Étude des équations donnant la résonance d'un système de deux sous-réseaux magnétiques

Autor(en): **Dreyfus, Bernard**

Objekttyp: **Article**

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

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

Heft 5: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739019

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

Etude des équations donnant la résonance d'un système de deux sous-réseaux magnétiques

par Bernard DREYFUS

Laboratoire d'électrostatique et de physique du métal, Grenoble (France).

Nous avons repris l'étude commencée par Wangsness des équations exprimant le mouvement de deux « sous-réseaux » magnétiques couplés par un champ moléculaire:

$$(1)\qquad \begin{aligned} \frac{d\vec{J}_1}{dt} &= \gamma_1 [\vec{J}_1 \wedge (\vec{H} + m\vec{J}_2)] \\ \frac{d\vec{J}_2}{dt} &= \gamma_2 [\vec{J}_2 \wedge (\vec{H} + m\vec{J}_1)] \end{aligned}$$

H = champ extérieur (dirigé selon O_z); γ_1, γ_2 = rapports gyromagnétiques des deux sous-réseaux; m = coefficient de champ moléculaire (négatif dans le cas du ferrimagnétisme).

J_1 et J_2 = aimantation de chacun des sous-réseaux. Il est supposé que ces aimantations sont dirigées suivant O_z. Le coefficient de champ démagnétisant est négligé (il est petit devant m).

Nous ne tenons pas compte des champs d'anisotropie: dans certains cas cela est justifié, de toutes façons la symétrie de révolution autour de O_z qui en résulte permet de traiter le modèle plus à fond.

La simplification apportée permet de lier le champ H aux mouvements propres du système par une équation du deuxième degré (du $n^{\text{ème}}$ degré si l'on avait n sous-réseaux):

$$(2)\qquad \gamma_1\gamma_2 H^2 + [\gamma_1\gamma_2 m(J_1 + J_2) + (\gamma_1 + \gamma_2)\omega_0]H + \omega_0^2 + \omega_0 m(\gamma_2 J_1 + \gamma_1 J_2) = 0$$

Dans cette équation $\omega_0 < 0$ correspond au sens de précession normal des électrons, $\omega_0 > 0$ correspond au sens opposé (voir figure).

(2) donne en champ H.F. rectiligne *quatre* champs de résonance (deux pour chaque polarisation circulaire).

Il arrive que H soit < 0, le système est alors instable magnétiquement.

Pour étudier plus en détail les autres solutions, nous faisons agir sur (1) un champ H.F.

$$h_x + i\,h_y = h\,e^{i\omega_0 t} \text{ pour } t \geqslant 0 \qquad h_x + i\,h_y = 0 \text{ pour } t < 0$$

Les aimantations croissent alors proportionnellement au temps (à part des régimes transitoires qui s'amortissent rapidement).

Le travail du champ est alors proportionnel à:

$$(3) \qquad -h^2\,\omega_0\,(\omega_0 - \omega_1)^{-1}\left\{\gamma_1\,\gamma_2\,(J_1 + J_2)\,[H + m\,(J_1 + J_2)] + \omega_0\,(\gamma_1\,J_1 + \gamma_2\,J_2)\right\}$$

où ω_1 est la deuxième fréquence de résonance associée à H. Lorsque (3) est < 0, J tourne en quadrature *avance* sur h. Cela ne saurait correspondre à une absorption, puisqu'alors ce serait le système de spins qui cèderait de l'énergie au champ H.F. Les régions correspondantes sont en pointillé sur la figure.

Enfin (3) permet une estimation simple de l'*intensité* d'une absorption:

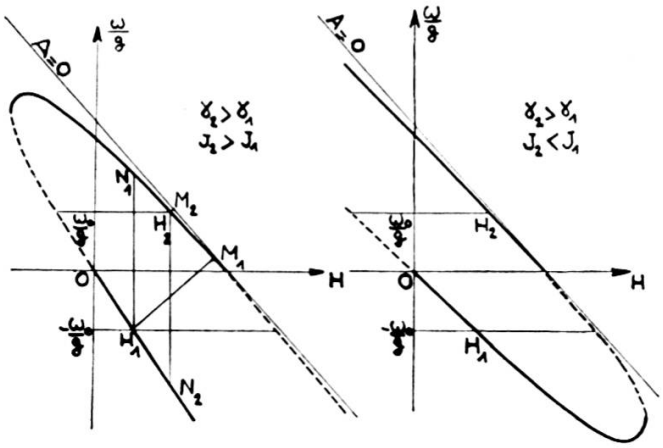
$$\chi''\,(H) \sim \left[\gamma_1^2\,\gamma_2^2\,(J_1 + J_2)^2 + g^2\,(\gamma_1\,J_1 + \gamma_2\,J_2)^2\right]^{1/2} \frac{H_1\,M_1}{H_1\,N_1}$$

g = rapport gyromagnétique de l'électron libre.

H_1M_1 = distance du point de fonctionnement H_1 à la droite $A = 0$, tangente à l'hyperbole.

$$H_1\,N_1 = \omega_0 - \omega_1$$

La figure donne alors immédiatement des renseignements sur l'existence, la polarisation et l'intensité de la raie. Les hyperboles (2) ont été



tracées pour deux températures situées de part et d'autre du point de compensation magnétique (lorsqu'il existe).

Il arrive que les solutions de (2) en H sont imaginaires; bien qu'on observe encore une bosse très aplatie, il n'y a plus véritablement résonance: c'est ce qui se passe avant la température de compensation magnétique.

Malgré l'absence de terme d'anisotropie, nous avons pu interpréter correctement l'ensemble des résultats pour $Li_{0,5}\ Fe_1\ Cr_{1,5}\ O_4$, en particulier pour la « résonance d'échange » (voir note suivante de Paulevé).

Pour les références, voir:
Bernard DREYFUS, *Comptes rendus*, *241* (1955), p. 552 et p. 1270.