Évolution de cycles d'hystérésis successifs de faible amplitude décrits par une paroi de bloch a 180° dans un monocristal de fer-silicium

J.L. Porteseil, J.C. Cotillard, R. Vergne

► To cite this version:

J.L. Porteseil, J.C. Cotillard, R. Vergne. Évolution de cycles d'hystérésis successifs de faible amplitude décrits par une paroi de bloch a 180° dans un monocristal de fer-silicium. Journal de Physique Lettres, 1978, 39 (22), pp.425-427. 10.1051/jphyslet:019780039022042500 . jpa-00231534

HAL Id: jpa-00231534

<https://hal.science/jpa-00231534>

Submitted on 1 Jan 1978

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.

Classification
Physics Abstracts
75.60E

ÉVOLUTION DE CYCLES D'HYSTÉRÉSIS SUCCESSIFS DE FAIBLE AMPLITUDE DÉCRITS PAR UNE PAROI DE BLOCH A 180° DANS UN MONOCRISTAL DE FER-SILICIUM

J. L. PORTESEIL, J. C. COTILLARD et R. VERGNE

Laboratoire Louis-Néel, C.N.R.S., 166 X, 38042 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 6 juin 1978, accepté le 26 septembre 1978)

Résumé. — On étudie expérimentalement l'évolution de cycles d'hystérésis successifs de faible amplitude décrits par une paroi de Bloch. Les champs de déclenchement des sauts d'aimantation fluctuent suivant une statistique Gaussienne autour des valeurs moyennes qui varient elles-mêmes comme $(\text{Log } n)^{1/2}$, n étant le nombre de cycles. Ce phénomène est dû à la possibilité de choix entre de nombreuses configurations microscopiques, et est analogue à la reptation des cycles d'un polycristal.

Abstract. — The experimental study of successive, small-amplitude hysteresis loops described by a single Bloch wall shows that the fields which trigger the magnetization jumps fluctuate according to a Gaussian law, around average values which themselves depend on the number of cycles n as $(\text{Log } n)^{1/2}$. This phenomenon arises from a possible choice among numerous microscopic configurations, and is analogous to the « reptation » (creep) of the dissymmetric loops of a polycrystal.

1. Introduction. — Dans une précédente publication [1], nous avons décrit les déplacements d'une paroi de Bloch à 180° unique dans un monocristal de fer-silicium. Il ressort de cette étude que, suivant les conditions expérimentales, on peut mettre en évidence deux types de comportement : dans l'un d'eux, la paroi se déplace en bloc comme un plan rigide, tandis que dans l'autre, elle se déplace à une échelle inférieure par petits sauts localisés. La figure 1 résume ces résultats. Elle représente les déplacements Δx du plan moyen de la paroi, en fonction du champ magnétique appliqué H , au cours d'un cycle d'hystérésis élémentaire décrit entre deux positions d'équilibre stable de la paroi distantes de 8 000 Å environ (soit sensiblement quatre épaisseurs de paroi). On y remarque d'une part deux grands sauts ascendant et descendant BC et EF, reproductibles lorsqu'on décrit le cycle plusieurs fois, et d'autre part un très grand nombre d'événements irréversibles sur les parcours AB et DE, d'amplitude bien inférieure, et non reproductibles ⁽¹⁾. Dans ce travail, nous avons cherché à

savoir si les caractéristiques de tels cycles élémentaires dépendent du nombre de fois où on les décrit. L'échantillon et le dispositif de mesure sont les mêmes que ceux utilisés dans la référence [1]. La fréquence de cyclage est 0,05 Hz.

FIG. 1. — Cycles d'hystérésis élémentaires mettant en évidence à la fois les grands sauts reproductibles et les très nombreux petits sauts aléatoires.

[Elementary hysteresis loop showing both the large, reproducible jumps and the very numerous random, small jumps.]

⁽¹⁾ Les amplitudes de ces sauts localisés, exprimées en déplacements moyens de la paroi, sont très faibles (de l'ordre de 100 Å au maximum). Mais en fait, leur volume réel moyen est celui d'un cube dont l'arête aurait quelques dizaines de microns, c'est-à-dire l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre dislocations [1].

2. Evolution des champs de déclenchement des grands sauts en fonction du nombre de cycles. —

Soient H_1 et H_2 respectivement les champs pour lesquels se déclenchent les sauts ascendant et descendant BC et EF. Nous avons étudié l'évolution des valeurs de H_1 et H_2 relevées sur les enregistrements de nombreux cycles successifs décrits dans des conditions expérimentales fixées (température constante voisine de 300 K, champ magnétique variant en dents de scie avec une amplitude et une fréquence constantes). En pratique, comme le déclenchement des sauts n'est pas extrêmement brutal, nous avons pris respectivement pour H_1 et H_2 les abscisses des milieux des segments BC et EF. On constate que H_1 et H_2 fluctuent aléatoirement d'un cycle à l'autre autour de valeurs moyennes $\bar{H}_1$ et $\bar{H}_2$, qui elles-mêmes évoluent lentement et de façon monotone en fonction du nombre de cycles.

2.1 EVOLUTION DES VALEURS MOYENNES $\bar{H}_1$ ET $\bar{H}_2$ EN FONCTION DU NOMBRE DE CYCLES. — L'expérience montre d'une part que la différence $\bar{H}_1 - \bar{H}_2$ est toujours une fonction croissante du nombre de cycles n , d'autre part que la somme $\bar{H}_1 + \bar{H}_2$ a tendance à se rapprocher de 0. En particulier, pour les cycles tels que $\bar{H}_1 + \bar{H}_2 = 0$ (cycles symétriques), les deux variations moyennes des champs de déclenchement sont symétriques l'un de l'autre. La figure 2 résume schématiquement ces résultats.

Nous avons constaté de plus que les variations de $\bar{H}_1$ et $\bar{H}_2$ en fonction de n sont proportionnelles à $(\log n)^{1/2}$ (Fig. 3). L'amplitude de ces variations est

FIG. 2. — Evolution des valeurs moyennes $\bar{H}_1$ et $\bar{H}_2$ en fonction de n , suivant le type de cycle : a) $0 < \bar{H}_2 < \bar{H}_1$; b) $\bar{H}_2 < 0 < \bar{H}_1$; c) $\bar{H}_2 = -\bar{H}_1$.

[Evolution of the average critical fields $\bar{H}_1$ and $\bar{H}_2$ with n , according to the type of cycle : a) $0 < \bar{H}_2 < \bar{H}_1$; b) $\bar{H}_2 < 0 < \bar{H}_1$; c) $\bar{H}_2 = -\bar{H}_1$.]

FIG. 3. — Variation de $\bar{H}_1$ en fonction de $(\log n)^{1/2}$. L'origine de $\bar{H}_1$ est arbitraire.

[$\bar{H}_1$ plotted versus $(\log n)^{1/2}$. The origin of $\bar{H}_1$ is arbitrary.]

telle que la différence $\bar{H}_1 - \bar{H}_2$ subit des modifications de l'ordre de 10 % dans les quelques premières centaines de cycles.

2.2 FLUCTUATIONS DE H_1 ET H_2 AUTOUR DE LEURS VALEURS MOYENNES. — La figure 4 représente l'histogramme du nombre N des sauts BC s'étant déclenchés pour une certaine valeur de $H_1 - \bar{H}_1$, calculé sur un échantillon de 357 cycles successifs. On constate que cet histogramme est en bon accord avec la loi de probabilité Gaussienne ayant la même variance σ ; l'écart statistique est de 6,9 % (test du χ^2). Les fluctuations de $H_2 - \bar{H}_2$ obéissent à une loi de distribution tout à fait semblable.

FIG. 4. — Histogramme du nombre de sauts en fonction de l'écart du champ de déclenchement à sa valeur moyenne $H_1 - \bar{H}_1$.

[Histogram of the number of jumps versus the fluctuation of the critical field $H_1 - \bar{H}_1$.]

Nous avons observé d'autre part que l'amplitude des fluctuations des champs de déclenchement dépend de la distance Δx que franchit la paroi pendant les sauts irréversibles BC et EF entre ses deux positions d'équilibre stable. Le tableau I donne les résultats pour trois expériences faisant intervenir des cycles élémentaires d'amplitudes différentes, et montre que la variance $\sigma = \sqrt{(H_1 - \bar{H}_1)^2}$ est apparemment une fonction linéaire de Δx .

TABLEAU I
Evolution de la variance des champs de déclenchement en fonction de l'amplitude du saut
[The variance of the critical fields as a function of the jump magnitude.]

Δx (μm)	σ (mOe)	$\sigma/\Delta x$ (mOe. μm^{-1})
—	—	—
0,905	0,013 7	0,015 1
1,273	0,020 7	0,016 3
1,675	0,026 0	0,015 5

3. **Discussion des résultats.** — Les cycles d'hystérésis élémentaires décrits par une paroi dans des conditions fixées ne sont pas entièrement reproductibles. Nous pensons que cela est dû au fait que l'on ne peut considérer la paroi comme un plan tout à fait rigide. Pour une position donnée de son plan moyen, la paroi peut adopter un très grand nombre de configurations différentes mais d'énergies voisines. Cela revient à tenir compte de ses degrés de liberté internes mis en évidence par les nombreux sauts de faible amplitude visibles sur la figure 1. Les accrochages de la paroi sur les défauts du réseau cristallin ne sont pas totalement reproductibles d'un cycle à l'autre. Les fluctuations thermiques sont vraisemblablement à l'origine du choix aléatoire d'une configuration à chaque cycle. Le fait que l'écart moyen $\bar{H}_1 - \bar{H}_2$ croisse régulièrement avec le nombre de cycles montre que la paroi, grâce aux tirages au sort successifs qu'elle effectue, sélectionne progressivement des configurations où ses accrochages avec les défauts du réseau sont de plus en plus efficaces. D'autre part, on peut représenter la tendance de $\bar{H}_1 + \bar{H}_2$ à se rapprocher de 0 en disant que la valeur moyenne de l'aimantation dans un champ donné a tendance à croître en fonction de n , sauf si le cycle est symétrique. Ces constatations mettent en évidence un phénomène de mémoire dû à la nature non linéaire du système étudié ; de tels comportements sont typiques de

l'hystérésis ferromagnétique. Les divers aspects énumérés ci-dessus (choix aléatoire d'une configuration, adaptation progressive à une situation imposée par les conditions extérieures, lente croissance de l'aimantation) trouvent des parallèles frappants dans l'étude de la reptation des cycles dissymétriques d'un matériau polycristallin [2, 3, 4]. Ce phénomène est lié à l'existence de degrés de liberté, non plus internes à la paroi mais, à une échelle supérieure, dans la structure en domaines extrêmement complexe d'un polycristal. L'analogie n'est d'ailleurs pas seulement qualitative : on sait en effet depuis longtemps [2, 5] à la fois sur les plans théorique et expérimental, que le lent déplacement des cycles successifs d'un polycristal obéit à une loi en $(\text{Log } n)^{1/2}$. Ce travail montre que la loi reste valable à l'échelle d'une paroi ⁽²⁾. L'étude des cycles décrits par une paroi isolée apporte toutefois des renseignements supplémentaires. D'une part, elle donne accès aux variations individuelles de $\bar{H}_1$ et $\bar{H}_2$, tandis que l'on n'observe sur un polycristal que l'accroissement global d'aimantation à l'extrémité des cycles dû à la variation de très nombreux champs de déclenchement impossibles à isoler. Elle met d'autre part en évidence pour la première fois la statistique Gaussienne des champs d'interaction dans un milieu cristallin ferromagnétique perturbé, postulée par L. Néel en l'absence de données expérimentales. Cette loi reflète l'intervention d'un très grand nombre de contributions aléatoires dans les mécanismes d'aimantation des matériaux massifs, même au niveau le plus élémentaire, celui d'une paroi de Bloch isolée. Par contre, elle ne donne aucun renseignement sur la physique de l'interaction paroi-défauts, pas plus d'ailleurs que la loi en $(\text{Log } n)^{1/2}$ qui en découle [2]. Remarquons enfin qu'on a mis en évidence récemment sur des supraconducteurs un phénomène de reptation analogue, lié cette fois à la réorganisation des lignes de flux dans le matériau [6]. Il semble que la reptation soit une caractéristique générale des systèmes doués d'hystérésis, soumis à des variations cycliques d'un paramètre macroscopique, et dans lesquels des degrés de liberté internes permettent d'effectuer des choix entre de nombreuses configurations.

⁽²⁾ Il est évident qu'une telle loi doit cesser de représenter correctement les phénomènes lorsque $n \rightarrow \infty$. Toutefois, sa croissance est si lente qu'il semble illusoire d'espérer mettre en évidence une déviation de la loi à l'échelle de nos observations expérimentales. Rappelons que dans le cas d'un polycristal, nous avons pu estimer à 10^{22} le nombre de cycles nécessaire pour parvenir à une saturation de l'effet [3].

Bibliographie

[1] PORTESEIL, J. L., VERGNE, R., COTILLARD, J. C., *J. Physique* **38** (1977) 1541.

[2] NÉEL, L., *C. R. Hebd. Acad. Sci.* **244** (1957) 2668.

[3] PORTESEIL, J. L., VERGNE, R., *Revue Phys. Appl.* **12** (1977) 1077.

[4] PORTESEIL, J. L., *Physica* **93B** (1978) 201.

[5] DANG, N. V., Thèse, Grenoble (1961).

[6] ROGALLA, H., HEIDEN, C., *Phys. Lett.* **63A** (1977) 63.