Spectre magnétique de l'europium dans un réseau cubique

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

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **9 (1956)**

Heft 1

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-738952

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

La création du genre *Lombardia* et des trois espèces: *L. arachnoïdea*, *L. perplexa* et *L. angulata* n'est donc pas justifiée.

II. Une remarquable similitude existe entre les formes de Cuba et celles de la région rhodanienne. Les formes de Cuba sont plus déliées que celles du Môle (H^te^-Savoie). Mais les exemplaires trouvés à la Faurie (Dauphiné), à Brantes (Mt-Ventoux) et à Chasteuil (Verdon) leur correspondent exactement.

Des études en cours permettront, sans doute, d'apporter des précisions d'ordre spécifique à la position systématique des articles figurés.

Laboratoire de Géologie.
Université de Genève.

Roger Lacroix et **Charles Ryter.** — *Spectre magnétique de l'europium dans un réseau cubique.*

Un ion faisant partie d'une maille cristalline y est soumis à un champ électrique dont la symétrie dépend de la disposition du réseau. Ce champ perturbe les niveaux d'énergie de l'ion, provoquant un effet Stark qui lève la dégénérescence des niveaux multiples. Cette résolution est d'autant plus complète que la symétrie du champ cristallin est plus basse.

Le problème que nous allons considérer est celui de l'ion de l'europium divalent soumis à un champ cristallin de symétrie cubique. Le niveau fondamental de l'ion Eu^{++} est un état $^8S_{\frac{7}{2}}$. Son moment cinétique orbital est nul et l'effet du champ électrique, évidemment nul au premier ordre, n'apparaît que par des termes d'ordre élevé; il sera donc faible.

L'action du champ cubique sur un niveau ^8S a été traité par Hebb et Purcell [1]. Négligeant les termes de degré 6, ils ont utilisé le potentiel $V = D\ (x^4 + y^4 + z^4)$. Sous l'effet de

cette perturbation, le niveau ^8S, qui est huit fois dégénéré, se sépare en trois niveaux, deux doubles et un quadruple, appartenant respectivement aux représentations Γ_6, Γ_7 et Γ_8 du groupe cubique, selon la notation de Bethe [2]. Les écarts entre les niveaux $\Gamma_6 - \Gamma_8$ et $\Gamma_8 - \Gamma_7$ sont dans le rapport 3 à 5.

Si on applique un champ magnétique à l'ion, un effet Zeeman se superpose à l'effet Stark et lève les dégénérescences restantes. Pour un champ magnétique très élevé, on aura huit niveaux divergeant linéairement avec une pente égale à $mg\mu_0\beta$, où g est le facteur spectroscopique, β le magnéton de Bohr, μ_0 la perméabilité du vide, et m le nombre quantique caractérisant les niveaux $\left(m = -\frac{7}{2}, -\frac{5}{2} \ldots, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}\right)$. Pour des champs faibles, on aura un phénomène plus compliqué où les deux effets sont étroitement liés.

Ce dernier problème a été traité par Kittel et Luttinger [3] dans le cas particulier où le champ magnétique est parallèle à un axe d'ordre 4 du cristal. Le but de notre travail est d'établir la répartition des niveaux dans le cas plus compliqué où le champ est appliqué parallèlement à un axe binaire et à confronter les résultats théoriques avec les mesures que nous avons effectuées sur des ions Eu^{++} placés dans un réseau cubique.

Pour calculer les niveaux dans le cas que nous avons étudié, nous n'avons pas utilisé les fonctions d'ondes de Kittel, qui nous auraient conduits à une équation séculaire du huitième degré; nous avons préféré faire un changement de base approprié dans chacune des multiplicités dégénérées de l'espace de représentation à huit dimensions et nous avons ramené l'équation séculaire au produit de deux déterminants du quatrième ordre.

Posons la séparation Stark totale $\Gamma_6 - \Gamma_7$ égale à 8δ et introduisons les notations simplifiées suivantes:

$$a = \frac{g\beta\mu_0 H}{\delta} \qquad x = \frac{\Delta E}{\delta}$$

où H est le champ magnétique appliqué et ΔE, l'écart d'énergie par rapport au niveau octuple de l'ion libre.

L'un des déterminants prend la forme:

$$\begin{vmatrix} 8 + \frac{7}{6}a - x & -\frac{\sqrt{35}}{6}a & \frac{1}{2}\frac{\sqrt{35}}{3}a & 0 \\ -\frac{\sqrt{35}}{6}a & 5 + \frac{5}{6}a - x & -\frac{1}{\sqrt{3}}a & \frac{3}{2}x \\ \frac{1}{6}\sqrt{\frac{35}{3}}a & -\frac{1}{\sqrt{3}}a & 5 - \frac{3}{2}a - x & -\frac{\sqrt{3}}{2}a \\ 0 & \frac{3}{2}a & -\frac{\sqrt{3}}{2}a & \frac{3}{2}a - x \end{vmatrix} = 0$$

alors que le second se déduit de celui-ci en remplaçant a par $-a$.

Le développement des déterminants nous donne les deux équations suivantes, correspondant respectivement aux signes inférieur et supérieur des coefficients.

$$x^4 + C_1 x^3 + C_2 x^2 + C_3 x + C_4 = 0$$

$$C_1 = \pm 2a + 18$$

$$C_2 = \frac{17}{2}a^2 \mp 30\,a - 105$$

$$C_3 = \pm \frac{19}{2}a^3 + \frac{141}{2}a^2 \mp 160\,a - 200$$

$$C_4 = \frac{105}{16}a^4 \mp \frac{75}{2}a^3 - \frac{465}{4}a^2 \pm 300\,a$$

Ces équations peuvent être résolues par un développement en série en $\frac{1}{a}$ pourvu que H soit assez grand, ce qui est le cas pour le domaine où les mesures ont été faites.

On obtient pour les huit niveaux l'approximation suivante:

$$m = \pm \frac{1}{2} \qquad x = \pm \frac{1}{2}a + \frac{63}{16} \pm \frac{2195}{1024}\frac{1}{a} - \frac{11.765}{32.768}\frac{1}{a^2}$$

$$m = \pm \frac{3}{2} \qquad x = \pm \frac{3}{2}a + \frac{75}{16} \mp \frac{1605}{1024}\frac{1}{a} + \frac{31.935}{32.768}\frac{1}{a^2}$$

$$m = \pm \frac{5}{2} \qquad x = \pm \frac{5}{2}a + \frac{85}{16} \pm \frac{715}{1024}\frac{1}{a} - \frac{11.455}{32.768}\frac{1}{a^2}$$

$$m = \pm \frac{7}{2} \qquad x = \pm \frac{7}{2}a + \frac{65}{16} \pm \frac{4515}{1024}\frac{1}{a} - \frac{8.715}{32.768}\frac{1}{a^2}$$

Tous ces niveaux, provenant du même état non perturbé, ont la même parité. Entre eux, des transitions dipolaires électriques sont donc impossibles, mais on peut induire des transitions dipolaires magnétiques au moyen d'un champ magnétique oscillant perpendiculaire au champ statique. Dans la région des champs élevés où nous avons effectué les mesures, seules les transitions répondant à la règle de sélection $\Delta m = \pm 1$ auront une intensité non négligeable. L'intensité de la transition $(m \longrightarrow m + 1)$ est alors proportionnelle en première approximation au carré de l'élément de matrice $(m \mid S_x \mid m + 1)$, l'axe Oz étant choisi comme l'axe de quantification. Il en résulte que les raies du spectre doivent avoir les intensités relatives suivantes :

$$\left(\pm \frac{7}{2} \longleftrightarrow \pm \frac{5}{2}\right) \qquad 7$$

$$\left(\pm \frac{5}{2} \longleftrightarrow \pm \frac{3}{2}\right) \qquad 12$$

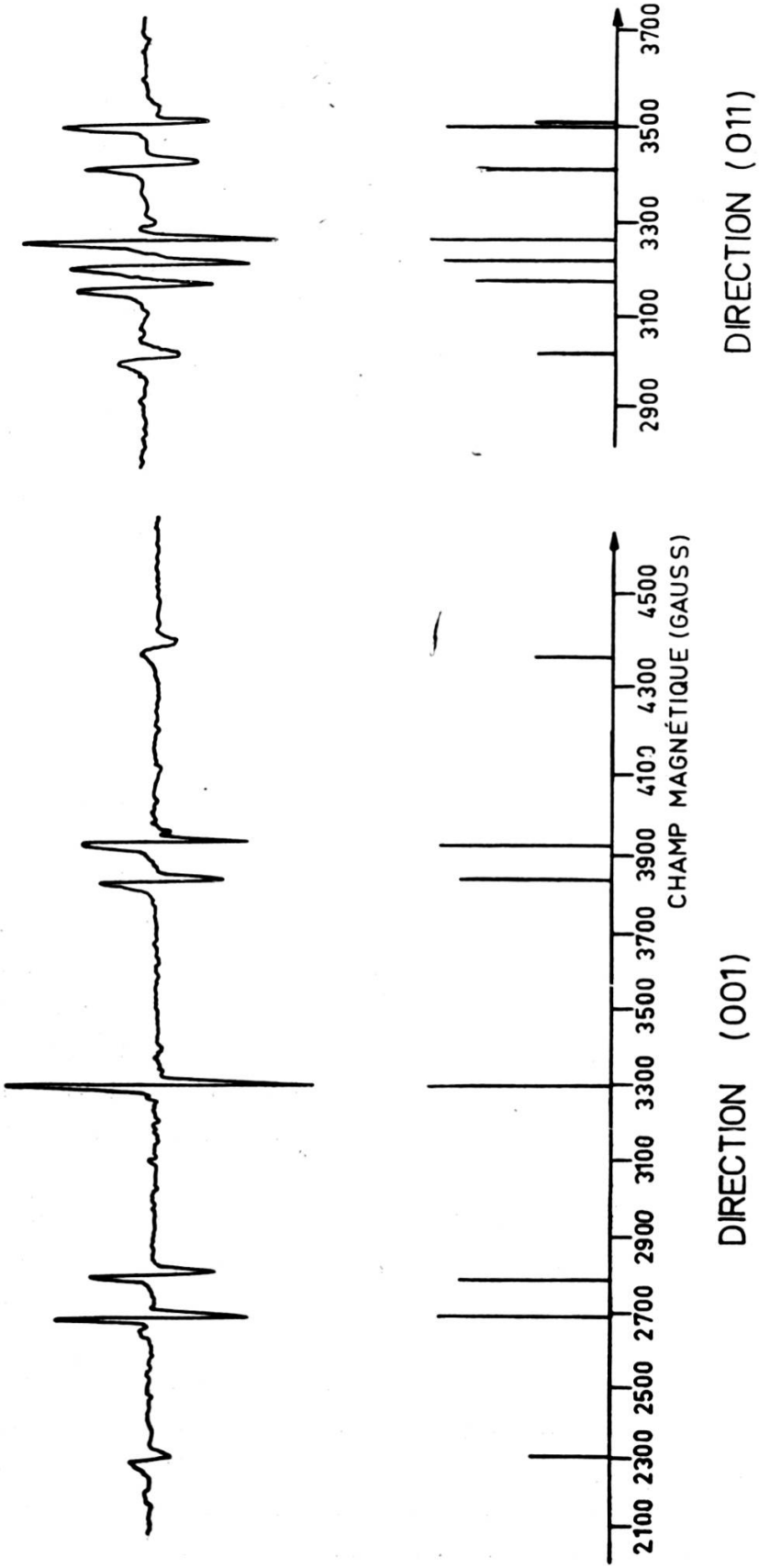
$$\left(\pm \frac{3}{2} \longleftrightarrow \pm \frac{1}{2}\right) \qquad 15$$

$$\left(-\frac{1}{2} \longrightarrow +\frac{1}{2}\right) \qquad 16$$

Les mesures ont porté sur de l'europium présent comme impureté dans des cristaux de fluorine (CaF_2). Dans ce cristal, les ions de calcium occupent un réseau cubique à face centrée, alors que les fluors forment une maille cubique simple. Chaque ion Eu^{++}, qui occupe la place d'un ion Ca^{++}, est au centre d'un cube formé par huit ions F^- ; il est donc soumis à un champ cubique.

Les mesures ont été faites à la fréquence constante de 9220 Mc/s dans un champ magnétique statique variable, au moyen d'un spectrographe hertzien que nous avons déjà décrit [4].

Les spectres enregistrés pour un champ magnétique parallèle aux axes d'ordre 4 (direction 001) et d'ordre 2 (direction 011) sont reproduits sur la figure où ils sont comparés avec les spectres théoriques calculés en ajustant les paramètres δ et g. Le meilleur accord est obtenu en introduisant une sépa-


2900
3100
3300
3500
3700
DIRECTION (011)
2100
2300
2500
2700
2900
3100
3300
3500
3700
3900
4100
4300
4500
CHAMP MAGNÉTIQUE (GAUSS)
DIRECTION (001)

Résonance Magnétique de l'Europium Bivalent

par R. Lacroix et Ch. Ryter.

Note ajoutée aux épreuves:

La découverte de gadolinium trivalent (état ^8S également) dans la plupart de nos fluorines nous permet de penser que les raies étroites sont plutôt dues au gadolinium, l'europium se manifestant par une structure hyperfine mal résolue.

ration totale $8\delta = 0.156 \pm 0{,}003$ cm^{-1}, la correspondance des raies étant meilleure que 2%, ce qui nous montre que le rapport 5/3 des séparations des trois niveaux est en bon accord avec l'expérience. Nous avons trouvé pour le facteur g la valeur $g = 1{,}991 \pm 0{,}002$, en excellent accord avec la mesure de Bleaney et Low [5] sur des ions Eu^{++} sous forme d'impureté dans du sulfure de strontium, qui ont trouvé $g = 1{,}991 \pm 0{,}001$.

Université de Genève.
Institut de Physique.

1. M. H. Hebb, E. M. Purcell, *J. Chem. Phys.*, *5*, 338 (1937).
2. H. A. Bethe, *Ann. d. Physik*, *3*, 133 (1929).
3. C. Kittel, J. M. Luttinger, *Phys. Rev.*, *73*, 162 (1942).
4. Ch. Ryter, R. Lacroix, R. Extermann, « L'onde électrique », *35*, 490 (Paris, 1955).
5. B. Bleaney, W. Low, *Proc. Phys. Soc.*, A, *68*, 55 (1955).

Séance du 16 février 1956

Roland Murat et **Georges Scolari.** — *Présence et répartition stratigraphique de* Pfenderina neocomiensis (Trochamminidae) *dans le Jura et l'Autochtone alpin.*

Dans son intéressant essai de micropaléontologie stratigraphique du Valanginien provençal, J. Pfender (1938) créait une espèce nouvelle, *Eorupertia neocomiensis*, caractéristique du Valanginien. F.-R.-S. Henson (1947) la retrouvait dans le Moyen-Orient et, rectifiant la détermination de J. Pfender, classait ce Foraminifère dans un nouveau genre, *Pfenderina*, rattaché aux *Trochamminidae* (l'auteur ne donnant malheureusement pas de précision stratigraphique ou géographique). Les récents travaux de prospection pétrolière dans le SW de la France ont permis de retrouver ce Foraminifère dans le Valanginien de Lacq (J. Cuvillier, 1955) et de Parentis (J. Carrutchet, A. Farando, M. Vigneaux et R. Walters, 1955). Il semblait que cet organisme était cantonné dans les régions circumméditerranéennes.