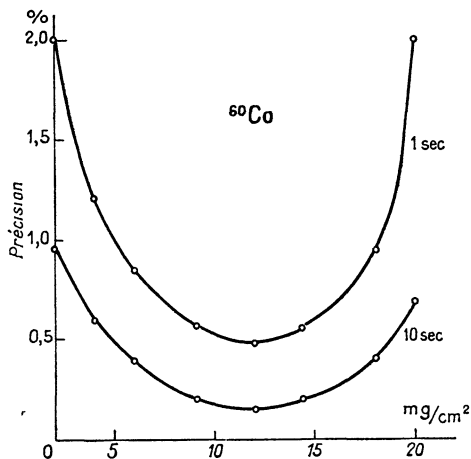


FIG. 1.

sans contact direct, l'épaisseur du papier, du plastique, etc., en cours de fabrication. Or, la précision des mesures dépend non seulement de la sensibilité du détecteur, mais surtout du choix d'un émetteur β approprié. Il est donc intéressant de déterminer par l'expérience la région optimum d'épaisseur pour un émetteur β donné.

Nous avons utilisé deux chambres d'ionisation montées en opposition. La charge est mesurée par un électromètre à lampes suivi d'un amplificateur à

courant continu. Par raison de commodité, nous n'utilisons que des émetteurs β, ou β et γ, dont la période est voisine ou supérieure à un an. Pour cette raison, nous avons adopté plutôt le ⁶⁰Co que le ³⁵S pour des feuilles de très faibles épaisseurs, bien que le ⁶⁰Co émette en même temps des β de 0,306 MeV et des γ de 1,17 et 1,33 MeV. Les écrans absorbants sont des feuilles de papier. Pour les faibles épaisseurs, nous avons utilisé des papiers destinés aux diélectriques des condensateurs (moins de 2 mg/cm²).

La figure 1 montre que pour le ⁶⁰Co, l'épaisseur optimum est de 12 mg/cm², la constante de temps étant de 1 s. Si l'on ne demande qu'une précision de 1 % environ, le ⁶⁰Co convient entre 5 et 18 mg/cm² (fig. 1).

Pour le ²⁰⁴Tl, cette région s'étend de 20 à 100 mg/cm², avec un optimum de 50 mg/cm² environ (fig. 2).

Le ⁹⁰Sr, en équilibre avec le ⁹⁰Y d'énergie maximum 2,48 MeV, est utilisable entre 100 et 700 mg/cm². L'optimum se situe à 400 mg/cm² environ comme le montre la figure (fig. 3).

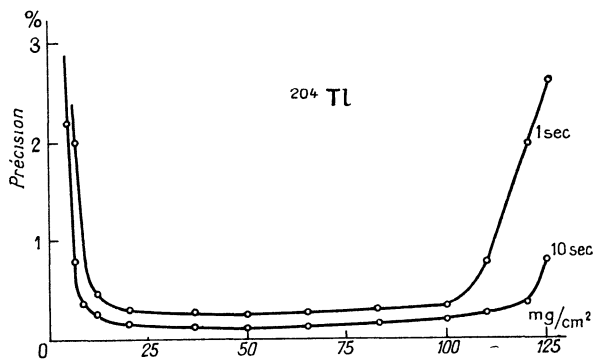


FIG. 2.

Enfin, le ¹⁰⁶Rh d'énergie maximum 3,55 MeV convient pour les épaisseurs de 100 à 1 500 mg/cm² l'optimum étant autour de 750 mg/cm² (fig. 4).

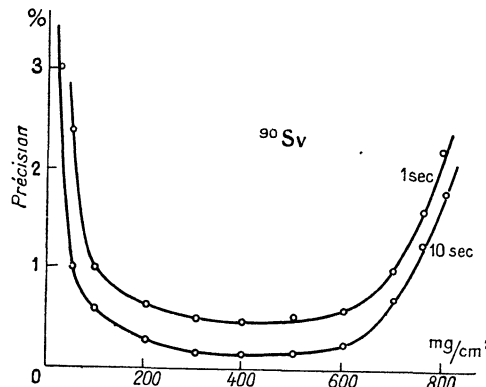


FIG. 3.

Si l'on trace la courbe représentative de l'énergie maximum *E* de chaque émetteur en fonction de l'épaisseur optima *t*, on obtient, à partir du ²⁰⁴Tl,

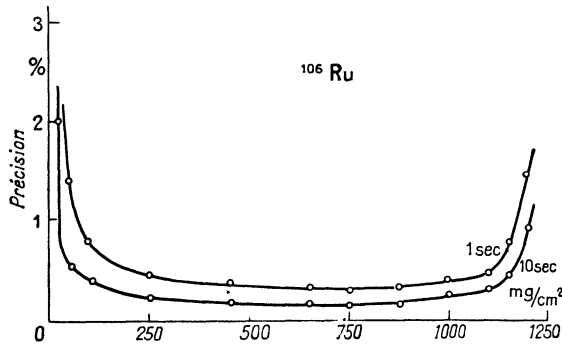


FIG. 4.

une droite analogue à la droite de l'énergie-parcours de Feather. En effet, on a :

$$t = 0,25 E - 0,14$$

où t est exprimé en g/cm^2 , pour des valeurs de E

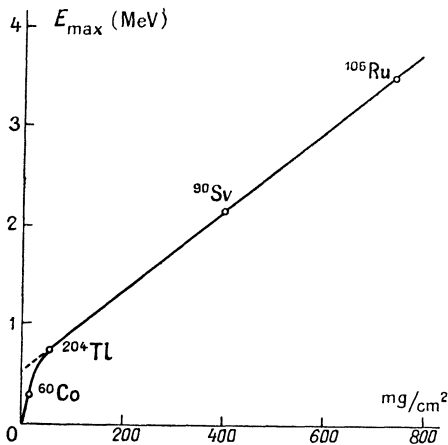


FIG. 5.

maxima comprises entre 0,765 MeV et 3,55 MeV (fig. 5).

Manuscrit reçu le 28 septembre 1956.

PROPAGATION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE PLANE DANS UN CRISTAL PIÉZOÉLECTRIQUE INFINI

par Y. LE CORRE.

Laboratoire de Physique théorique du Collège de France.

Les calculs ci-dessous sont traités dans le cadre de la théorie de Laval [1], [2]. Mais les résultats que nous allons énoncer ne sont pas dus essentiellement aux écarts que présente cette théorie avec la théorie classique de l'élasticité. Dans la théorie de Laval un cristal triclinique possède 45 coefficients élastiques $\mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}$ symétriques seulement en $\alpha\beta$ et $\gamma\delta$. Nous avons montré [3], [4], [5] qu'il convient alors de prendre en

compte des tenseurs d'effort $T_{\alpha\beta}$ et de déformation $S_{\alpha\beta}$ à 9 composantes distinctes. Il en résulte que le nombre des coefficients piézoélectriques indépendants $e_{\gamma,\alpha\beta}$ peut s'élever à 27 mais est abaissé par la symétrie du milieu cristallin.

Pour passer de la théorie de Laval à la théorie classique il suffit d'admettre la symétrie supplémentaire en α et β et en γ et δ pour les grandeurs $\mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}$, $T_{\alpha\beta}$ et $e_{\gamma,\alpha\beta}$.

Nous restons dans le domaine des longueurs d'onde acoustique très grandes devant les distances interatomiques.

Le champ électrique \mathbf{E} et l'induction \mathbf{D} doivent vérifier les relations :

$$\text{Rot } \mathbf{E} = 0 \quad \text{Div } \mathbf{D} = 0. \quad (1)$$

Si une onde plane se propage dans un cristal piézoélectrique infini, cette condition signifie que le champ électrique est normal aux plans d'onde tandis que l'induction leur est parallèle. Cette remarque a son importance car si le cristal n'est plus infini mais est une plaque non métallisée limitée par deux plans parallèles aux plans d'ondes, les équations aux limites sont satisfaites pour le champ et l'induction.

Si l'on considère une onde se propageant dans la direction q , l'équation aux valeurs propres s'écrit :

$$\rho V^2 U_\alpha = \sum_{\beta\gamma\delta} \mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^{E+D} q_\beta q_\delta U_\gamma \quad (2)$$

$\mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^{E+D}$ est un coefficient élastique pris pour des composantes nulles du champ perpendiculairement à \mathbf{q} et de l'induction parallèlement à \mathbf{q} . Ce coefficient se calcule aisément à partir des équations d'état piézoélectriques :

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \sum_{\gamma\delta} \mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^E S_{\gamma\delta} - \sum_{\gamma} e_{\gamma,\alpha\beta} E_\gamma \\ D_\alpha &= 4\pi \sum_{\beta\gamma} e_{\alpha,\beta\gamma} S_{\beta\gamma} + \sum_{\gamma} \varepsilon_{\alpha\beta}^S E_\beta \end{aligned} \quad (3)$$

On trouve :

$$\begin{aligned} \sum_{\beta\delta} \mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^{E+D} q_\beta q_\delta &= \sum_{\beta\delta} \mathcal{N}_{\alpha\beta,\gamma\delta}^E q_\beta q_\delta \\ &+ \frac{4\pi \sum_{\beta\delta\epsilon\eta} e_{\delta,\alpha\beta} e_{\epsilon,\gamma\delta} q_\beta q_\delta q_\epsilon q_\eta}{\sum_{\alpha\beta} \varepsilon_{\alpha\beta}^S q_\alpha q_\beta}. \end{aligned} \quad (4)$$

Cette formule est d'un maniement commode et conduit à des calculs plus rapides que ceux de Meier et Schuster [6]. Il est intéressant de noter que le potentiel électrique φ associé à l'onde élastique est :

$$\varphi = 4\pi \frac{\sum_{\epsilon,\gamma\eta} e_{\epsilon,\gamma\eta} q_\epsilon q_\eta U_\gamma}{\sum_{\alpha\beta} \varepsilon_{\alpha\beta}^S q_\alpha q_\beta} \exp j\omega \left(t - \frac{\sum_{\delta} q_\delta \xi_\delta}{V} \right). \quad (5)$$

Cas du phosphate monoammonique (A. D. P.) ($\bar{4}2m$). — Adoptons le référentiel suivant : $O\xi_1$ et $O\xi_2$: axes binaires, $O\xi_3$: axe quaternaire inverse. On trouve :

1° Ondes se propageant suivant l'axe quaternaire inverse $O\xi_3$: ($q_3 = 1$).

Une vibration longitudinale pure

$$\rho V^2 = \mathcal{N}_{33,33}^E.$$