

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 26 (1953)  
**Heft:** VII-VIII

**Artikel:** Scintillations dans Csl et spectrométrie  
**Autor:** Hahn, B. / Rossel, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112441>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Scintillations dans CsI et spectrométrie $\gamma$

par B. Hahn\*) et J. Rossel (Neuchâtel).

(17 X 1953.)

*Summary.* The study of  $\gamma$  scintillations in cooled CsI crystal (without activator) gives the following results:

a) The pulse height at 100°K is nearly twice the one occurring in NaI(Tl) with the same optical geometry; furthermore the Po- $\alpha$  particles produce per MeV only 85% of the light effect of the  $\gamma$ 's. Other differences between  $\alpha$  and  $\gamma$  excitations are presented.

b) The crystal has a proportional response for  $\gamma$ -energy between 40 keV and 1,3 MeV.

c) As a measure of the resolution of a scintillation spectrometer with CsI crystal, the figure of 11% was obtained for the total width at half maximum of the photopeak of Ce<sup>141</sup>  $\gamma$  rays (145 keV).

This small width as well as a comparison with  $\alpha$  scintillations indicate an absolute luminescence efficiency of about 40% for CsI.

### 1. Introduction.

Dans le cadre d'une étude des propriétés luminescentes des halogénures d'alcalins par la méthode du compteur à scintillations, les particularités des iodures ont déjà été présentées<sup>1) 2)</sup>. La technique de mesure utilisée permet d'obtenir la loi et le temps de décroissance de la luminescence ainsi que la quantité totale de lumière émise dans chaque scintillation en fonction de la température.

À côté du but général de ces recherches qui est d'étudier le mécanisme de la luminescence, il est important d'examiner si les cristaux en question peuvent être utilisés avec profit pour la technique maintenant courante en physique nucléaire du spectromètre à scintillations. Nous avons montré qu'un cristal de CsI pur donnait de bons résultats comme phosphore dans un spectromètre à scintillations pour particules  $\alpha$ <sup>3)</sup>.

Le présent travail traite de différentes propriétés de monocristaux de CsI lors de l'excitation de la luminescence par la radiation  $\gamma$  et discute de l'application de tels cristaux dans un spectromètre à scintillations pour rayons  $\gamma$ .

\*) Actuellement à Stanford University, California.

## 2. Intensité des scintillations en fonction de la température.

Les scintillations provoquent sur la capacité de sortie du tube multiplicateur RCA 5819 des impulsions de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité de lumière émise.

Un monocristal de CsI (sans activateur), produit dans la solution aqueuse saturée à température normale et de dimensions  $6 \times 6 \times 2$  mm, est soumis à la radiation  $\gamma$  de  $\text{Cs}^{137}$  (0,66 MeV) et est en même temps bombardé sur une de ses faces par les particules  $\alpha$  de Po. (Schéma fig. 1).

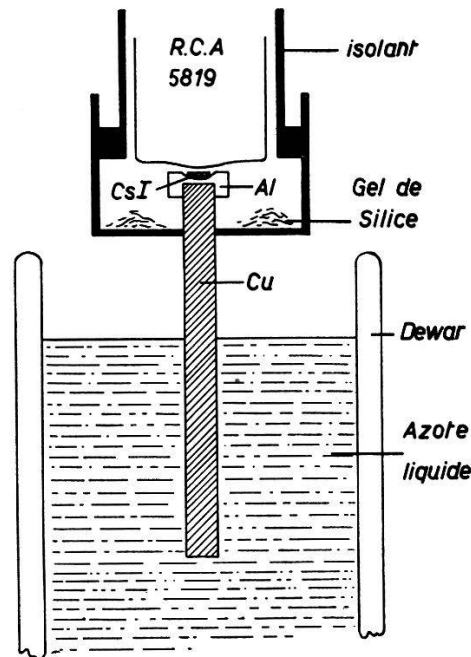


Fig. 1 .

Le cristal est en contact thermique avec un tube de cuivre plongeant dans l'azote liquide. Les conditions de collection de la lumière étant pratiquement les mêmes pour les scintillations des  $\alpha$  et des  $\gamma$ , une comparaison quantitative des hauteurs d'impulsions est possible; il est nécessaire toutefois d'admettre que le spectre d'émission de CsI est indépendant du type d'excitation de la luminescence (par les électrons ou par les particules  $\alpha$ ) ce qui est probablement largement le cas.

Les hauteurs d'impulsions *par MeV* fournissent une mesure du rendement luminescent de la composante «froide» utilisée. Les hauteurs  $H/E$  mesurées sont représentées sur la fig. 2 en fonction de l'inverse de la température; la valeur correspondant aux scintillations  $\gamma$  à  $77^\circ\text{K}$  a été posée arbitrairement égale à 100.

On peut considérer comme certain que la luminescence produite par les particules  $\alpha$  ne commence à se manifester que pour des

températures inférieures à celle excitée par les  $\gamma$ . A  $77^{\circ}\text{K}$  les particules  $\alpha$  du Po (5,3 MeV) produisent un effet qui n'est que le 85% de la valeur correspondant aux rayons  $\gamma$ .

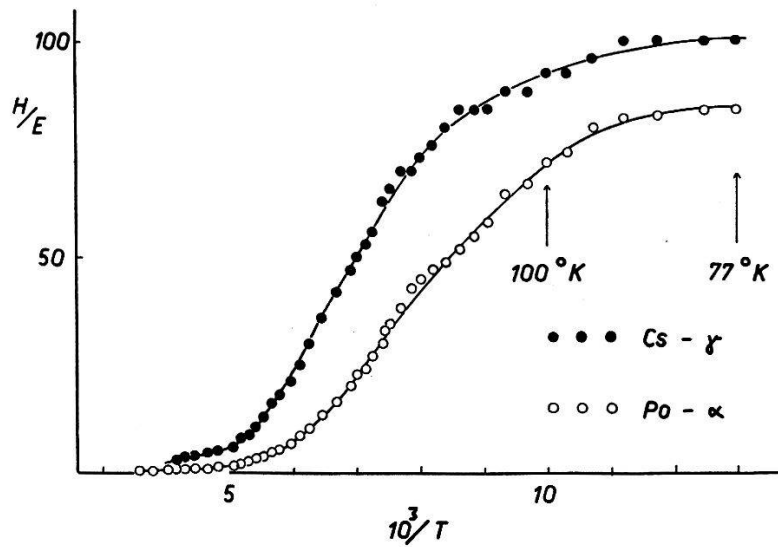


Fig. 2.

Le CsI utilisé provient des British Drug Houses (BDH). Un test fait avec des cristaux de sodium NaI(Tl) préparés par Harshaw Chemical Company, Cleveland, Ohio USA., indique pour la radiation  $\gamma$  un rendement lumineux environ deux fois plus faible que pour CsI (BDH).

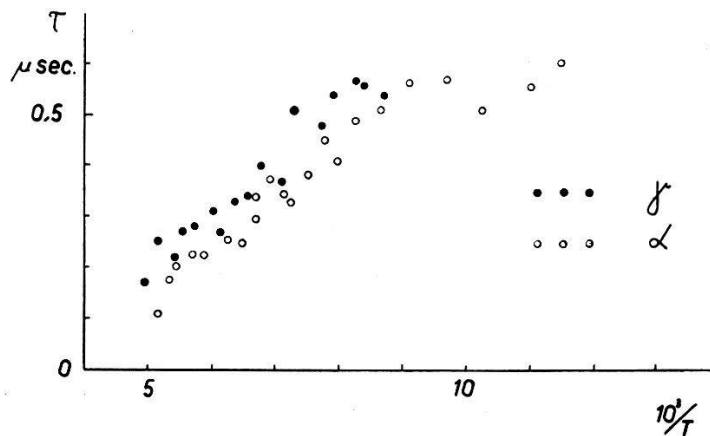


Fig. 3.

En ce qui concerne la comparaison des excitations par  $\alpha$  et par  $\gamma$  il nous paraît intéressant d'indiquer les résultats obtenus dans une mesure préliminaire et montrant que les temps de déclin de la luminescence pour les rayons  $\gamma$  dans le domaine de température de 100 à  $250^{\circ}\text{K}$  semblent être systématiquement un peu plus long (environ 20%) que ceux correspondant aux particules  $\alpha$  (fig. 3).

Ces comportements différents du cristal pour les excitations par rayons  $\gamma$  et par particules  $\alpha$  sont intéressants du point de vue du

mécanisme de la luminescence. On pourrait être tenté de les mettre en relation avec la densité d'ionisation plus grande sur les trajectoires  $\alpha$  et une éventuelle interaction intervenant dans ce cas entre centres luminescents excités, interaction tendant par exemple à favoriser la désexcitation par transitions non radiatives. Nous espérons que d'autres investigations projetées dans cet institut sur des substances telles que KI, NaI, CsBr contribueront à apporter une réponse à ces questions.

### 3. Dépendance des hauteurs d'impulsions de l'énergie des rayons $\gamma$ .

Il a été trouvé pour les cristaux de NaI(Tl) que les hauteurs d'impulsions des scintillations produites par les rayons  $\gamma$  sont proportionnelles à l'énergie des électrons photoélectriques ou Compton<sup>4</sup>). Cette propriété est désirable pour un spectromètre à scintillations; ce n'est pas cependant une condition indispensable.

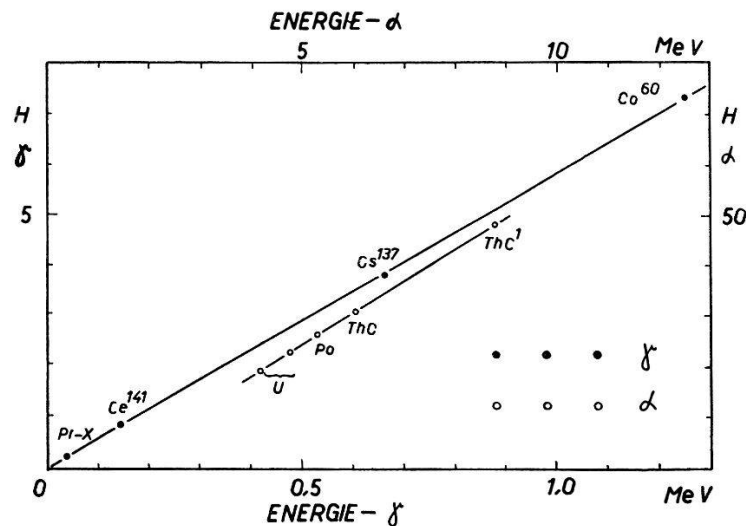


Fig. 4.

Comme la figure 4 le montre clairement, le cristal de CsI possède également une telle proportionnalité dans le domaine étudié, de 40 keV à 1,3 MeV. Pour cette mesure on a repéré la position des maxima des pointes photoélectriques (photopeaks) de la radiation  $\gamma$  de  $\text{Ce}^{141}$  (145 keV), de  $\text{Cs}^{137}$  (661 keV) et de  $\text{Co}^{60}$  ( $\bar{E} = 1,25$  MeV) ainsi que de la radiation X de  $\text{Pr}^{141}$  (36 et 41 keV), atome consécutif à la désintégration de  $\text{Ce}^{141}$ . Ce repérage a été effectué au moyen d'un sélecteur d'impulsions à un canal, étalonné au moyen d'impulsions artificielles d'amplitudes connues. Dans le même diagramme est indiqué également le résultat obtenu précédemment pour les particules  $\alpha$ ; dans ce cas une déviation de la proportionnalité est nettement visible. La relation reste linéaire dans l'intervalle mesuré mais la droite prolongée coupe l'axe des énergies vers 1 MeV indiquant éventuellement l'existence d'un seuil de détectabilité.

#### 4. Pouvoir de résolution en énergie d'un spectromètre utilisant CsI comme phosphore.

Les conditions essentielles que doit remplir un cristal pour la mesure d'énergie des rayons  $\gamma$  sont un rendement luminescent élevé, la transparence à la radiation de luminescence et un numéro atomique élevé de ses atomes constituants. A côté du cristal usuel de NaI(Tl) le monocristal de CsI remplit ces conditions de façon satisfaisante.

Pour la mesure d'énergie des rayons  $\gamma$  on utilise la position du maximum de la raie photoélectrique (photopeak) ou de celle provenant de la création de paires.

Cependant à ces deux types d'interaction se superpose l'effet Compton qui se manifeste sous forme de spectre continu dont la présence diminue la précision de mesure. Dans CsI, l'effet photoélectrique dépasse en intensité l'effet Compton jusqu'à 250 keV. Au-dessous de 100 keV il est plus de 10 fois supérieur à l'effet Compton. La création de paires domine à partir de 6 MeV.

Le pouvoir de résolution en énergie réalisable avec CsI a été étudié au moyen du spectre d'impulsions de  $\text{Ce}^{141}$ . La préparation de cerium émet une raie  $\gamma$  de 145 keV ainsi que la radiation  $K$  du spectre de rayons  $X$  de  $\text{Pr}^{141}$ , comme conséquence des électrons de conversion interne.

Le spectromètre à scintillations se compose d'un cristal de CsI refroidi, d'un photomultiplicateur RCA 5819, d'un amplificateur linéaire à contre-réaction et d'un analyseur d'impulsions à un canal. La face supérieure du cristal se trouve à 1 mm de la surface plane du bulbe du phototube (donc sans contact optique). Le cristal est entouré d'un réflecteur d'aluminium poli (voir schéma figure 1). De plus la radiation  $\gamma$  est focalisée par un canal de Pb de 20 mm de long, situé dans le tube de Cu et tombe sur la face inférieure du cristal. La photocathode ne doit pas être refroidie au-dessous de 150°K sans quoi elle perd sa haute sensibilité. La température la plus favorable pour la mesure de spectres est d'environ 100°K. Un refroidissement plus poussé peut faire apparaître un élargissement de la raie photoélectrique.

Comme le rendement luminescent varie peu avec la température dans ce domaine il n'est pas nécessaire de veiller à tenir la température spécialement constante.

Le spectre d'impulsions de  $\text{Ce}^{141}$  obtenu avec ce dispositif est représenté dans la figure 5. La largeur à mi-hauteur de la raie  $\gamma$  de 145 keV est de 11%.

La forme du spectre n'est pas corrigée pour le pouvoir de résolution finie de l'analyseur. Cependant la largeur du canal est faible et un calcul basé sur l'hypothèse d'une courbe de GAUSS pour les maxima photoélectriques indique que l'aplatissement et l'élargissement de ceux-ci restent inférieurs à 1,5%.

JOHANSSON<sup>4)</sup> et HEATH<sup>5)</sup> utilisant des spectromètres à NaI(Tl) ont obtenu pour la même raie  $\gamma$  respectivement 22% et 14,5%.

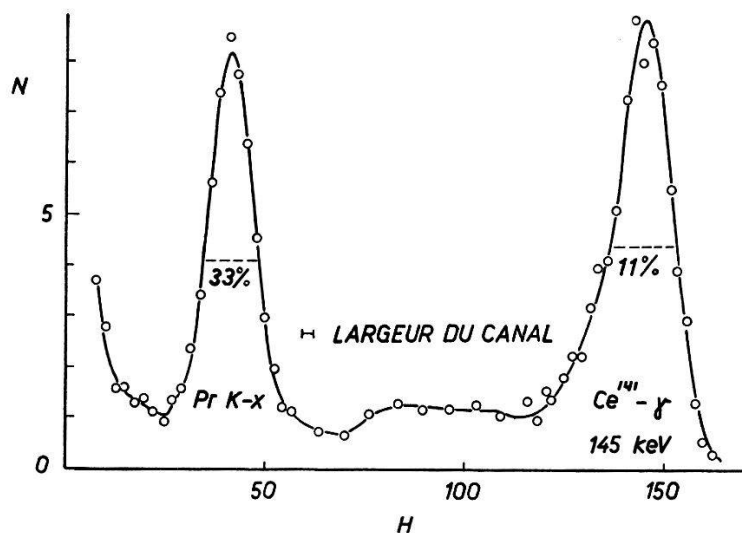


Fig. 5.

La largeur mesurée pour la radiation  $X$  de  $\text{Pr}^{141}$  est de 33%. Comme la pointe photoélectrique due aux rayons  $X$  comprend les radiations  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ , sa largeur de 33% est naturellement supérieure à la valeur 22% qu'on s'attendrait à obtenir sur la base de la raie  $\gamma$  et d'une loi de variation en  $1/\sqrt{E}$ . JOHANSSON trouve 49% et HEATH 39%. Pour toutes les trois mesures, le maximum du «photopeak» est plus près de la raie  $K_\beta$  ( $K\beta_1 = 40,9$  et  $K\beta_2 = 41,9$  keV) que de la raie  $K_\alpha$  ( $K\alpha_2 = 35,6$  et  $K\alpha_1 = 36,1$  keV).

Il est peu probable que cette anomalie soit due à une augmentation inattendue du rendement lumineux du cristal dans ce domaine d'énergie. Il est difficile d'autre part de l'expliquer par une atténuation de réponse du cristal pour les raies  $K_\alpha$ , due à un effet d'arête d'absorption  $K$  de l'iode ou du césium: pour  $I$ , les radiations  $X - K$  de  $\text{Pr}^{141}$  sont toutes au-dessus de l'arête d'absorption et pour  $Cs$ , seule la raie  $K\alpha_2$  est au-dessous. Une absorption dans la source ne semblant pas entrer en ligne de compte, la question reste ouverte en attendant une plus grande précision de la mesure des raies  $X$ .



### 5. Discussion.

Les mesures que nous avons effectuées jusqu'ici sur les propriétés luminescentes de CsI lors d'excitation par particules  $\alpha^2)^3$ ) et par radiations  $\gamma$  donnent des résultats intéressants et montrent que l'utilisation de CsI dans un spectromètre à scintillations est possible.

Les avantages et inconvénients les plus importants de CsI comparés à NaI(Tl) sont les suivants :

Avantages :

1. Le rendement luminescent dans CsI est environ deux fois plus grand que dans NaI(Tl). Au cas où les conditions de collection de lumière sont les mêmes pour les deux cristaux, la résolution en énergie est donc plus grande d'un facteur  $\sim \sqrt{2}$  pour CsI que pour NaI.

2. Au contraire de NaI(Tl), CsI n'est pas hygroscopique. Il est possible par conséquent de faire des mesures d'énergie de particules lourdes chargées incidentes directement sur une surface cristalline parfaite et sans aucune protection contre l'humidité<sup>1)6)</sup>.

3. Dans CsI les deux constituants contribuent à l'effet photoélectrique tandis que dans NaI la contribution du sodium est négligeable. Il en résulte que pour CsI le coefficient d'absorption par cm pour l'effet photoélectrique est d'environ 50% plus élevé.

Désavantages :

1. Le temps de déclin des scintillations dans CsI est environ 2 fois plus grand que dans NaI(Tl).

2. Il est nécessaire de refroidir le cristal de CsI jusqu'à 100°K environ. Cette exigence complique quelque peu la technique de mesure. Cependant pour différentes applications il est indiqué de travailler de toute façon à basse température pour réduire le bruit de fond thermique du phototube.

Pour élucider le mécanisme de la luminescence, le comportement des hauteurs d'impulsions ainsi que du temps de déclin en fonction de la température est important. Les différences notées entre l'excitation par particules  $\alpha$  et par rayons  $\gamma$  (électrons) sont susceptibles de donner des indications sur la densité des centres luminescents et sur une interaction éventuelle entre centres excités ainsi que sur la mobilité électronique. Il est nécessaire cependant que le matériel expérimental soit d'abord augmenté.

Pour les  $\alpha$  de 5 MeV, les hauteurs d'impulsions mesurées sont de 15% inférieures à celles des  $\gamma$  de même énergie. Le rendement absolu pour les  $\alpha$  de Po que nous avons déterminé précédemment<sup>1)</sup>, sur la base de données publiées par KALLMANN, étant de 35%, il en résulte



un rendement luminescent absolu de 40% pour l'excitation par rayonnement  $\gamma$  entre 0,04 et 1,3 MeV. Ce rendement peut paraître exagéré. Pourtant la faible largeur à mi-hauteur de 11% obtenue pour la raie  $\gamma$  de  $\text{Ce}^{141}$  semble bien confirmer une valeur aussi élevée: A partir de la largeur à mi-hauteur du «photopeak» on peut déduire le nombre moyen d'électrons libérés de la photocathode au cours d'une scintillation. L'étude du spectre d'impulsions à un électron pour le phototube utilisé<sup>2)</sup> permet d'estimer à 40% l'élargissement additionnel dû au processus de multiplication. Admettant d'autre part pour la collection des photoélectrons sur la première dynode une efficacité voisine de 100%, ce qui est raisonnable, on obtient pour une largeur de 11% le nombre de 6 photoélectrons environ par keV d'énergie  $\gamma$ . Ce nombre  $n$  est lié au rendement luminescent absolu  $e_l$  par la relation:  $n = e_l(E_\gamma)/(h\nu) C \cdot S$  où  $C$  est la proportion de photons émis atteignant la photocathode (coefficient de collection optique) et  $S$  la sensibilité de cette dernière pour la lumière de fréquence  $\nu$ .

D'après les prospectus RCA,  $S$  est d'environ 6% et, pour notre géométrie on peut estimer  $C$  à 60%. De plus  $\nu = 2,6$  eV. Dans ces conditions, on obtient pour  $e_l$  également une valeur de l'ordre de 40%.

Neuchâtel, Institut de Physique de l'Université.

### Bibliographie.

- 1) J. BONANOMI et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **25**, 725 (1952).
- 2) B. HAHN et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **26**, 271 (1953).
- 3) B. HAHN, *Phys. Rev.* **91**, 772 (1953).
- 4) S. A. E. JOHANSSON, *Arkiv för Fysik* **3**, 533 (1952).
- 5) R. L. HEATH, *Phys. Rev.* **87**, 1132 (1952).
- 6) S. K. ALLISON and H. CASSON, *Phys. Rev.* **90**, 880 (1953).