



HAL
open science

Domaines et parois dans les corps ferromagnétiques ; leur visualisation

Louis Néel

► **To cite this version:**

Louis Néel. Domaines et parois dans les corps ferromagnétiques ; leur visualisation. Bulletin de liaison de la Société française de Minéralogie et de Cristallographie, 1968, 91 (6), pp.627–636. <10.3406/bulmi.1968.6164>. <hal-02888361>

HAL Id: hal-02888361

<https://hal.science/hal-02888361v1>

Submitted on 29 Jul 2020

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.



HAL Authorization

Domaines et parois dans les corps ferromagnétiques ; leur visualisation

Louis Néel

Citer ce document / Cite this document :

Néel Louis. Domaines et parois dans les corps ferromagnétiques ; leur visualisation. In: Bulletin de la Société française de Minéralogie et de Cristallographie, volume 91, 6, 1968. Réunion annuelle de l'Association Française de Cristallographie, Toulouse, 18-20 mars 1968;

doi : <https://doi.org/10.3406/bulmi.1968.6164>

https://www.persee.fr/doc/bulmi_0037-9328_1968_act_91_6_6164

Fichier pdf généré le 18/03/2019

Abstract

We first recall the principles guiding the partition of a ferromagnetic sample into elementary domains, then we study briefly the energy, thickness, orientation and equilibrium of the boundaries separating these domains. We show also the variety of the distortions that magnetostriction can possibly introduce in the network of a perfect crystal.

We study then the various methods that allow us to bring to an evidence the domains and their boundaries : use of fine ferromagnetic powders, Kerr and Farady magneto-optic effects, electron microscopy. We describe also the most recent amongst these methods, using the X-Rays diffraction. We recall the interpretation of observed effects by mean of the Borrmann effect, and the anomalous propagations of X-rays in a crystal which is distorted by magnetostriction.

We conclude with a comparison between these different methods of visualisation and we emphasize on the interest of X-rays for the study of antiferromagnetic domains.

Résumé

Après avoir rappelé les principes qui guident la subdivision d'un échantillon ferromagnétique en domaines élémentaires, on étudie brièvement l'énergie, l'épaisseur, l'orientation et l'équilibre des parois de séparation entre ces domaines. On souligne également la variété des distortions du réseau que la magnétostriction peut produire dans un cristal parfait.

On étudie ensuite les différentes méthodes qui permettent de mettre en évidence les domaines et leurs parois de séparation : dépôts de poudres ferromagnétiques fines, effets magnéto-optiques Kerr et Faraday, microscopie électronique. On décrit aussi la plus récente de ces méthodes qui fait appel à la diffraction des rayons X. On rappelle l'interprétation des faits observés au moyen de l'effet Borrmann et des anomalies de propagation des rayons X dans un cristal déformé par la magnétostriction.

Finalement, on compare ces différentes méthodes de visualisation et on fait remarquer l'intérêt des rayons X dans l'étude des domaines antiferromagnétiques.

Domaines et parois dans les corps ferromagnétiques ; leur visualisation

PAR LOUIS NÉEL,

Laboratoire d'électrostatique et de physique du métal, Grenoble.

Résumé. — Après avoir rappelé les principes qui guident la subdivision d'un échantillon ferromagnétique en domaines élémentaires, on étudie brièvement l'énergie, l'épaisseur, l'orientation et l'équilibre des parois de séparation entre ces domaines. On souligne également la variété des distorsions du réseau que la magnétostriction peut produire dans un cristal parfait.

On étudie ensuite les différentes méthodes qui permettent de mettre en évidence les domaines et leurs parois de séparation : dépôts de poudres ferromagnétiques fines, effets magnéto-optiques Kerr et Faraday, microscopie électronique. On décrit aussi la plus récente de ces méthodes qui fait appel à la diffraction des rayons X. On rappelle l'interprétation des faits observés au moyen de l'effet Borrmann et des anomalies de propagation des rayons X dans un cristal déformé par la magnétostriction.

Finalement, on compare ces différentes méthodes de visualisation et on fait remarquer l'intérêt des rayons X dans l'étude des domaines antiferromagnétiques.

Abstract. — We first recall the principles guiding the partition of a ferromagnetic sample into elementary domains, then we study briefly the energy, thickness, orientation and equilibrium of the boundaries separating these domains. We show also the variety of the distorsions that magnetostriction can possibly introduce in the network of a perfect crystal.

We study then the various methods that allow us to bring to an evidence the domains and their boundaries : use of fine ferromagnetic powders, Kerr and Farady magneto-optic effects, electron microscopy. We describe also the most recent amongst these methods, using the X-Rays diffraction. We recall the interpretation of observed effects by mean of the Borrmann effect, and the anomalous propagations of X-rays in a crystal which is distorted by magnetostriction.

We conclude with a comparison between these different methods of visualisation and we emphasize on the interest of X-rays for the study of antiferromagnetic domains.

PREMIÈRE PARTIE.

GÉNÉRALITÉS

Domaines élémentaires et directions de facile aimantation.

On sait que dans les substances ferromagnétiques les moments magnétiques d'atomes proches voisins sont couplés parallèlement

entre eux par les *forces de Weiss-Heisenberg* qui assurent ainsi un *ordre à courte distance*, malgré les perturbations de l'agitation thermique. Il en résulte que l'aimantation locale possède partout une grandeur constante \mathbf{M} qui ne dépend que de la température et qu'on appelle *l'aimantation spontanée*. De ce point de vue, l'énergie minimale correspond au parallélisme des vecteurs \mathbf{M} dans tout l'échantillon. Si ces vecteurs ne sont pas parallèles, les cosinus directeurs α, β, γ de \mathbf{M} sont des fonc-

tions de coordonnées d'espace. L'augmentation E_L de la densité d'énergie, par rapport à l'énergie minimale, est donnée par des formules telles que :

$$E_L = A [(\nabla \alpha)^2 + (\nabla \beta)^2 + (\nabla \gamma)^2] \quad [1]$$

qui est valable pour les substances cubiques et qui est due à Landau et Lifshitz ; A est de l'ordre de 10^{-6} erg.cm $^{-1}$.

On sait d'autre part que l'aimantation spontanée est couplée au réseau cristallin et que la densité d'énergie magnétocristalline correspondante E_c prend, pour les substances cubiques, la forme :

$$E_c = K [\alpha^2 \beta^2 + \beta^2 \gamma^2 + \gamma^2 \alpha^2] \quad [2]$$

où K est de l'ordre de 10^4 à 10^6 erg.cm $^{-3}$.

Bien que l'énergie E_c soit bien plus petite que l'énergie de Weiss-Heisenberg, qui est de l'ordre de 10^9 à 10^{10} erg.cm $^{-3}$, leur action conjuguée produit un *ordre à longue distance*. Ainsi se forment des régions plus ou moins étendues, appelées *domaines élémentaires de Weiss*, à l'intérieur desquelles l'aimantation spontanée est uniforme. La direction de \mathbf{M} correspond aux minimums de E_c : ce sont les *directions de facile aimantation*.

2. Le champ démagnétisant.

Le problème de l'aimantation d'un corps ferromagnétique ne présenterait ainsi aucune difficulté s'il n'y avait le *champ démagnétisant*. Malheureusement, si l'échantillon possède une aimantation uniforme \mathbf{M} , des densités superficielles $\sigma_s = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}$ de charges magnétiques apparaissent à la surface (\mathbf{n} est un vecteur unitaire normal à la surface et dirigé vers l'extérieur). Ces charges créent des champs magnétiques et augmentent beaucoup l'énergie libre qui peut atteindre ainsi aisément des valeurs de 10^6 erg.cm $^{-3}$. L'échantillon tend ainsi à se désaimanter. L'aimantation macroscopique devient beaucoup plus petite que l'aimantation locale qui conserve une grandeur constante \mathbf{M} . L'aimantation n'étant plus uniforme, apparaissent aussi des densités en volume de charges magnétiques et des *champs magnétiques internes*, dits de *dispersion*.

Même en adoptant les conditions les plus simples possibles (cristal unique parfait), le problème est encore très compliqué. Il s'agit en effet de trouver la configuration d'énergie minimale, compte tenu de l'énergie de Landau-

Lifshitz, de l'énergie magnétocristalline, de l'énergie des champs démagnétisants et des champs de dispersion, de l'énergie élastique provenant des déformations dues à la magnétostriction et de l'énergie dans le champ magnétique appliqué extérieur. C'est le problème parfaitement inextricable du *micromagnétisme*.

Fort heureusement, on peut dans certaines circonstances imaginer des solutions approchées moyennant quelques hypothèses simplificatrices que nous examinerons plus loin. On peut ainsi en gros expliquer les phénomènes, ce qui montre le bien-fondé de cette manière de voir. Il s'agira par exemple d'échantillons de fer pur monocristallins, dont l'aimantation macroscopique est faible devant l'aimantation à saturation.

3. Hypothèses de la nullité du champ inférieur et des champs internes de dispersion.

La première hypothèse consiste à admettre que l'échantillon, dans sa totalité, est subdivisé en domaines élémentaires plus ou moins grands, à aimantation uniforme, disposés les uns par rapport aux autres de façon telle que les *champs internes de dispersion soient nuls*. Le problème est déjà bien simplifié puisqu'il n'y a plus à tenir compte de l'énergie correspondante.

Selon la deuxième hypothèse, on admet que le *champ intérieur*, égal à la somme du champ appliqué et du champ démagnétisant, est nul. Il en résulte que la direction de l'aimantation spontanée de chaque domaine est l'une des directions de facile aimantation correspondant à un minimum de E_c . Dans le cas du fer où K est positif, ces directions sont les trois axes quaternaires, dans l'un ou l'autre sens, soit au total six orientations distinctes.

Cependant, sauf dans des circonstances absolument exceptionnelles, ces deux conditions ne peuvent être satisfaites rigoureusement dans tout l'échantillon. Il existe presque toujours des *régions limitées*, situées en général à la surface, à l'intérieur desquelles les champs de dispersion ne sont pas nuls tandis que l'orientation de l'aimantation des domaines n'est pas celle des directions de facile aimantation. Ces régions, correspondant à des densités d'énergie libre anormalement élevée, occupent une fraction d'autant plus petite du volume total que l'échelle dimensionnelle de la subdivision en domaines élémentaires est plus petite. Mais,

d'autre part, à mesure que cette échelle diminue, la surface des parois de séparation entre les domaines élémentaires augmente. Or, comme nous le rappelons plus loin, les parois possèdent une certaine énergie superficielle qui est de l'ordre de $1 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$: la diminution de l'échelle des domaines est donc accompagnée d'une augmentation de l'énergie libre. L'échelle de la subdivision est telle que l'énergie totale soit minimale.

Enfin, tout au moins en première approximation, on néglige l'augmentation d'énergie provenant des déformations élastiques liées à la magnétostriction.

4. Schéma général de la subdivision en domaines élémentaires.

Ces hypothèses une fois admises, il est possible dans quelques cas simples, pour des monocristaux taillés sous la forme d'ellipsoïdes ou de lames minces, de prévoir l'allure de la subdivision en domaines élémentaires, tout au moins en ce qui concerne les domaines situés à l'intérieur de l'échantillon. Il s'agit alors souvent de domaines ayant la forme de feuillets plans et minces, empilés comme les pages d'un livre, appartenant alternativement à deux ou trois familles, ou davantage, tous les feuillets de même famille correspondant à une même orientation de l'aimantation spontanée.

Dans les régions superficielles, les domaines élémentaires ont des formes beaucoup plus compliquées, difficiles à prévoir *a priori* sans le secours de l'observation.

Nous avons d'ailleurs donné autrefois (L. Néel, 1944) quelques principes généraux relatifs à la solution de ces problèmes.

Par ailleurs, il convient de rappeler que tous les processus d'aimantation technique, tels qu'ils sont mis en œuvre dans les circuits magnétiques des transformateurs et des machines tournantes, se ramènent en dernière analyse à des déplacements des parois de séparation entre les domaines élémentaires et à une rotation de l'aimantation spontanée à l'intérieur de chaque domaine.

La nature exacte de la subdivision des ferromagnétiques en domaines élémentaires et en parois présente donc un intérêt considérable, aussi bien du point de vue théorique que pratique. Nous nous proposons donc dans l'exposé qui va suivre : d'une part de préciser l'état de nos connaissances théoriques sur les parois et

d'autre part de passer en revue les méthodes de visualisation des parois et des domaines qui sont aujourd'hui à notre disposition.

DEUXIÈME PARTIE.

LES PAROIS

Deux points importants doivent être précisés : le premier concerne l'orientation des parois, le second leur constitution interne.

5. Orientation des parois.

Ce premier point concerne l'orientation des parois par rapport aux directions des aimantations spontanées \mathbf{M}_I et \mathbf{M}_{II} des deux domaines adjacents I et II. En effet, si \mathbf{n} est un vecteur unitaire normal à la paroi, dirigé du côté du domaine II, une densité superficielle σ_p de charges magnétiques fictives apparaît sur la paroi :

$$\sigma_p = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II}) \quad [3]$$

Ces charges donnent naissance à des champs magnétiques internes de dispersion correspondant à des densités volumiques d'énergie considérables, de l'ordre de σ_p^2 . Pour minimiser l'énergie, les parois tendent donc à s'orienter de manière à annuler σ_p : \mathbf{n} est alors perpendiculaire à $\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II}$. La surface de séparation idéale entre les deux domaines I et II est donc un cylindre dont les génératrices sont parallèles à $\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II}$.

6. Structure des parois.

En ce qui concerne maintenant leur structure interne, les parois ne sont pas de simples surfaces géométriques infiniment minces séparant les deux domaines adjacents, mais des régions d'épaisseur finie à l'intérieur desquelles l'aimantation spontanée \mathbf{M} tourne progressivement de la position \mathbf{M}_I à la position \mathbf{M}_{II} . Cette rotation s'effectue d'ailleurs de préférence en conservant au produit $\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}$ une valeur constante : si ce n'était pas le cas, des densités volumiques ρ de charges magnétiques $\rho = -\text{div } \mathbf{M}$ apparaîtraient à l'intérieur de la paroi, donnant naissance à des champs magnétiques et augmentant ainsi l'énergie libre. Ces parois, dites à divergence nulle, sont appelées *parois de Bloch*, du nom du physicien qui le premier en a élucidé la nature.

L'origine de l'épaisseur finie de paroi vient de l'énergie à dépenser pour faire tourner l'aimantation spontanée de la direction \mathbf{M}_I à la direction \mathbf{M}_{II} , énergie donnée pour une substance cubique par la formule [1] de Landau-Lifshitz.

Cette énergie est d'autant plus grande que l'épaisseur e de paroi est plus petite. Elle est en effet de l'ordre de A/e pour un élément de paroi d'une surface de 1 cm^2 . La paroi tend donc à prendre une épaisseur aussi grande que possible, mais, ce faisant, la région, à l'intérieur de laquelle l'aimantation spontanée s'écarte des directions \mathbf{M}_I et \mathbf{M}_{II} d'énergie minimale, devient plus étendue. Il faut donc dépenser une certaine énergie magnétocristalline qui par centimètre carré de paroi est de l'ordre de Ke où K est donné par la formule [2]. L'énergie totale prend une certaine valeur minimale γ , de l'ordre de $2\sqrt{KA}$ pour une épaisseur e de l'ordre de $\sqrt{A/K}$. On obtient ainsi des énergies de l'ordre de 1 erg.cm^{-2} et des épaisseurs de l'ordre de 10^{-5} cm , soit une trentaine de distances interatomiques dans le cas du fer.

Le calcul exact de l'énergie de paroi et de la variation angulaire de \mathbf{M} ne présente aucune difficulté. Pour des orientations données \mathbf{M}_I et \mathbf{M}_{II} de \mathbf{M} , on constate que l'énergie γ dépend de l'orientation de la paroi (L. Néel, 1944) (celle-ci obéissant toujours à la condition $\sigma_n = 0$).

On a l'habitude de distinguer deux catégories de parois : celles qui séparent deux domaines élémentaires à aimantations spontanées antiparallèles que l'on appelle *parois à 180°* et toutes les autres qui sont les *parois à 90°*, cette dénomination est correcte dans le cas du fer où effectivement dans les parois à 90°, \mathbf{M}_I est perpendiculaire à \mathbf{M}_{II} , car les directions d'énergie minimale sont les axes quaternaires, mais c'est un abus de langage dans le cas du nickel où ces directions sont les axes ternaires.

7. Rôle de la surface.

Les parois dont nous venons de déterminer la structure sont des parois idéales, se formant dans un milieu indéfini constitué par un cristal parfait. En réalité, les parois ont des dimensions finies : elles sont limitées par d'autres parois ou par la surface de l'échantillon. La structure de ces raccordements est très mal connue et la théorie en est très difficile, car il s'agit de déterminer des distributions d'aimantation à trois dimensions, en présence de forces à longue distance.

En particulier, à l'intersection d'une paroi à 180° avec la surface de l'échantillon, des densités magnétiques superficielles de l'ordre de \mathbf{M} apparaissent si la paroi garde la même structure qu'à l'intérieur. Or les champs magnétiques ainsi créés, de l'ordre de $2\pi\mathbf{M}$, doivent altérer profondément la structure. Il en est de même *a fortiori* dans les *lames très minces* d'épaisseur inférieure à quelques centaines d'angströms. Nous avons montré que dans ce cas et en première approximation, l'aimantation spontanée tournait progressivement de \mathbf{M}_I à \mathbf{M}_{II} , dans l'épaisseur de la paroi, en restant *parallèle au plan de la lame* : des densités volumiques de charges magnétiques apparaissent alors à l'intérieur de la paroi : au total l'énergie libre est ainsi plus faible que pour une paroi de type de Bloch, ce sont les parois de Néel (L. Néel, 1956).

8. Équilibre d'une paroi.

Il reste à déterminer les conditions d'équilibre, dans un champ magnétique \mathbf{H} , des parois dont nous venons de préciser la structure. Prenons comme plan de référence un plan perpendiculaire à $\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II}$: soit Γ la trace de la paroi séparant deux domaines I et II. Les forces agissant sur un élément AB de paroi sont d'une part les forces de tension superficielle appliquées aux extrémités A et B et d'autre part la pression magnétique $\mathbf{P} = \mathbf{H}(\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II})$, normale à la paroi. Compte tenu de ce que la tension superficielle γ dépend de l'orientation de la paroi, définie par l'angle Φ de sa trace avec une direction repère, la condition d'équilibre est une généralisation de la formule de Laplace relative aux lames liquides minces et s'écrit (L. Néel, 1962) :

$$PR = \gamma + \frac{d^2\gamma}{d\Phi^2} \quad [4]$$

où R est le rayon de courbure de la paroi.

En l'absence de champ magnétique intérieur, ce qui est précisément le cas qui nous intéresse ici, P étant nul, R doit être infini, puisque le second membre de [4] n'est généralement pas nul : il en résulte que la *paroi est plane*.

9. La magnétostriction.

Il faut dire maintenant quelques mots de la magnétostriction. Dans un cristal cubique

ferromagnétique libre de se déformer, la variation $\frac{\delta l}{l}$ de longueur dans une direction $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ (cosinus directeurs pris par rapport aux axes quaternaires choisis comme axes de coordonnées), dépend de la direction $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ de l'aimantation spontanée et est donnée en première approximation par l'expression :

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1) \quad [5]$$

où, dans le cas du fer, λ_{100} et λ_{111} sont de signes contraires et possèdent les valeurs suivantes :

$$\lambda_{100} = 20,7 \cdot 10^{-6}, \quad \lambda_{111} = 21,2 \cdot 10^{-6}.$$

Dans le cas très important d'un champ intérieur nul, l'aimantation des domaines étant dirigée suivant les axes quaternaires, de facile aimantation, le coefficient du terme en λ_{111} est toujours nul : chaque domaine prend lorsqu'il est libre de se déformer, une structure quadratique : les arêtes de la maille cubique primitive prises comme unité, prennent les valeurs $1 + \lambda_{100}$ dans la direction de l'aimantation et $1 - \frac{1}{2} \lambda_{100}$ dans les deux directions perpendiculaires. Désormais nous écrirons λ à la place de λ_{100} puisque c'est la seule constante qui intervient.

En réalité, un domaine n'est généralement pas libre de se déformer puisqu'il est entouré d'autres domaines : un système compliqué de tensions internes et de déformations élastiques prend alors naissance : il s'agit en somme d'un cristal qui est cubique au-dessus du point de Curie et qui se subdivise par refroidissement en trois familles de cristallites quadratiques dont les axes quaternaires sont l'une des arêtes du cube primitif. Le problème est encore compliqué par l'ignorance où nous sommes si, au cours du refroidissement, les tensions internes liées à l'apparition progressive de la magnétostriction, ont eu ou non la possibilité de se relâcher.

Quoi qu'il en soit, la densité de l'énergie magnéto-élastique liée aux déformations de magnétostriction est généralement de l'ordre de quelques centaines d'ergs par centimètre cube : donc bien plus faible que l'énergie magnéto-cristalline ou que l'énergie de champ démagnétisant. Elle ne joue qu'un rôle secondaire dans la détermination de la subdivision en domaines

élémentaires. Mais il n'y a aucune raison pour que cette énergie soit nulle. On doit donc s'attendre à observer dans un échantillon ferromagnétique des déformations élastiques locales du réseau cristallin de l'ordre de grandeur de λ , variant d'une manière continue et compliquée à l'intérieur de chaque domaine élémentaire, avec éventuellement des discontinuités à la traversée des parois à 90° . C'est d'ailleurs à la surface de l'échantillon que ces perturbations se produiront le plus probablement puisque c'est là où la structure des domaines est la plus compliquée.

10. Le cas d'une série de parois à 90° parallèles.

Pour illustrer schématiquement la diversité des situations qui sont susceptibles de se présenter, même dans les cas les plus simples, examinons le cas de deux familles P et Q de domaines élémentaires respectivement aimantés suivant les axes quaternaires $[010]$ et $[001]$. Supposons que la structure soit formée d'un empilage alterné de domaines P et Q, constitués de lames minces planes à faces parallèles d'épaisseurs respectives relatives p et q ($p + q = 1$). Parmi les orientations des parois, compatibles avec la règle rappelée au paragraphe 5, retenons les deux cas suivants :

- a) les parois sont parallèles au plan (011) ;
- b) les parois sont parallèles au plan (100) .

Cas a).

Nous sommes en présence d'une sorte de structure maclée régulière : les cristallites P et Q se raccordent exactement sans déformation, comme s'ils étaient libres, suivant des plans d'accolement (011) . Les arêtes de la maille ont partout les valeurs $(1 + \lambda)$ ou $(1 - 1/2 \lambda)$. La traversée d'une paroi de Bloch est accompagnée d'une *rotation* du plan et d'un changement de l'équidistance correspondante de Bragg. Par exemple, pour les plans parallèles à l'axe $[100]$ repérés par leur angle Φ avec l'axe binaire $[011]$ situé dans le plan de macle, on montre facilement que la rotation est égale à $3 \lambda \sin^2 \Phi$ et que la variation relative d'équidistance $\delta d/d$ est égale à $3 \lambda \sin \Phi \cos \Phi$. En particulier, pour le plan de macle (011) , la rotation est nulle.

Cas b).

La continuité cristalline est maintenue à la traversée de la paroi et les mailles quadra-

tiques des deux familles P et Q se déforment, les arêtes restant parallèles aux arêtes du cube initial, de manière à prendre les mêmes valeurs pour P et Q, soit :

$$1 + \lambda \left(p - \frac{q}{2} \right); \quad 1 + \lambda \left(q - \frac{p}{2} \right); \quad 1 - \frac{\lambda}{2};$$

de sorte que les mailles cristallines deviennent identiques de part et d'autre de la paroi. Il n'y a plus, contrairement au cas précédent, ni rotation ni variation de l'équidistance des plans homologues.

Les deux réseaux sont élastiquement déformés. La densité U d'énergie correspondante vaut :

$$U = \frac{9}{4} C_{11} \lambda^2 pq \quad [6]$$

dans laquelle le module C_{11} est égal à $2,41 \cdot 10^{12}$ dyne.cm⁻² C. G. S. pour du fer. Elle est maximale pour $p = q = 1/2$ soit près de 600 erg.cm⁻³. La disposition étudiée est donc instable : la famille de domaines dont la proportion est la plus grande tend à absorber l'autre.

Le résultat précédent ne dépend que de l'énergie de magnétostriction, indépendante du sens de l'aimantation. Il reste donc valable qu'il s'agisse de domaines P⁺ et Q⁺ aimantés suivant [100] et [010] ou de domaines P⁻ et Q⁻ aimantés dans un sens opposé.

En particulier, lorsqu'un petit domaine de la famille P est compris entre un grand domaine Q⁺ et un domaine Q⁻, le domaine P se résorbe et les deux parois à 90° qui le séparent de Q⁺ et Q⁻ se fondent en une seule paroi à 180°.

En toute rigueur, il faudrait tenir compte de ces phénomènes de magnétostriction dans la théorie de la structure et de l'énergie des parois de Bloch. La constante K d'anisotropie qui figure dans les calculs auxquels nous avons fait allusion plus haut (§ 6) est celle d'un cristal libre de se déformer. En réalité, une paroi est toujours insérée entre deux domaines dont les épaisseurs sont toujours beaucoup plus grandes que l'épaisseur e de paroi. Les dimensions de la maille cristalline à l'intérieur de la paroi sont donc égales aux dimensions de la maille des domaines adjacents : la constante K' d'anisotropie à introduire dans les calculs d'énergie de paroi est donc la constante d'anisotropie, à maille constante.

TROISIÈME PARTIE.

VISUALISATION DES PAROIS ET DOMAINES

On utilise actuellement plusieurs méthodes pour mettre en évidence les parois de séparation entre les domaines élémentaires :

- a) les poudres de Bitter,
 - b) les effets magnéto-optiques,
 - c) la microscopie électronique ;
- enfin, on a proposé plus récemment :
- d) les rayons X.

Décrivons brièvement les trois premières.

11. Diagrammes de poudres de Bitter.

Ce procédé a été découvert en 1931, indépendamment par Hamos et Thiessen (V. L. Hamos et F. A. Thiessen, 1931) et par Bitter (F. Bitter, 1931), mais c'est ce dernier auteur qui a véritablement montré tout le parti qu'on pouvait en tirer. La méthode consiste à laisser déposer sur la surface de l'échantillon une suspension colloïdale de grains ferromagnétiques : par exemple des grains de magnétite ou de Fe₂O₃γ de 100 à 1 000 Å de diamètre. Ces grains se rassemblent sur les traces des parois sur la surface, attirés par leur champ magnétique de fuite. En effet, à l'intérieur de l'intersection d'une paroi avec la surface, l'aimantation spontanée **M** n'est pas parallèle à la surface et donne naissance à une densité superficielle de charges magnétiques. Le champ magnétique créé par ces charges, qui peut être de l'ordre de 20 Oe à la distance de 1 μ, augmente à mesure que l'on se rapproche de l'intersection et attire les grains du colloïde, qu'il s'agisse de grains à aimantation permanente ou simplement de grains à perméabilité magnétique différente de l'unité.

Cette méthode permet l'emploi de forts grossissements jusqu'à 10 000 ; elle permet même, dans un champ magnétique lentement variable, de cinématographier le déplacement des parois. Elle a rendu d'énormes services et a fourni la majeure partie de nos connaissances expérimentales sur les parois et la subdivision en domaines élémentaires.

Malheureusement, elle nous renseigne seulement sur l'état des domaines et des parois à la surface de l'échantillon et n'indique rien sur ce qui se passe à l'intérieur. De plus, il faut veiller aux effets possibles des interactions entre

les grains et les parois, susceptibles de modifier la structure des domaines.

12. Effets magnéto-optiques.

On utilise la rotation du plan de polarisation de la lumière produite par la composante de l'aimantation parallèle à la direction de la propagation. On peut opérer soit en lumière transmise : c'est l'effet Faraday, soit en lumière réfléchie : c'est l'effet Kerr. Lorsqu'on passe d'un domaine élémentaire à un domaine voisin, la valeur de la rotation change.

Les rotations par effet Faraday sont considérables, de l'ordre de 2π par centimètre dans les ferrites, et ont été utilisées pour mettre en évidence les domaines dans les grenats ferromagnétiques (J. F. Dillon, 1958). Dans les métaux qui ne sont pas transparents, on ne peut étudier ainsi que des lames extrêmement minces : il faut alors les incliner par rapport au faisceau lumineux pour que l'aimantation spontanée, qui est parallèle au plan de la lame, possède une composante non nulle dans la direction de propagation (C. A. Fowler et E. M. Fryer, 1956).

Dans l'effet Kerr, avec les métaux, les rotations du plan de polarisation sont toujours petites, de l'ordre de $20'$ par exemple, car la profondeur de pénétration de l'onde lumineuse dans le milieu ferromagnétique est faible, de l'ordre de 100 \AA .

La méthode a été utilisée pour la première fois en 1951 (H. J. Williams *et al.*, 1951), sur un cristal de cobalt, avec une face réfléchissante taillée normalement à l'axe de facile aimantation. Comme l'anisotropie du cobalt est grande, la composante de l'aimantation normale à la surface est également grande et le faisceau lumineux peut être normal à la surface. Elle a ensuite été appliquée extensivement à l'étude des lames minces de fer-nickel (C. A. Fowler et E. M. Fryer, 1955). Puisque dans les lames minces magnétiquement douces, l'aimantation des domaines est parallèle au plan de la lame, il est nécessaire d'incliner le faisceau lumineux sur la surface. La composante de l'aimantation parallèle à la direction de propagation augmente avec l'inclinaison ce qui est avantageux, mais la profondeur de pénétration diminue ce qui est mauvais et il y a un compromis à trouver : l'angle d'incidence doit être voisin

de $\frac{\pi}{4}$.

Malgré tout, les contrastes obtenus entre plages correspondant à deux domaines voisins sont faibles et les plus grands grossissements utilisables sont de l'ordre de 200.

13. Microscopie électronique.

On utilise la déviation d'un pinceau d'électrons de vitesse v , traversant un domaine élémentaire, sous l'action de la force F de Laplace-Lorentz due à l'induction B , c'est-à-dire pratiquement à $4\pi M$. On a :

$$F = \frac{4\pi e}{c} v M; \quad (e \text{ en u. é. s.}) \quad [7]$$

La déviation φ d'un faisceau accéléré sous la différence de potentiel V (en u. é. s.), traversant un domaine d'épaisseur D est ainsi :

$$\varphi = \frac{4\pi DM}{c} \left(\frac{e}{2Vm} \right)^{1/2}. \quad [8]$$

Avec $D = 10^3 \text{ \AA}$, $4\pi M = 10^4$, $V = 100 \text{ u. é. s.}$, on trouve ainsi $\varphi = 1,7 \cdot 10^{-4}$.

Soit maintenant une lame E contenant, séparés par la paroi P , deux domaines A et B aimantés en sens inverses, perpendiculairement au plan de référence. Après traversée de la lame un faisceau parallèle d'électrons est dévié comme l'indique la figure 1. On peut ensuite, à l'aide

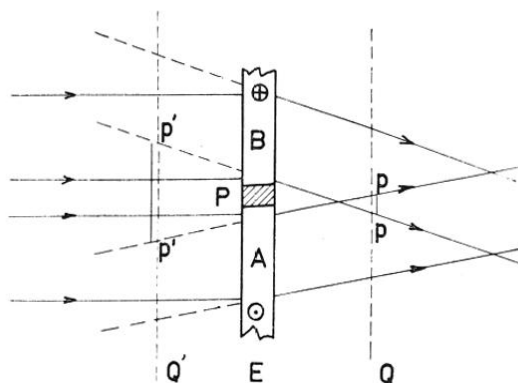


FIG. 1. — Passage d'un faisceau parallèle d'électrons à travers une lame E contenant deux domaines élémentaires contigus A et B .

d'une lentille, projeter sur un écran ou une plaque photographique l'image non de la lame E mais d'un plan Q situé un peu en avant de la lame ou d'un plan Q' , situé un peu en arrière. Or il existe dans le plan Q une région pp' où les deux faisceaux déviés chevauchent et où

l'intensité est plus grande que dans les régions voisines. Inversement, dans la région $p'p'$ du plan Q' , ne passe aucun prolongement virtuel du faisceau émergent et l'intensité est moins grande que dans les régions voisines. Ainsi on obtient sur l'écran des images de pp ou de $p'p'$ qui sont des pseudo-images de la paroi P d'autant plus agrandies que la défocalisation est plus grande et qui apparaissent comme des lignes sombres, ou des lignes claires, selon le sens de la défocalisation. Ces apparences sont interverties si l'on intervertit le sens des aimantations des domaines A et B.

Cette méthode est extrêmement précieuse pour étudier les domaines, les parois et les pseudo-parois dans les lames minces, simples ou multiples. Elle est malheureusement inapplicable aux lames épaisses que les électrons ne traversent pas. Il y a intérêt à augmenter l'énergie des électrons. De très beaux résultats avec des électrons de 1 MeV ont été obtenus par G. Dupouy.

On a aussi essayé de faire de la microscopie électronique par *réflexion* : la déviation des électrons est produite par les champs magnétiques de fuite qui, comme nous l'avons précisé plus haut, sont surtout importants au voisinage de l'intersection des parois avec la surface. Malheureusement l'interprétation est compliquée. De plus, quoique d'un emploi beaucoup plus difficile, elle ne donne guère plus de renseignements que la méthode de Bitter puisqu'elle est peu sensible à ce qui se passe à l'intérieur de l'échantillon.

14. Rayons X.

On a découvert assez récemment (M. Polcarova et A. R. Lang, 1962); (Polcarova et J. Kaczer, 1967) qu'il était possible de mettre en évidence les parois de Bloch, dans un échantillon ferromagnétique, en utilisant les rayons X. Pour cela, on fait tomber sur une lame monocristalline mince ferromagnétique L un pinceau de rayons X monochromatiques défini par une source S très étroite et une fente d'entrée F_e très étroite (fig. 2), on oriente la lame L de manière à obtenir une réflexion de Bragg sur une famille donnée de plans réticulaires et on fait tomber le faisceau réfléchi, après l'avoir limité par une fente de sortie F_s , sur une plaque photographique E. On explore ensuite la lame L en la déplaçant dans son plan parallèlement au plan de figure en même temps que la plaque E, E et L étant liés rigidement. Les distances LF_e

et LF_s sont petites vis-à-vis de la distance $D = SF_e$ de la source à la fente d'entrée.

Après développement de E, les parois à 90° apparaissent comme des raies plus claires ou plus sombres que le fond. Souvent les raies

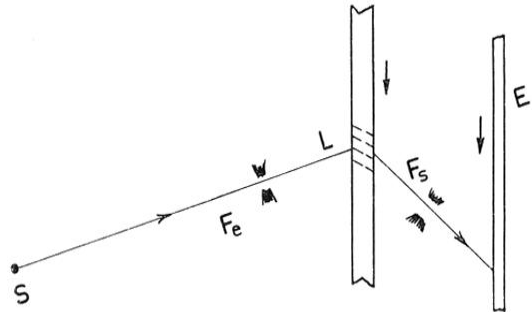


FIG. 2. — Mise en évidence des parois au moyen de rayons X.

correspondant à une série de parois parallèles à 90° sont alternativement claires et sombres. Les parois à 180° sont invisibles. Il en est de même quand les parois à 90° sont parallèles au plan réflecteur choisi.

Il semble que ces phénomènes soient attribuables aux *déformations de magnétostriction à l'intérieur des domaines élémentaires eux-mêmes*. Le fait que les parois de Bloch possèdent une épaisseur finie ne joue pas ici un rôle essentiel : on peut sans inconvénient les assimiler à des plans géométriques séparant les domaines de Weiss.

Si cela est bien le cas, on comprend l'invisibilité des parois à 180° , puisque la magnétostriction ne dépend pas du sens de l'aimantation spontanée.

15. Théorie du phénomène.

On peut être tenté de développer une théorie fondée sur la simple variation ε de l'angle de Bragg qui se produit à la traversée d'une paroi à 90° . Dans le cas très simple qui fait l'objet en a) du paragraphe 10, nous avons en fonction de l'angle de Bragg θ :

$$\varepsilon = 3\lambda \sin \Phi (\sin \Phi + \cos \Phi \operatorname{tg} \theta) \quad [9]$$

En prenant pour ε une valeur moyenne de $3\lambda/2$, nous obtenons pour le fer $\varepsilon \sim 3 \cdot 10^{-5}$. C'est une variation angulaire faible, bien plus faible que celle obtenue avec des électrons (cf. § 13), pour lesquels nous disposons au surplus de

toutes les potentialités de l'optique électronique. Néanmoins, il devrait être possible d'observer des phénomènes analogues à ceux que donnent les électrons.

16. L'effet Borrmann.

Malheureusement la théorie en question suppose l'absorption négligeable, c'est-à-dire des lames dont l'épaisseur soit seulement de quelques centaines d'angströms. Pour les lames plus épaisses, c'est-à-dire pour les lames qui jusqu'ici ont fait l'objet des études expérimentales, il faut tenir compte d'un fait nouveau et curieux : l'effet Borrmann (G. Borrmann, 1950).

La propagation d'un faisceau de rayons X, en dehors de l'incidence de Bragg, est celle de deux ondes progressives indépendantes $\exp\{i\mathbf{kr}\}$ et $\exp\{-i\mathbf{kr}\}$, se propageant en sens inverse, dont l'absorption est définie par un certain coefficient μ , par unité de longueur. Quand la direction de propagation satisfait à la condition de Bragg, les ondes réfléchies par les plans atomiques successifs sont en concordance de phase et acquièrent ainsi une amplitude aussi grande que celle de l'onde incidente : il faut donc associer à une onde, se propageant dans un certain sens, une autre onde, de même amplitude, se propageant en sens inverse. Autrement dit, les deux ondes progressives indépendantes sont remplacées par deux ondes stationnaires indépendantes, l'une dont les plans nodaux coïncident avec les plans atomiques, l'autre où ce sont les plans ventraux qui coïncident avec les plans atomiques. A cause des inégalités de distribution des électrons, ces deux ondes stationnaires sont absorbées, *l'une beaucoup moins que l'onde progressive*, l'autre beaucoup plus. Par exemple, après la traversée d'une lame de fer de 0,1 mm d'épaisseur par des rayons X de $\text{CoK}\alpha$, seule subsiste l'une des deux ondes stationnaires.

Ainsi lorsqu'on irradie une telle lame avec un faisceau de rayons X faiblement divergent, les rayons qui ne subissent pas la réflexion de Bragg sont absorbés, seule subsiste l'une des deux ondes stationnaires correspondant aux rayons ayant subi la réflexion de Bragg. A la sortie de la lame, cette onde donne deux nouveaux faisceaux de même intensité, l'un parallèle au faisceau incident, l'autre parallèle au faisceau réfléchi. A un domaine élémentaire correspond donc une teinte plate. Supposons maintenant que le faisceau rencontre une paroi à

90° : il traverse donc forcément deux domaines et est toujours absorbé par au moins l'un des deux. La paroi constitue donc un obstacle à la propagation du faisceau : la trace de la paroi est d'autant plus large que la paroi est plus oblique par rapport au plan réflecteur de Bragg, le long duquel s'établit le système d'ondes stationnaires. Tel est schématiquement le rôle que joue l'effet Borrmann.

Cependant, les choses ne sont pas aussi simples dans la réalité. D'abord l'autre onde stationnaire n'est pas complètement éteinte, ce qui revient à dire que les ondes progressives directes et réfléchies peuvent subsister partiellement. Des interférences peuvent aussi se produire entre les ondes réfléchies par les deux domaines et donner naissance à des franges qu'il ne faut pas confondre avec des limites de domaines. La largeur de ces franges dépend de la longueur d'onde employée ce qui permet de les distinguer.

17. Structure des lames étudiées.

Jusqu'ici, dans la plupart des cas, les lames minces étudiées aux rayons X, en fer ou en fer-silicium, sont taillées dans un plan très voisin des faces du cube, avec des domaines aimantés très vraisemblablement parallèlement aux axes quaternaires situés dans le plan de la lame. Le partage entre les deux directions possibles doit être régi par des phénomènes secondaires, comme par exemple des tensions internes résiduelles. Lorsque la lame n'est pas exactement orientée, on observe souvent des domaines en chevron, à cheval sur les parois à 180° .

Certains auteurs (M. Kuriyama et G. M. Manus, 1968) ont conclu de leurs expériences à l'existence de domaines principaux situés à l'intérieur de la lame, aimantés perpendiculairement au plan de la lame, accompagnés sur les deux faces par des domaines de fermeture aimantés parallèlement aux faces. Cette structure complexe doit correspondre à des énergies élevées, de plusieurs centaines d'ergs par centimètre cube et aurait pu être provoquée par le polissage mécanique initial de la lame donnant naissance à une anisotropie uniaxiale selon un mécanisme à préciser.

18. Comparaison avec les autres méthodes.

La topographie par rayons X permet d'explorer des lames plus épaisses qu'avec l'effet Kerr ou la microscopie électronique Lorentz,

mais il ne semble pas possible à cause de l'absorption de dépasser des épaisseurs de l'ordre de 0,2 à 0,3 mm.

Par contre, les lames utilisées doivent être excellentes du point de vue cristallin : en effet des variations angulaires de quelques secondes dans l'orientation des plans réflecteurs font disparaître l'effet Borrmann.

Il semble aussi que la microscopie Lorentz, de même que l'effet Kerr ou l'effet Faraday, donne des renseignements de caractère plus fondamental que la topographie par rayons X, car elle permet en principe de déterminer les différences entre les aimantations spontanées, atteignant ainsi les caractéristiques fondamentales des domaines élémentaires. Au contraire, la topographie par rayons X met en évidence les variations de déformation du réseau, cette déformation totale étant la somme des déformations de magnétostriction et des déformations élastiques provenant des interactions entre les différents domaines. Suivant les circonstances, cette déformation totale peut varier, ou non, d'un domaine à l'autre, mais elle peut aussi varier à l'intérieur d'un même domaine.

L'interprétation complète des topographies doit donc *a priori* présenter de grosses difficultés.

CONCLUSIONS

La méthode de Bitter est probablement le procédé de choix et en même temps le plus simple pour étudier les domaines superficiels. Dans le cas des lames très minces, de l'ordre de 1 000 Å d'épaisseur, on peut utiliser l'effet Kerr qui permet en outre d'étudier simultanément les deux faces d'une lame mince simple ou multiple. Pour les lames plus épaisses de quelques microns et davantage, la microscopie Lorentz est sans doute la plus séduisante, surtout s'il est possible d'utiliser des électrons d'énergie élevée, de l'ordre du mégavolt. En outre, elle permet d'obtenir des images agrandies.

La topographie aux rayons X doit permettre d'aborder des épaisseurs plus grandes. Elle a l'inconvénient de ne pas dépendre de l'aimantation mais de grandeurs plus complexes, d'interprétation difficile. Par contre, cet inconvénient se transforme en avantage s'il s'agit de corps dont l'aimantation spontanée est nulle, comme les *antiferromagnétiques* : c'est une des très rares méthodes applicables dans ce cas.

Manuscrit reçu le 19 avril 1968.

BIBLIOGRAPHIE

- BITTER, F. (1903). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 38, 1903.
 BORRMANN, G. (1950). — *Z. Phys., Dtsch.*, 127, 297.
 BORRMANN, G. (1942). — *Z. Phys., Dtsch.*, 42, 157.
 DILLON, J. F. (1958). — *J. appl. Phys., U. S. A.*, 29, 539.
 FOWLER, C. A. et FRYER, E. M. (1956). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 104, 552.
 FOWLER, C. A. et FRYER, E. M. (1955). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 100, 746.
 HAMOS, V. L. et THIESSEN, F. A. (1931). — *Z. Phys., Dtsch.*, 71, 442.
 KURIYAMA, M. et MANUS, G. M. (1968). — *Phys. Status solidi, Allem.*, 25, 667.
 NÉEL, L. (1944). — *J. Phys., Fr.*, 5, p. 241 et 265.
 NÉEL, L. (1944). — *Cah. Phys., Fr.*, 25, 21.
 NÉEL, L. (1955). — *C. R. Acad. sci., Fr.*, 241, 533.
 — (1956). — *J. Phys., Fr.*, 17, 250.
 NÉEL, L. (1962). — *C. R. Acad. sci., Fr.*, 264, 2891.
 POLCAROVA, M. et KACZER (1967). — *Phys. Status solidi, Allem.*, 21, 1935.
 POLCAROVA, M. et LANG, A. R. (1962). — *Appl. Phys. Letters, U. S. A.*, 1, 13.
 WILLIAMS, H. J., FOSTER, F. G. et WOOD, E. A. (1951). — *Phys. Rev., U. S. A.*, 82, 1951.