TRANSITION DU PREMIER ORDRE DANS LES CRISTAUX CUBIQUES INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE ORIENTÉ SUIVANT UNE DIRECTION DE DIFFICILE AIMANTATION

J. Rebouillat

▶ **To cite this version:**

J. Rebouillat. TRANSITION DU PREMIER ORDRE DANS LES CRISTAUX CUBIQUES INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE ORIENTÉ SUIVANT UNE DIRECTION DE DIFFICILE AIMANTATION. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C1), pp.C1-547-C1-549. 10.1051/jphyscol:19711185 . jpa-00214008

HAL Id: jpa-00214008
https://hal.science/jpa-00214008

Submitted on 4 Feb 2008

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.

TRANSITION DU PREMIER ORDRE DANS LES CRISTAUX CUBIQUES INDUITE PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE ORIENTÉ SUIVANT UNE DIRECTION DE DIFFICILE AIMANTATION

J. P. REBOUILLAT
L. E. P. M., C. N. R. S., Grenoble, France

Résumé. — Dans les cristaux cubiques, un champ magnétique dirigé suivant un axe de difficile aimantation, peut induire une transition de premier ordre. En utilisant le développement classique de l'énergie magnétocristalline, on a déterminé les relations existant entre les constantes d'anisotropie pour qu'une telle transition apparaisse. On donne pour exemple le fer et le nickel à 4,2 °K.

Abstract. — In cubic crystals, a magnetic field applied along a hard direction can induce a first order transition. Using classical expansion of magnetocrystalline energy, we have determined the relations between anisotropy constants necessary for such a transition to appear. Iron and nickel at 4.2 °K are given as examples.

I. **Introduction.** — Lorsqu'on applique un champ magnétique dans une direction de difficile aimantation, on considère généralement que la rotation du vecteur aimantation $\mathbf{J}_s$ à partir de la direction privilégiée se produit de manière continue. Reprenant le problème abordé par R. M. Bozorth en 1936 [1] et traité partiellement par D. Krause en 1964 [2], nous allons montrer que, dans le cas des cristaux cubiques, deux types de transition du premier ordre peuvent intervenir.

II. **Transition sans changement de plan de rotation.** — Si le champ est appliqué dans la direction **p** de difficile aimantation (Fig. 1*c*), les énergies dans le

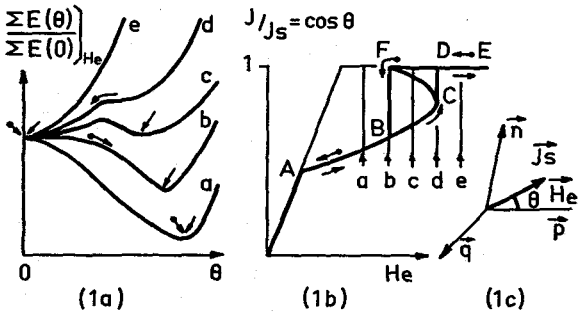

FIG. 1. — Transition sans changement de plan de rotation de $\mathbf{J}_s$.

champ extérieur H_e et dans le champ démagnétisant H_d s'ajoutent à l'énergie d'anisotropie. Le minimum de l'énergie totale se déplace, en fonction de H_e, à partir de la direction facile **n**, dans le plan (**n**, **p**), entraînant la rotation de $\mathbf{J}_s$. Si θ est l'angle formé par $\mathbf{J}_s$ et la direction **p**, le champ interne H_i et l'angle θ vérifient la relation : $H_i = \frac{1}{J_s}\frac{dE_a}{d\cos\theta}$ obtenue en dérivant l'énergie totale. Cependant, au cours de la rotation de $\mathbf{J}_s$, un deuxième minimum d'énergie peut apparaître dans la direction **p** (Fig. 1*a*) : si on néglige l'agitation thermique, le chemin emprunté par $\mathbf{J}_s$ n'est pas réversible, mais présente une hystérèse caractéristique des transitions du premier ordre. Ce phénomène entraîne un changement de signe de la pente de la courbe calculée (Fig. 1*b*), représentant l'aimantation parallèle au champ : $J/J_s = \cos\theta$, en fonction du champ extérieur :

$$H_e = H_i - H_d \text{ ou } H_e = \frac{1}{J_s}\frac{dE_a}{d\cos\theta} + nJ_s\cos\theta\,.$$

La courbe ne correspond plus alors, dans la partie CF, à un minimum de l'énergie totale, mais au maximum situé entre les deux minima. La pente de la courbe étant négative, la condition d'existence d'une telle transition s'écrit :

$$\frac{d\cos\theta}{dH_e} < 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d^2E_a}{d\cos^2\theta} + nJ_s^2 < 0\,.$$

Il suffit de vérifier cette relation lorsque $\theta \to 0$.

III. **Transition avec changement de plan de rotation.** — Un deuxième minimum d'énergie peut également apparaître dans le plan contenant les deux directions de difficile aimantation **p** et **q** (Fig. 2*a*).

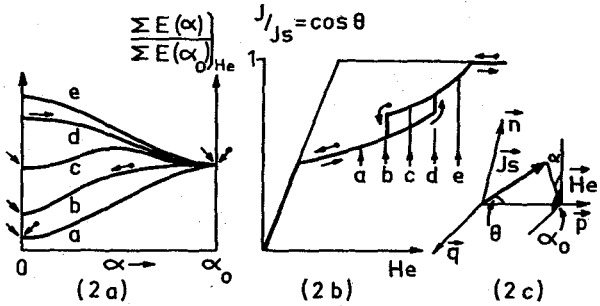

FIG. 2. — Transition avec changement de plan de rotation de $\mathbf{J}_s$.

$\mathbf{J}_s$ quitte alors le plan de rotation initial : ce changement de plan s'effectue avec hystérèse comme précédemment (Fig. 2*b*). En repérant $\mathbf{J}_s$ par les deux angles θ et α (Fig. 2*c*), une telle transition aura lieu si l'énergie totale présente pour $\alpha = \alpha_0$ un minimum plus faible que pour $\alpha = 0$. Puisque seule l'énergie magnétocristalline dépend de α, les trois conditions suivantes doivent être réalisées :

$$\left(\frac{dE_a}{d\alpha}\right)_{\alpha_0} = 0\,,\quad \left(\frac{d^2E_a}{d\alpha^2}\right)_{\alpha_0} > 0\,,\quad E_a(\alpha_0) < E_a(\alpha = 0)\,.$$

Il suffit de vérifier ces relations lorsque $\theta \to 0$.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:19711185

IV. Application. — On peut développer de manière classique l'énergie magnétocristalline, en fonction des cosinus directeurs α_1, α_2 et α_3 de J_s et des constantes d'anisotropie K_i :

$$E_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + \\ + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + K_3(\alpha_1^4\alpha_2^4 + \alpha_2^4\alpha_3^4 + \alpha_3^4\alpha_1^4) + \ldots$$

En ne conservant que les quatre premiers termes, on peut ordonner les énergies correspondant aux directions privilégiées possibles [100], [110] et [111], selon les valeurs de K_2/K_1 et K_3/K_1 (Fig. 3).

Nous avons déterminé les relations que doivent vérifier K_1, K_2 et K_3 pour que surviennent les deux types de transitions précédemment décrits, en nous limitant aux faibles valeurs de K_2/K_1 et K_3/K_1, c'est-à-dire 1) au cas où K_1 est négatif et [111] axe facile (tableau I et Fig. 4) et 2) au cas où K_1 est positif et [100] axe facile (tableau II et Fig. 5).

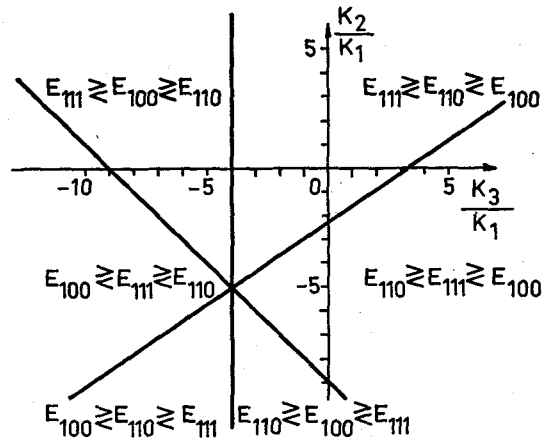

FIG. 3. — Relations entre les énergies correspondant aux différentes orientations privilégiées de J_s.
Pour $K_1 > 0$, signe >.
Pour $K_1 < 0$, signe <.

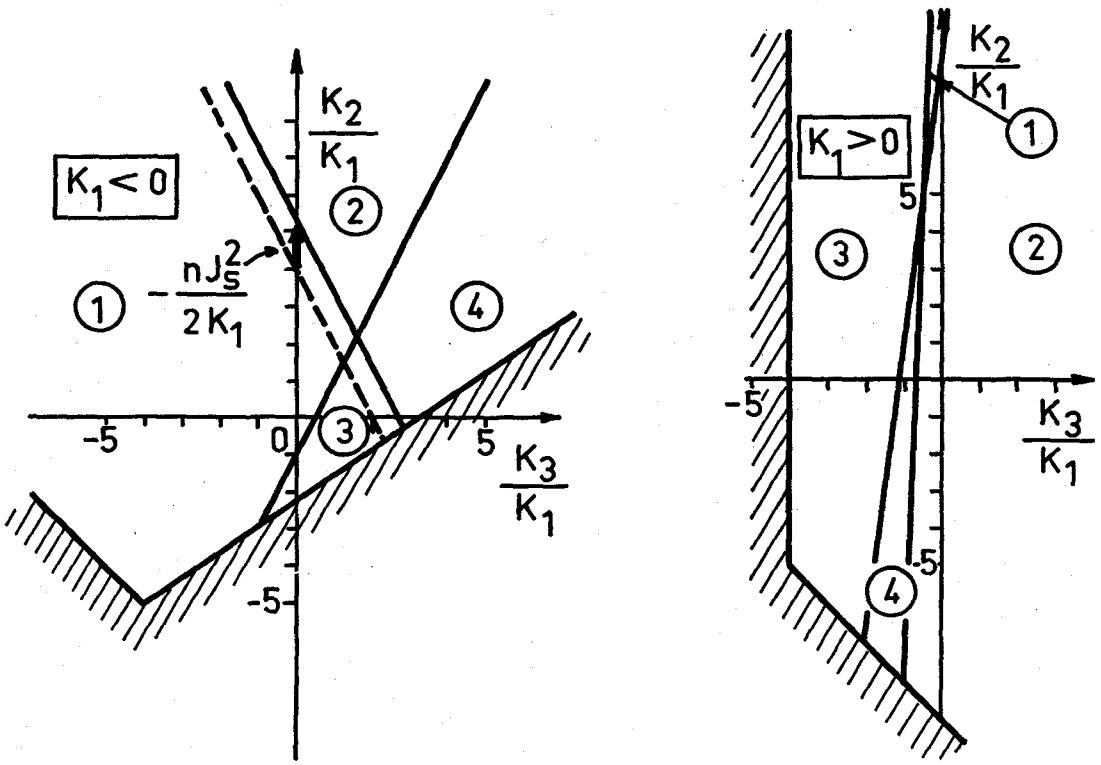

FIG. 4 et 5. — Existence de transition du premier ordre en fonction de K_2/K_1 et K_3/K_1 :
① Mécanisme normal de rotation de J_s.
② Transition sans changement de plan de rotation.
③ Transition avec changement de plan de rotation.
④ Transition avec ou sans changement de plan de rotation.

TABLEAU I

$K_1 < 0$ $He//[100]$

[111] axe facile	$E_{111} < E_{100}$	$\frac{K_2}{K_1} + \frac{K_3}{K_1} + 9 > 0$
	$E_{111} < E_{110}$	$\frac{K_2}{K_1} - \frac{11}{16}\frac{K_3}{K_1} + \frac{9}{4} > 0$
Transition sans changement de plan de rotation	$\frac{d^2E_a}{d\cos^2\theta} + nJ_s^2 < 0$	$\frac{K_2}{K_1} + \frac{2K_3}{K_1} - 4 + \frac{nJ_s^2}{2K_1} > 0$
Transition avec changement de plan de rotation	$E_a\left(\frac{\pi}{4}\right) < E_a(0)$	$\frac{K_2}{K_1} - \frac{2K_3}{K_1} + 1 < 0$

TABLEAU II

$K_1 > 0$ $He//[111]$

[100] axe facile	$E_{100} < E_{111}$	$\frac{K_2}{K_1} + \frac{K_3}{K_1} + 9 > 0$
	$E_{100} < E_{110}$	$\frac{K_3}{K_1} + 4 > 0$
Transition sans changement de plan de rotation	$\frac{d^2 E_a}{d \cos^2 \theta} + nJ_s^2 < 0$	$\frac{K_2}{K_1} - \frac{8 K_3}{K_1} - 9 < 0$
Transition avec changement de plan de rotation	$E_a\left(\frac{\pi}{3}\right) < E_a(0)$	$\frac{K_2}{K_1} - \frac{26 K_3}{K_1} - 18 > 0$

V. **Exemples.** — Les mesures d'aimantation effectuées sur un monocristal de nickel à 4,2 °K ont permis de déterminer par une méthode de moindres carrés, les constantes

$$K_1 = -1\,241 \pm 1 \times 10^3 \text{ erg/cc}$$
$$K_2 = 607 \pm 40 \times 10^3 \text{ erg/cc}$$
$$K_3 = -13 \pm 40 \times 10^3 \text{ erg/cc}$$

D'après ces valeurs, le comportement du nickel devrait être normal, lorsque le champ est appliqué selon [100]. Cependant, un changement de plan de rotation semble être observé à partir de $\theta \sim 18°$: les points expérimentaux et la courbe calculée s'accordent avec un écart moyen de 0,7 Oe jusqu'à $\cos \theta \sim 0{,}95$, et à partir de cette valeur, l'écart atteint ~ 50 Oe, valeur très supérieure aux erreurs expérimentales (Fig. 6).

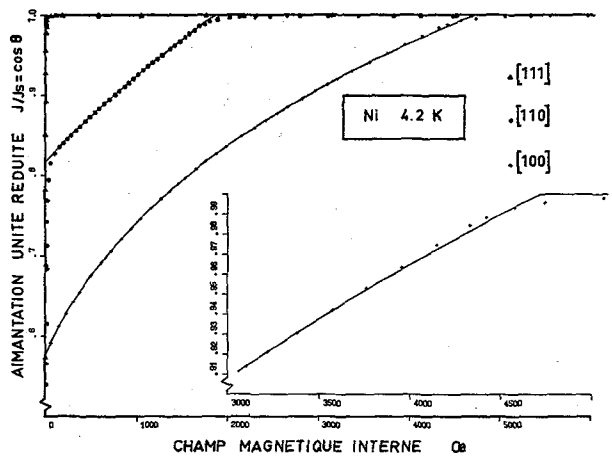

FIG. 6. — Courbes d'aimantation du nickel à 4,2 °K, tracées en fonction du champ interne.

Pour le fer monocristallin, les constantes obtenues à 4,2 °K sont :

$$K_1 = 542 \pm 6 \times 10^3 \text{ erg/cc} \quad K_2 = 122 \pm 40 \times 10^3 \text{ erg/cc}$$

On devrait observer dans la direction [111] une transition sans changement de plan de rotation, mais le phénomène est noyé dans l'approche à la saturation et ne peut être observé (Fig. 7).

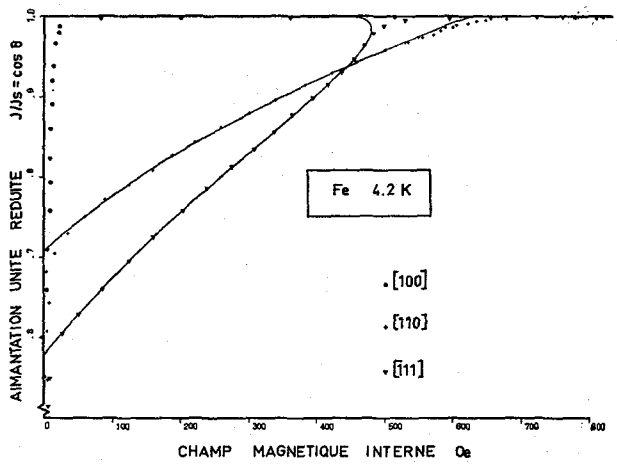

FIG. 7. — Courbes d'aimantation du Fer à 4,2 °K, tracées en fonction du champ interne.

VI. **Conclusion.** — Nous avons voulu montrer que les transitions du premier ordre décrites ici sont très fréquentes, surtout lorsque K_1 est positif. Leur observation directe est par contre très difficile. On pourra cependant trouver des exemples plus probants que le nickel et le fer à 4,2 °K.

Bibliographie

[1] BOZORTH (R. M.), *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 1076.
[2] KRAUSE (D.), *Phys. Stat. Sol.*, 1964, **6**, 125.