

# Résonance paramagnétique de l'euprotium bivalent : effet de second ordre sur la structure hyperfine

Autor(en): **Lacroix, Roger / Ryter, Charles**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **10 (1957)**

Heft 6: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738763>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# 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  $\text{Eu}^{++}$ .

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,  $^{151}\text{Eu}$  et  $^{153}\text{Eu}$ , 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  $\text{Eu}^{++}$  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  $\nu$ , 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  $^{151}\text{Eu}$  et  $^{153}\text{Eu}$  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  $\text{Eu}^{++}$  en champ cubique, la répartition des niveaux est en première approximation la suivante:

1<sup>o</sup> niveau appartenant à la représentation  $\Gamma_7$  du groupe cubique, pris comme origine;

2<sup>o</sup> niveau  $\Gamma_8$  à  $5 \delta$  de  $\Gamma_7$  ( $|\delta| \cong 0,022 \text{ cm}^{-1}$ );

3<sup>o</sup> niveau  $\Gamma_6$  à  $8 \delta$  de  $\Gamma_7$ .

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

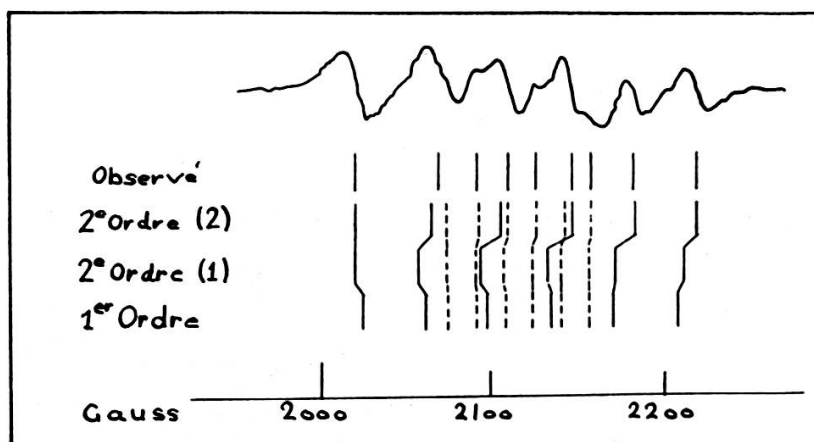
Considérons les première et septième raies du spectre selon l'axe quaternaire du cristal. Elles correspondent respectivement aux transitions  $(-\frac{7}{2} \rightarrow -\frac{5}{2})$  et  $(\frac{5}{2} \rightarrow \frac{7}{2})$  ou vice-versa suivant le signe de  $\delta$ . Pour ces raies, l'extension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

Raie	$K\delta > 0$ $\Delta H$ calculé	$K\delta < 0$ $\Delta H$ calculé	$\Delta H$ mesuré
1	197,3	171,1	$197 \pm 1$
7	179,1	187,0	$179 \pm 1$

Il est donc évident que  $K$  et  $\delta$  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  $\Delta H$  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 <sub>4</sub>		Axe A <sub>3</sub>	
	$\Delta H$ calculé	$\Delta H$ mesuré	$\Delta H$ calculé	$\Delta H$ 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 A<sub>3</sub>. 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).