



HAL
open science

Théorie du renversement de l'aimantation dans un cas particulier de variation locale des constantes d'anisotropie magnéto cristalline

R. Clad

► **To cite this version:**

R. Clad. Théorie du renversement de l'aimantation dans un cas particulier de variation locale des constantes d'anisotropie magnéto cristalline. *Journal de Physique*, 1964, 25 (7), pp.763-767. 10.1051/jphys:01964002507076300 . jpa-00205868

HAL Id: jpa-00205868

<https://hal.science/jpa-00205868>

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.

THÉORIE DU RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION DANS UN CAS PARTICULIER DE VARIATION LOCALE DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE MAGNÉTOCRISTALLINE

Par R. CLAD,

Laboratoire Pierre-Weiss, Institut de Physique, Strasbourg (1).

Résumé. — L'influence d'une variation locale des constantes d'anisotropie magnétocristalline sur le champ coercitif et sur le champ de nucléation est étudiée sur un modèle dérivé de celui d'Aharoni : on considère un monocristal uniaxe, de dimension infinie dans les trois directions d'un trièdre de référence $Oxyz$ et dont l'axe Oz coïncide avec la direction de facile aimantation du cristal. Dans une tranche d'épaisseur $2d$, limitée par deux plans perpendiculaires à Ox , la direction de facile aimantation est parallèle à Oy et la constante d'anisotropie magnétocristalline est de la forme $-K\alpha$, α étant un nouveau paramètre positif. Pour des valeurs vraisemblables de d et de α ce modèle permet d'obtenir des champs de nucléation positifs, en accord avec les données expérimentales. On calcule aussi un champ coercitif sensiblement réduit par rapport à la valeur théorique $2K/I_s$ des substances parfaites et cela pour des dimensions relativement petites du défaut, mais cette réduction n'est jamais supérieure à un facteur 4.

Abstract. — The influence of local change of the magnetocrystalline anisotropy coefficient on the coercive force and the nucleation field is studied with use of a model derived from that of Aharoni : an uniaxial single crystal of infinite dimension in the three directions of a frame of reference $Oxyz$ whose Oz axis coincides with the direction of easy magnetization of the crystal is assumed. In a slab of width $2d$, limited by two planes perpendicular to Ox , the direction of easy magnetization is parallel to Oy and the magnetocrystalline anisotropy coefficient is of the form $-K\alpha$, α being a new positive parameter. For reasonable values of d and α this model gives positive nucleation fields, in agreement with experimental data. A coercive force considerably reduced with respect to the theoretical value $2K/I_s$ of perfect samples is found and this for relatively small dimensions of the defect, but this reduction is never more than a factor of 4.

1. Introduction. — Pour définir le champ de nucléation on considère un monocristal ferromagnétique en forme d'ellipsoïde de révolution dont le grand axe Oz est direction de facile aimantation. On applique un champ magnétique très intense dans la direction Oz pour saturer l'échantillon, puis on fait décroître le champ en le renversant au besoin. Au cours de cette expérience une valeur H_n du champ est atteinte pour laquelle l'état saturé cesse d'être stable. Au moment où le champ devient inférieur à cette valeur H_n , appelée « champ de nucléation » [1], un certain mode de renversement s'amorce dans le cristal. Pour déterminer théoriquement le champ de nucléation, il suffit de considérer les déviations infinitésimales et les équations d'équilibre sont alors rigoureusement linéaires.

Aharoni [2] a montré l'effet d'une diminution locale de la constante K d'anisotropie magnétocristalline sur le champ de nucléation et le champ coercitif en étudiant les modèles unidimensionnels

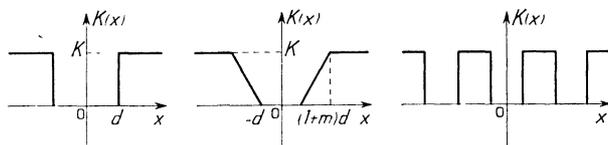


FIG. 1a.

représentés sur la figure 1a. Ces modèles permettent d'obtenir une réduction sensible du champ coercitif. Cependant les champs de nucléation, négatifs quelle que soit la dimension du défaut, ne sont pas en accord avec l'expérience. On peut espérer que ces résultats seront améliorés si l'on suppose que dans la région du défaut, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est de la forme $-K\alpha \sin^2 \omega$, α étant un paramètre positif et ω l'angle entre l'aimantation spontanée et la direction de facile aimantation. Cela signifie que le défaut se compose d'une région où l'anisotropie est uniaxe et où l'axe de facile aimantation est normal à celui du reste du cristal.

2. Étude du champ de nucléation. — On admet que l'anisotropie est représentée (fig. 1b) par une fonction de la forme :

$$K(x) = -K\alpha \quad \text{pour } |x| \leq d \quad \text{avec } \alpha \geq 0 \quad (1)$$

$$K(x) = K \quad \text{pour } |x| \geq d$$

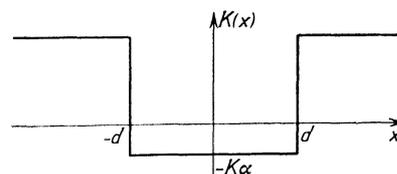


FIG. 1b

(1) Cet article résume un travail de thèse de 3^e cycle présentée en 1962.

Pour $\alpha = 0$ on retrouve la formule d'Aharoni :

$$\Delta E = B(\theta_n \operatorname{tg} \theta_n + 1 - 3 \cos^2 \theta_n)$$

où B est un facteur positif.

L'équation (10) montre que la variation de l'aimantation est discontinue à la nucléation si ΔE est négatif ; cela se produit dans la région $\theta_n < \theta_0(\alpha)$ ou ce qui est équivalent d'après (9) à $T < T_0(\alpha)$.

Les valeurs caractéristiques $\theta_0(\alpha)$ qui annulent ΔE et les valeurs correspondantes de $T_0(\alpha)$ et de h_{0n} sont données dans le tableau suivant pour $\alpha = 0, 1/2$ et 1 :

α	$\theta_0(\alpha)$	$T_0(\alpha)$	h_{0n}
0	0,732	0,984	-0,553
0,5	0,457	0,416	-0,705
1	0,368	0,279	-0,741

3. Distribution de l'aimantation pour des champs intermédiaires entre le champ de nucléation et le champ coercitif. — Pour obtenir les positions d'équilibre de l'aimantation après la nucléation il faut résoudre les équations non linéaires (4). Considérons d'abord la distribution de l'aimantation dans la région du défaut $t \leq 1$. Une première intégration de l'équation (4b) donne en tenant compte de la condition (6a) et en posant $\omega(0) = \omega_0$:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\omega}{dt} \right)^2 - T^2 \frac{\alpha}{4} (\cos 2\omega - \cos 2\omega_0) + T^2 h (\cos \omega - \cos \omega_0) = 0 \quad (11)$$

En intégrant à nouveau et en utilisant les fonctions de Jacobi on aboutit finalement à l'expression :

$$\omega = 2 \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{\omega_0}{2} \times \operatorname{sn} \left(K(\lambda) - \frac{\sqrt{C}}{\operatorname{tg}(\omega_0/2)} t, \lambda \right) \right] \quad (12)$$

dans laquelle on a posé :

$$k = \sin(\omega_0/2) ; \quad k' = \cos(\omega_0/2) ;$$

$$\lambda = (k/k') \sqrt{(\alpha h^2 + h) / (\alpha k'^2 - h)}$$

$$C = T^2 \frac{\alpha}{2} (1 - \cos 2\omega_0) - \frac{hT^2}{2} (1 - \cos \omega_0)$$

$$F(\varphi, \lambda) = \int_0^\varphi \frac{d\varphi'}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \varphi'}}$$

intégrale elliptique de première espèce

$$K(\lambda) = F\left(\frac{\pi}{2}, \lambda\right)$$

intégrale elliptique complète de première espèce

$$\operatorname{sn}(F, \lambda) = \sin \varphi$$

fonction sinus amplitude de Jacobi.

CONDITIONS AUX LIMITES A L'INFINI ET SOLUTION GÉNÉRALE DANS LA RÉGION $t \geq 1$. — L'intégration de l'équation (4a) donne :

$$(d\omega/dt)^2 + 2T^2 h \cos \omega + 1/2 T^2 \cos 2\omega = A \quad (13)$$

La constante d'intégration A dépend des conditions aux limites imposées à la fonction ω . Deux cas peuvent être considérés : $\omega(\infty) = 0$ et $\omega(\infty) = \pi$. Dans le deuxième cas l'aimantation s'est renversée.

a) $\omega(\infty) = 0$.

La solution générale de l'équation (13) s'écrit :

$$\omega = 2 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{2C_1 T(1+h)^{1/2} \exp[(1+h)^{1/2} Tt]}{1 - C_1^2 T^2 h \exp[2(1+h)^{1/2} Tt]} \right\} \quad (14)$$

où C_1 est une constante d'intégration.

DÉTERMINATION DE LA DÉVIATION A L'ORIGINE ω_0 EN FONCTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE APPLIQUÉ. — En exprimant la condition de continuité de la fonction ω et de sa dérivée ω' au point $t = 1$ on aboutit à la relation :

$$\sqrt{C} \operatorname{cn}(b, \lambda) \operatorname{dn}(b, \lambda) - T \operatorname{tg} \frac{\omega_0}{2} \operatorname{sn}(b, \lambda) \sqrt{1 + h + h \operatorname{tg}^2 \frac{\omega_0}{2} \operatorname{sn}^2(b, \lambda)} = 0 \quad (15)$$

avec

$$\operatorname{dn}(b, \lambda) = \sqrt{1 - \lambda^2 \operatorname{sn}^2(b, \lambda)}$$

$$b = K \left(\sqrt{\frac{A}{C}} \operatorname{tg}^2 \frac{\omega_0}{2} \right) - \frac{\sqrt{C}}{\operatorname{tg} \omega_0/2}$$

$$A = \frac{1}{8} \alpha T^2 (1 - \cos 2\omega_0) + \frac{hT^2}{2} (1 + \cos \omega_0)$$

Pour des valeurs données de T et α cette relation permet de calculer ω_0 en fonction de h pour des valeurs de h comprises entre le champ de nucléation et le champ coercitif. Les solutions $\omega_0(h)$ de l'équation transcendante (15) sont représentées sur la figure 3 pour $\alpha = 1$ et $T = 1, 2$ et 3 .

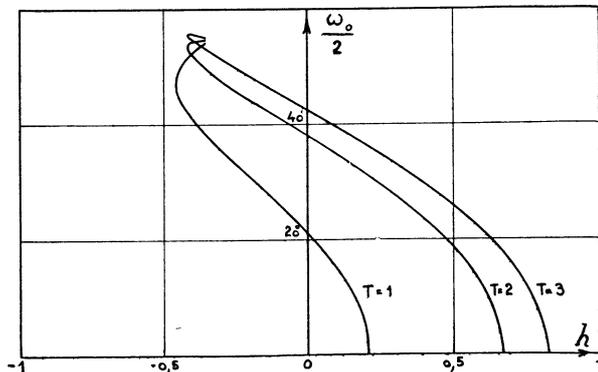


FIG. 3. — Solutions de l'équation (15) pour $\alpha = 1$ et $T = 1, 2, 3$ pour des valeurs de h comprises entre le champ de nucléation h_n et le champ coercitif h_c .

Lorsque le champ magnétique atteint la valeur du champ coercitif il se produit un renversement de l'aimantation.

ÉTUDE DE LA RÉPARTITION DE L'AIMANTATION APRÈS LE RENVERSEMENT. — Une étude spéciale des conditions aux limites $\omega(\infty) = \pi$ et $\omega'(\infty) = 0$ n'est pas nécessaire pour déterminer la distribution de l'aimantation après le renversement. Il suffit en effet de remarquer qu'on se ramène au cas traité précédemment en changeant l'orientation de l'axe Oz et le signe du champ magnétique. On comprend donc facilement que lorsque le champ coercitif $|h_c|$ est supérieur au champ de nucléation h_n , l'échantillon sera saturé après le renversement de l'aimantation. Dans les autres cas il se produit un saut de $\omega_0(h_c)$ de la courbe initiale vers une valeur ω_0' différente de π . En diminuant le champ magnétique encore davantage on décrit une nouvelle courbe $\omega_0'(h)$. Ce cas est représenté sur la figure 4 pour $\alpha = 1$ et $T = 4$.

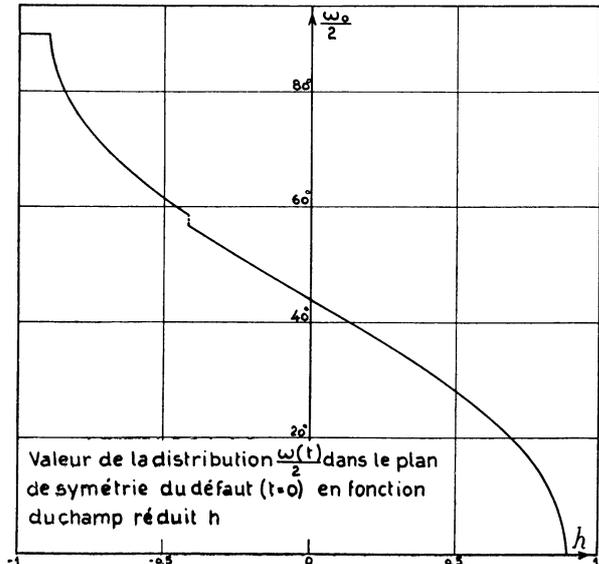


FIG. 4. — Valeur de la distribution $\omega(t)/2$ dans le plan de symétrie du défaut ($t = 0$) en fonction du champ réduit h .

ÉTUDE DU CHAMP COERCITIF. — 1) *Étude du cas où le champ coercitif est égal au champ de nucléation.* — Le champ coercitif est la valeur du champ magnétique appliqué pour laquelle l'aimantation se renverse, ou ce qui est équivalent, la valeur du champ à partir de laquelle l'équation (15) n'a plus de solution. On définit un champ coercitif réduit par la relation $h_c = H_c I_s / 2K$. On peut montrer en calculant la dérivée $(\partial k^2 / \partial h)_{k=0}$ que si la dimension réduite de l'imperfection est inférieure à une certaine valeur $T_0(\alpha)$, le champ de nucléation est égal au champ coercitif.

2) *Champ coercitif dans le cas général et cycle d'hystérésis.* — Considérons les solutions de l'équa-

tion (15) représentées sur la figure 3 pour $\alpha = 1$ et $T = 1, 2, 3$. Pour T et α fixés, elles donnent les déviations de l'aimantation dans le plan de symétrie Oyz de l'imperfection en fonction du champ magnétique externe appliqué.

Plaçons-nous en un point $\omega_0(h_1)$ de la courbe. Si en ce point la dérivée $\partial k^2 / \partial h$ est négative il existera encore une position d'équilibre pour une valeur inférieure du champ magnétique. Cela n'est certainement plus vrai si la courbe $k(h)$ ou ce qui est équivalent la courbe $\omega_0(h)$ se renverse : on a donc atteint le champ coercitif.

Il se produira alors un saut discontinu de l'aimantation soit vers une autre branche $k(h)$ si elle existe, soit vers l'état de saturation $\omega = \pi$. La figure 5 représente le champ coercitif h_c en fonction de la dimension réduite T de l'imperfection pour les valeurs $\alpha = 0, 1/2, 1$.

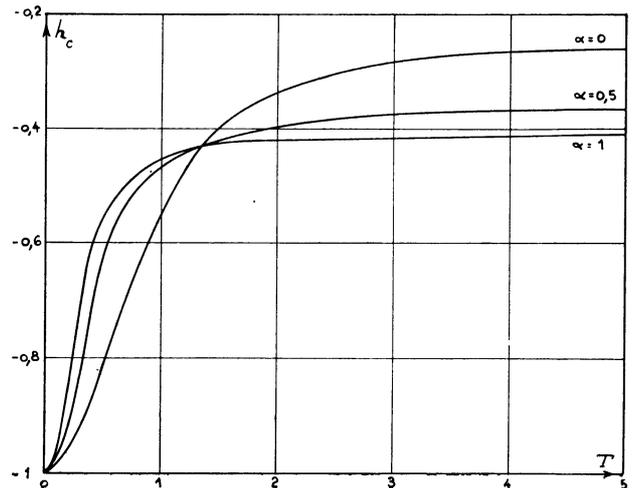


FIG. 5. — Courbes du champ coercitif h_c en fonction de la dimension réduite T du défaut.

4. Discussion des résultats. — 1) **RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET VALEURS VRAISEMBLABLES DES PARAMÈTRES.** — Guillaud [3] a observé un champ coercitif de 12 kOe pour des particules de MnBi ayant une dimension de l'ordre de 5μ et de 0,6 kOe pour des particules de 100μ alors que la valeur théorique $2K/I_s$, indépendante de la dimension de l'échantillon, est de 29 kOe. Le champ coercitif des particules de MnBi de 100μ peut être expliqué par la théorie classique des domaines ; l'observation montre en effet que ces particules ont une structure multidomaine et le processus d'aimantation inverse sera réalisé par la création de germes d'aimantation inverse qui s'étendent par déplacement de parois.

La technique de Bitter permet de montrer que la structure en domaines des particules de MnBi disparaît complètement pour un champ appliqué de 6 000 Oe ; admettons cette valeur pour le champ de nucléation et prenons pour la dimension réduite du

défaut $T = 2$. La constante d'échange A est de l'ordre de 10^{-6} erg/cm et la constante d'anisotropie magnétocristalline $K \simeq 10^7$ erg/cm³ à la température ambiante. Avec ces valeurs on vérifie facilement que $T = 2$ correspond à un défaut de l'ordre de 100 Å ce qui est une dimension raisonnable pour une dislocation.

Pour $\alpha = 1/2$ la figure 2 montre que le champ de nucléation pour $T = 2$ est de 5 800 Oe tandis que le champ coercitif représenté sur la figure 5 est de l'ordre de 12 kOe pour $T = 2$. L'accord avec les résultats expérimentaux pour des particules de 5μ est donc très bon.

2) CRITIQUE DU NOUVEAU MODÈLE. — La théorie que nous avons développée ne s'applique qu'au cas où le mécanisme du champ coercitif ne peut mettre en jeu que des rotations. Cela se produit effectivement lorsque la dimension des particules est assez petite pour qu'une paroi ne puisse pas s'y créer.

L'expérience montre aussi que le champ coercitif dépend fortement de la dimension des particules alors que cette dimension n'intervient pas dans le modèle étudié. Ceci peut s'expliquer par la présence de plusieurs défauts du même type, dont le nombre et la répartition dépendent de la dimension des échantillons étudiés.

5. **Conclusion.** — Bien que cette étude ne soit pas entièrement satisfaisante, elle donne une interprétation convenable des résultats expérimentaux. Un résultat fondamental est obtenu : pour des dimensions relativement petites du défaut, le champ de nucléation est positif conformément aux données expérimentales.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur A. Aharoni, qui m'a envoyé, avant publication, son article : « Theoretical search for Domain Nucleation », qui m'a été très utile pour la rédaction de ma thèse.

Manuscrit reçu le 22 février 1964.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Le terme « champ de nucléation » a été introduit par Frei et ses collaborateurs pour désigner le champ caractéristique H_n pour lequel l'état saturé cesse d'être stable.
- [2] AHARONI (A.), *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 127 ; *Ibid.*, 1960 **120**, 1576 ; *J. Appl. Physics*, 1961, **32**, 245 S.
- [3] GUILLAUD (C.), *Thèse*, Strasbourg, 1943.