CONFIGURATION NON-COLINÉAIRE DES MOMENTS INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE DANS LES FERRITES GRENATS DE TERRES RARES

G. Hug, P Morin

► To cite this version:

G. Hug, P Morin. CONFIGURATION NON-COLINÉAIRE DES MOMENTS INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE DANS LES FERRITES GRENATS DE TERRES RARES. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C1), pp.C1-193-C1-194. 10.1051/jphyscol:1971158 . jpa-00214485

HAL Id: jpa-00214485

<https://hal.science/jpa-00214485>

Submitted on 1 Jan 1971

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CONFIGURATION NON-COLINÉAIRE DES MOMENTS INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE DANS LES FERRITES GRENATS DE TERRES RARES

G. HUG et P. MORIN

Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, C. N. R. S.,
Cédex 166, 38, Grenoble

Résumé. — Nous avons étudié le comportement magnétique d'un monocristal de ferrite grenat d'holmium HoIG, suivant la direction [111], au voisinage de son point de compensation, dans des champs magnétiques qui atteignent 140 kOe. Sur les courbes d'aimantation isothermes, nous avons observé une discontinuité de la susceptibilité différentielle pour une valeur H_{c1} du champ appliqué. Ce comportement particulier de HoIG s'explique par un changement de configuration des moments : passage d'une structure colinéaire stable en champs faibles à une structure oblique stable en champs forts.

Abstract. — This paper describes the magnetic behavior of a single crystal of holmium iron garnet along the [111] axis, near its compensation point, in magnetic fields up to 140 kOe. On the magnetization curves we noticed a discontinuity in the susceptibility which occurs at a critical field H_{c1} . This special behavior of HoIG may be explained by the fact that the colinear ferrimagnetic structure becomes angled, which only occurs in a magnetic field.

Introduction. — Les ferrites grenats de terres rares de formule $R_3Fe_5O_{12}$ possèdent la structure cubique O_h^{10} . Les sites a et d sont occupés par les ions Fe^{3+} , alors que les sites c le sont par les ions terres rares R^{3+} . Il existe entre les ions Fe^{3+} des sites a et d une très forte interaction négative, qui tend à aligner les moments de ces ions antiparallèlement ; les interactions a-c, d-c et c-c sont beaucoup plus faibles. Il en résulte que le champ effectif qui agit sur les ions R^{3+} est faible et que l'aimantation du sous-réseau terre rare dépend beaucoup du champ appliqué. Alors que les interactions d'échange tendent à rendre les aimantations des sous-réseaux antiparallèles, un champ magnétique extérieur tend à les aligner parallèlement. On conçoit alors qu'il peut exister une région du plan (H, T) dans laquelle l'énergie est minimale quand les aimantations des sous-réseaux ne sont plus colinéaires avec le champ.

Nous décrivons le comportement d'un monocristal de ferrite grenat d'holmium dans des champs magnétiques qui atteignent 140 kOe, et qui sont donc comparables au champ d'échange auquel est soumis un ion Ho^{3+} de la part des ions Fe^{3+} .

Résultats expérimentaux. — Nous avons effectué des mesures d'aimantation isothermes ; la précision sur l'aimantation est de l'ordre de 5×10^{-3} .

Sur la figure 1 nous avons représenté deux courbes d'aimantation pour des températures inférieures à la température de compensation T_c (129 °K). Sur chaque courbe on distingue deux régions. En champs forts, l'aimantation est directement proportionnelle au champ appliqué ; pour les différentes isothermes, ce coefficient de proportionnalité est le même et vaut $23,5 \text{ kOe}/\mu_B/\text{formule } Ho_3Fe_5O_{12}$; lorsque le champ décroît, la susceptibilité différentielle présente une discontinuité pour une valeur H_{c1} du champ appliqué ; lorsque le champ continue à décroître, on tend vers l'aimantation spontanée. Sur la figure 2 nous avons représenté la variation thermique de H_{c1} au voisinage de la température de compensation. On remarque sur la figure 1 que la discontinuité de la susceptibilité différentielle au champ critique est d'autant moins

FIG. 1. — Courbes d'aimantation isothermes de HoIG pour des températures voisines du point de compensation.

FIG. 2. — Variation thermique du champ critique H_{c1} (en trait fin : variation théorique).

grande que la température est plus proche de T_c ; par suite, il n'est pas facile de déterminer H_{ci} dans cette zone de température. En outre, en raison des champs magnétiques continus disponibles, nous n'avons pu déterminer H_{ci} que dans un faible intervalle de température (10 °K) autour du point de compensation.

Interprétation des Résultats [1, 2]. — Nous supposons que les deux sous-réseaux fer peuvent être traités globalement comme un seul sous-réseau d'aimantation M_F . L'aimantation du sous-réseau terre rare sera notée M_R . Dans l'approximation du champ moléculaire, les champs effectifs qui agissent sur les sous-réseaux fer et terre rare ont pour expression

$$H_F = \lambda_F M_F + \lambda M_R$$

$$H_R = \lambda M_F + \lambda_R M_R$$

où λ , λ_R et λ_F sont les coefficients de champ moléculaire.

La configuration stable des aimantations des deux sous-réseaux est obtenue en minimisant l'énergie du système, somme de l'énergie dans le champ extérieur et de l'énergie d'échange. Nous négligeons l'énergie d'anisotropie. Soient θ_R et θ_F les angles que font M_R et M_F avec H . L'énergie totale s'écrit alors :

$$\begin{aligned} E &= -H \cdot (M_R + M_F) - \frac{1}{2} (H_F \cdot M_F + H_R \cdot M_R) \\ &= -H(M_R \cos \theta_R + M_F \cos \theta_F) - \frac{\lambda_R M_R^2}{2} - \\ &\quad - \frac{\lambda_F M_F^2}{2} - \lambda M_R M_F \cos(\theta_R, \theta_F). \end{aligned}$$

Pour que l'énergie soit minimale, il est nécessaire que les 3 vecteurs H , M_R et M_F soient situés dans un même plan. Des conditions d'équilibre

$\partial E / \partial \theta_F = \partial E / \partial \theta_R = 0$, on déduit que l'aimantation totale $M = M_R + M_F$ est toujours colinéaire à H ; si on élimine θ_F entre les 2 équations, l'angle θ_R sera alors solution de l'équation :

$$\sin^2 \theta_R \left[\cos \theta_R - \frac{\lambda^2 (M_F^2 - M_R^2) - H^2}{2 \lambda M_R H} \right] = 0.$$

Cette équation possède trois solutions, deux d'entre elles sont colinéaires et correspondent aux structures ferri- et ferromagnétique des aimantations des deux sous-réseaux, la troisième est oblique ; l'énergie de la solution oblique est, quelle que soit la valeur de H , inférieure à l'énergie des deux autres ; la structure oblique n'a cependant d'existence physique que pour des champs compris entre $H_{ci} = |\lambda| |M_R - M_F|$ et $H_{cs} = |\lambda| (M_R + M_F)$, car en dehors de cet intervalle $|\cos \theta_R|$ serait supérieur à 1.

Dans la zone oblique, l'aimantation totale M est proportionnelle à H , la susceptibilité est égale à $1/|\lambda|$; elle est donc indépendante de la température, ce que nous avons vérifié expérimentalement. On en déduit directement que le champ d'échange fer-terre rare au zéro absolu est de 118 kOe, valeur à comparer avec celles de Caspari [3] (125 kOe et 65 kOe) et celle de Pauthenet [4] (93 kOe). Expérimentalement, nous n'avons pu observer que le champ critique inférieur H_{ci} ; nous avons évalué théoriquement $H_{ci}(T)$ à l'aide du modèle proposé par Clark [2]. L'accord est relativement satisfaisant. Les premières déterminations expérimentales des champs critiques pour HoIG avaient été effectuées par effet Faraday [5].

Nous avons étudié aussi les ferrites grenats de terbium, de dysprosium et d'erbium. Le phénomène que nous venons de décrire peut être mis en évidence d'autant plus facilement que la température de compensation est plus basse.

Bibliographie

- [1] SCHLÖMANN (E.), *Solid State Physics in Electronics and Telecommunications*, 1960, **3**, 322.
- [2] CLARK (A. E.) et CALLEN (E.), *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 5972.
- [3] CASPARI (M. E.), KOICKI (A.), KOICKI (S.) et WOOD (G. T.), *Phys. Letters*, 1964, **11**, 195.
- [4] PAUTHENET (R.), *Ann. Phys.*, 1958, **3**, 424.
- [5] KHARCHENKO (N. F.), EREMENKO (V. V.) et BELYI (L. I.), *Soviet. Phys., JETP*, 1968, **26**, 869.