

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 9 (1956)
Heft: 5: Colloque Ampère

Artikel: Étude des équations donnant la résonance d'un système de deux sous-réseaux magnétiques
Autor: Dreyfus, Bernard
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739019>

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: 05.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://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:

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

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):

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

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.

$$h_x + i h_y = h e^{i\omega_0 t} \text{ pour } t \geq 0 \quad h_x + i h_y = 0 \text{ pour } t < 0$$

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

Le travail du champ est alors proportionnel à:

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

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 céderait 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:

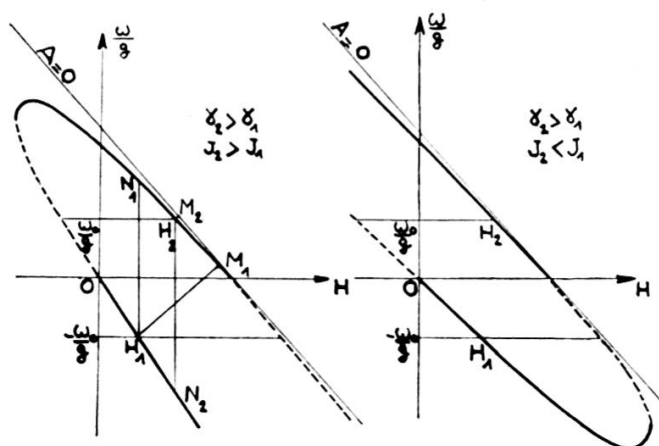
$$\chi''(H) \sim [\gamma_1^2 \gamma_2^2 (J_1 + J_2)^2 + g^2 (\gamma_1 J_1 + \gamma_2 J_2)^2]^{1/2} \frac{H_1 M_1}{H_1 N_1}$$

g = rapport gyromagnétique de l'électron libre.

$H_1 M_1$ = 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 $\text{Li}_{0,5} \text{Fe}_1 \text{Cr}_{1,5} \text{O}_4$, 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.
