

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 10 (1957)
Heft: 6: Colloque Ampère

Artikel: Résonance paramagnétique de l'euporium bivalent : effet de second ordre sur la structure hyperfine
Autor: Lacroix, Roger / Ryter, Charles
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738763>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 03.05.2026

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

Résonance paramagnétique de l'euporium bivalent Effet de second ordre sur la structure hyperfine

par Roger LACROIX et Charles RYTER

Institut de Physique de l'Université, Genève

Poursuivant les recherches décrites au précédent colloque A.M.P.E.R.E. sur la résonance paramagnétique de l'euporium bivalent et du gadolinium trivalent présents comme impuretés dans des cristaux de fluorine naturelle, nous avons étudié la structure hyperfine de l'ion Eu^{++} .

On sait que cet ion se trouve dans un état de nombre quantique $J = \frac{7}{2}$ (en première approximation un état $^8\text{S}_{\frac{7}{2}}$). Il donne donc lieu à 7 transitions $\Delta M = 1$. D'autre part, cet élément présente deux isotopes d'abondance à peu près égale, ^{151}Eu et ^{153}Eu , tous deux de spin $I = \frac{5}{2}$. La structure hyperfine se compose ainsi de 12 raies, 6 par isotope. Le spectre complet comporte donc 84 raies.

L'ion Eu^{++} étant soumis dans le cristal de fluorine à un champ cubique, l'hamiltonien d'interaction entre les moments électronique et nucléaire est isotrope, c'est-à-dire de la forme:

$$\mathcal{H}_N = K' (\vec{J} \cdot \vec{I}).$$

L'énergie d'un niveau caractérisé par les nombres quantiques magnétiques électronique M et nucléaire m vaut alors, au troisième ordre près,

$$E_{Mm}(\text{H}) = E_M(\text{H}) + K' Mm + \frac{K'^2}{4} \left[\frac{F(M) f(-m)}{E_M(\text{H}) - E_{M-1}(\text{H})} - \frac{F(-M) f(m)}{E_{M+1}(\text{H}) - E_M(\text{H})} \right]$$

où E_M est l'énergie du niveau de nombre quantique M en l'absence d'interaction nucléaire, et où on note:

$$F(M) = (J + M)(J - M + 1) \quad \text{et} \quad f(m) = (I + m)(I - m + 1).$$

Considérons la transition $M - 1 \rightarrow M$, $m \rightarrow m$ et notons

$$\Delta E_{Mm}(H) = E_{M-1,m}(H) - E_{Mm}(H) \quad \Delta E_M(H) = E_{M-1}(H) - E_M(H).$$

Si on applique un champ magnétique oscillant de fréquence ν , la résonance aura lieu pour un champ statique H_{Mm} déterminé par

$$h\nu = \Delta E_{Mm}(H_{Mm}).$$

Définissons de plus les champs H_M et H_0 par les relations

$$h\nu = \Delta E_M(H_M) \quad \text{et} \quad h\nu = g\beta\mu_0 H_0.$$

Posons enfin

$$K = \frac{K'}{g\beta}.$$

On obtient alors pour valeur du champ H_{Mm} :

$$H_{Mm} = H_M - Km - \frac{K^2}{4H_0} \left[F(M)f(-m) + F(-M+1)f(m) - F(-M)f(m) \frac{\Delta E_M(H_M)}{\Delta E_{M+1}(H_M)} - F(M-1)f(-m) \frac{\Delta E_M(H_M)}{\Delta E_{M-1}(H_M)} \right].$$

Lorsque l'écart ($H_M - H_{M-1}$) entre les raies de structure fine est petit par rapport au champ H_0 , on a $\frac{\Delta E_M}{\Delta E_{M\pm 1}} \cong 1$ et H_{Mm} se réduit à la formule habituelle:

$$H_{Mm} = H_M - Km - \frac{K^2}{2H_0} \{ [I(I+1) - m^2] - m[2M-1] \}.$$

Cependant, dans le cas qui nous concerne, cette dernière approximation n'est pas du tout satisfaisante, les rapports $\frac{\Delta E_M}{\Delta E_{M\pm 1}}$ étant compris entre 0,66 et 2,13.

Des mesures effectuées, nous avons déduit pour les deux isotopes ^{151}Eu et ^{153}Eu les valeurs en gauss:

$$K_{151} = 36,62 \pm 0,10 \quad K_{153} = 16,23 \pm 0,10$$

d'où le rapport des moments nucléaires: $2,26 \pm 0,02$.

Comme l'ont fait remarquer Bleaney et Ingram [1] lors d'études sur des sels de manganèse, les termes de deuxième ordre de la structure hyperfine permettent d'établir le signe relatif de K et de la constante de structure fine.

Dans le cas de l'ion Eu^{++} en champ cubique, la répartition des niveaux est en première approximation la suivante:

1^o niveau appartenant à la représentation Γ_7 du groupe cubique, pris comme origine;

2^o niveau Γ_8 à 5δ de Γ_7 ($|\delta| \cong 0,022 \text{ cm}^{-1}$);

3^o niveau Γ_6 à 8δ de Γ_7 .

C'est donc le signe du produit $K\delta$ que nous pourrions ainsi déterminer.

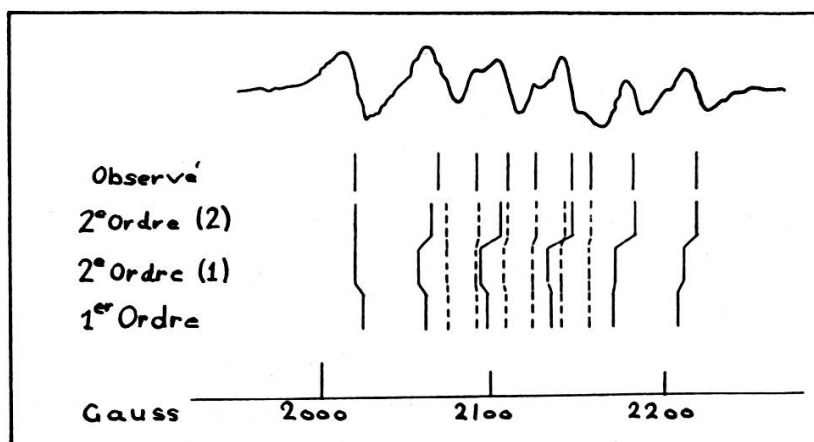
Considérons les première et septième raies du spectre selon l'axe quaternaire du cristal. Elles correspondent respectivement aux transitions $(-\frac{7}{2} \rightarrow -\frac{5}{2})$ et $(\frac{5}{2} \rightarrow \frac{7}{2})$ ou vice-versa suivant le signe de δ . Pour ces raies, l'extension totale ΔH de la structure hyperfine du premier isotope est très sensible au signe de $K\delta$. La confrontation entre ΔH (gauss) mesuré et calculé à partir de K expérimental donne le résultat suivant:

| Raie | $K\delta > 0$ ΔH calculé | $K\delta < 0$ ΔH calculé | ΔH mesuré |
|------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------|
| 1 | 197,3 | 171,1 | 197 ± 1 |
| 7 | 179,1 | 187,0 | 179 ± 1 |

Il est donc évident que K et δ sont de même signe.

La figure nous montre la comparaison entre la structure hyperfine observée de la raie 1 et la structure calculée

- au premier ordre,
- au deuxième ordre avec la formule habituelle (1),
- au deuxième ordre avec la formule exacte (2).



Un autre effet des termes de deuxième ordre est une anisotropie due à la réaction de la structure fine sur l'hyperfine. Elle n'apparaît que parce que les rapports $\frac{\Delta E_M}{\Delta E_{M\pm 1}}$ sont très différents de 1 et très anisotropes. L'extension ΔH présente des extrémums opposés pour les orientations du champ statique selon les axes quaternaires et ternaires du cristal. Les valeurs extrêmes calculées et mesurées sont représentées sur le tableau suivant pour les raies 1, 4 (transition $-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$) et 7.

| Raie | Axe A ₄ | | Axe A ₃ | |
|------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| | ΔH calculé | ΔH mesuré | ΔH calculé | ΔH mesuré |
| 1 | 197,3 | 197 ± 1 | 187,7 | — |
| 4 | 179,5 | 179,9 ± 0,5 | 185,1 | 184,9 ± 0,5 |
| 7 | 179,1 | 179 ± 1 | 174,1 | — |

Les raies latérales étant passablement plus larges que la raie centrale (4), seule cette dernière a pu être résolue dans le spectre selon l'axe A₃. Comme on peut le voir, sa structure hyperfine présente bien l'anisotropie prévue.

1. BLEANEY, B. et D. J. A. INGRAM, *Proc. Roy. Soc.*, A 205, 336 (1951).