Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocristal de fer

Louis Néel

► To cite this version:

Louis Néel. Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocristal de fer. J. Phys. Radium, 1944, 5 (12), pp.265-276. 10.1051/jphysrad:01944005012026500 . jpa-00233892

HAL Id: jpa-00233892

<https://hal.science/jpa-00233892>

Submitted on 1 Jan 1944

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LES LOIS DE L'AIMANTATION ET DE LA SUBDIVISION EN DOMAINES ÉLÉMENTAIRES D'UN MONOCRISTAL DE FER

Par M. LOUIS NÉEL.

DEUXIÈME PARTIE.

Forme et orientation des domaines élémentaires.

11. Les diagrammes de poudres. — Les renseignements les plus précieux concernant la

Fig. 9. — Lignes de poudre (lignes Δ), observées par Sixtus (*Phys. Rev.*, 1937, 51, p. 870) à la surface d'une bande de ferro-silicium (grossies 15 fois).

forme et l'orientation des domaines élémentaires sont fournis par les diagrammes de poudres entrevus par Hamos et Thiessen [1] et étudiés pour la première

fois par Bitter [2] : il s'agit des lignes régulières, observables au microscope, qui se forment sur la surface polie d'un ferromagnétique par dépôt d'une suspension colloïdale d'oxyde de fer (Fe^2O_3) dans un liquide approprié (eau, alcool, huile minérale).

Fig. 10. — Lignes de poudre (lignes Θ) observées par Kaya (*Z. f. Physik*, 1934, 90, p. 551) sur la face (110) d'un cristal de fer aimanté suivant un axe ternaire (grossies 35 fois).

Ces diagrammes présentent des aspects très variés suivant la nature de la substance et la région étudiée de la courbe d'aimantation (fig. 9 et 10). Pour le fer, dans la région qui nous intéresse ici, au-dessus du premier coude de la courbe d'aimantation, nous possédons deux belles séries d'observations indépendantes de Sixtus [3] et de Kaya [4] obtenues en aimantant le cristal parallèlement à la surface d'observation. Il s'agit plus précisément des diagrammes du type II de Sixtus et des diagrammes de troisième espèce de Kaya : nous les nommerons, pour abréger, des *diagrammes de rémanence*.

12. Caractères des diagrammes de rémanence. — Ils sont constitués de lignes parallèles, souvent très fines et très longues, à peu près régulièrement espacées, *liées aux axes du réseau cristallin* : une rotation du champ magnétique dans le plan de la surface d'observation, fait quelquefois disparaître un premier système de lignes qui fait place d'une façon discontinue à un second système de lignes différemment orientées, mais les lignes de chaque système conservent toujours une orientation fixe par rapport au cristal. Le polissage de la surface ne modifie pas leur aspect.

Les observations permettent de distinguer, dans les diagrammes de rémanence deux types différents : dans le premier, que nous nommerons type Θ , les lignes, d'après Kaya, sont parallèles à l'intersection avec la surface d'observation du plan normal à l'axe ternaire le plus rapproché du champ magnétique; dans le second type, que nous nommerons type Δ , les lignes sont parallèles, d'après Kaya et Sixtus, à l'intersection avec la surface d'observation du plan normal à l'axe binaire le plus rapproché du champ. Ces orientations remarquables n'ont reçu, jusqu'ici, aucune interprétation.

Le tableau II indique les types observés par Kaya selon l'aimantation et selon l'orientation du champ appliqué et de la surface d'observation par rapport aux axes cristallins.

TABLEAU II.

	Surface d'observation.	Direction du champ.	Lignes observées.	Limites d'observation.
α	(001)	[110]	Δ	Très faible $\mathcal{J} < 1200$
β	(001)	10° de [100]	Δ	
γ	(110)	[111]	Θ	
δ	(110)	[110]	Θ	
δ'	(110)	[110]	Δ	$\mathcal{J} > 1200$
ε	(110)	23° de [110]	Θ	$\mathcal{J} < 1400$
ε'	(110)	23° de [110]	Δ	$\mathcal{J} > 1400$
η	(111)	15° de [110]	Θ	$\mathcal{J} < 1300$
η'	(111)	15° de [110]	Δ	$\mathcal{J} > 1300$

Les lignes Θ et Δ présentent les différences d'aspect caractéristiques; tandis que les lignes Θ sont relativement courtes, d'épaisseur irrégulière, et situées à des distances assez inégales les unes des autres de l'ordre de 10 à 20 μ (*fig. 10*), les lignes Δ présentent souvent l'aspect de belles lignes régulières traversant tout le champ d'observation (*fig. 9*). Elles sont plus largement et plus également

espacées que les lignes Θ ; leur distance moyenne diminue lorsque le champ appliqué augmente : c'est ainsi que, sur une surface d'observation très voisine du plan (100), la distance des lignes décroît de 350 à 90 μ quand le champ croît de quelques gauss à 200 gauss (Sixtus). Kaya, de son côté, observe des distances qui décroissent de 400 à 50 μ lorsque le champ augmente.

13. Interprétation générale des diagrammes.

— Admettons tout d'abord que les lignes de poudres soient les traces sur la surface d'observation des surfaces de séparation entre les domaines et que, notamment dans le cas des diagrammes de rémanence, on atteigne ainsi la structure interne des domaines et non pas seulement une simple structure superficielle (¹). Ceci posé, toutes les observations relatives à des diagrammes de rémanence ne montrent que des lignes parallèles entre elles, quelle que soit l'orientation de la surface d'observation par rapport aux axes du cristal et à la direction de l'aimantation : ceci prouve que *les domaines élémentaires ont la forme de feuillets plans, empilés les uns sur les autres, comme les pages d'un livre*. Nous donnerons plus loin les raisons profondes de cette structure.

D'autre part, les observations de Kaya et de Sixtus montrent que les diagrammes de rémanence n'apparaissent qu'après le premier coude de la courbe d'aimantation et disparaissent au voisinage de la saturation : ces conditions de production montrent que les diagrammes en question se rattachent aux modes II et III d'aimantation. D'une façon plus précise, puisque sur un même cristal, à champ extérieur croissant, on observe successivement des lignes Θ , puis des lignes Δ , il paraît naturel de rattacher l'existence des premières, les lignes Θ , à une aimantation suivant le mode II avec trois phases en équilibre et celle des secondes, les lignes Δ , à une aimantation selon le mode III avec deux phases en équilibre. En adoptant ce point de vue, *une structure du type Θ est constituée par un empilement de feuillets plans alternativement aimantés suivant trois directions différentes*, tandis qu'*une structure du type Δ est formée par un empilement de feuillets plans alternativement aimantés suivant deux directions différentes*.

14. Orientation des parois dans le type Θ .

Pour que, conformément aux conclusions du paragraphe 2, il n'y ait pas de charges libres intérieures, il faut et il suffit que *les composantes normales à la paroi des aimantations spontanées des deux phases adjacentes qu'elle sépare, soient égales*. Appliquons ce résultat au cas d'une aimantation selon le mode II

(¹) Nous reviendrons ultérieurement sur cette question (§ 20).

avec trois phases en équilibre : les parois de séparation étant toutes parallèles, les composantes normales de l'aimantation spontanée sont égales deux à deux, elles sont donc toutes égales. Or, nous avons montré (§ 7) que les directions de l'aimantation spontanée des trois phases étaient également inclinées sur le champ intérieur, lui-même parallèle à l'axe ternaire le plus rapproché du champ appliqué. *Les parois, parallèles au plan des feuillets, sont donc perpendiculaires à ce même axe ternaire.* Nous interprétons ainsi très aisément les observations de Kaya, relatives à l'orientation des lignes Θ , rappelées au début du paragraphe 11. Ce premier résultat constitue donc un succès très encourageant.

En outre, nous comprenons maintenant pourquoi les domaines ont la forme de feuillets plans : c'est en effet, la seule forme suivant laquelle on puisse décomposer le cristal sans faire apparaître nulle part de charges intérieures.

En résumé, dans le cas d'une aimantation selon le mode II, nous connaissons la forme et l'orientation des trois catégories de domaines : ce sont tous des feuillets dont le plan est perpendiculaire à l'axe ternaire le plus rapproché du champ appliqué. Nous savons, en principe, d'après les méthodes développées dans la première partie de ce mémoire, calculer les directions correspondantes de l'aimantation spontanée ainsi que les volumes relatifs qu'occupent les trois catégories; par contre, nous ne savons rien sur l'épaisseur absolue des feuillets constituants : nous réserverons cette question pour la troisième partie.

15. L'orientation des parois dans le type Δ . —

Dans ce cas où les feuillets ne sont alternativement aimantés que suivant deux directions différentes, la condition de nullité des charges intérieures indique simplement qu'il y a une infinité d'orientations possibles données par le faisceau de plans passant par la bissectrice extérieure des deux directions d'aimantation spontanée. Mais, dans un mémoire consacré à l'étude des parois du fer (*cf.* A), nous avons montré que, parmi toutes les orientations possibles, la plus stable était perpendiculaire à la bissectrice intérieure des deux directions d'aimantation spontanée; en effet, pour toutes les autres orientations, par suite des phénomènes de magnétostriktion qui déforment le réseau cristallin primitivement cubique, l'accolement de deux domaines provoque des déformations mutuelles qui augmentent l'énergie potentielle. Cette augmentation est relativement considérable puisqu'elle atteint 200 ergs/cm^3 pour les parois qui sont parallèles aux deux aimantations spontanées, valeur qui arriverait à doubler l'énergie propre du système de parois.

Ainsi, lorsque les deux directions privilégiées sont deux axes quaternaires, les parois des feuillets

doivent être perpendiculaires à l'axe binaire le plus rapproché du champ, puisque cet axe est la bissectrice intérieure des deux directions d'aimantation spontanée. Nous obtenons ainsi une interprétation simple et immédiate des observations de Sixtus et de Kaya relatives aux lignes Δ .

16. Interprétation du Tableau II. — Il devient alors facile d'interpréter l'ensemble des observations de Kaya que résume le Tableau II.

Lorsque le champ appliqué est en dehors des plans de base du cube, l'aimantation après le premier coude s'effectue selon le mode II, on doit donc observer d'abord les lignes Θ , c'est bien ce qui se passe dans les cas γ , ε et η . Pour une aimantation suffisante, comme nous l'avons montré dans la première partie, le nombre des phases se réduit à 2, on passe au mode III, on doit donc observer les lignes Δ , conformément aux résultats expérimentaux en ε' et η' . Dans le cas γ , le mode III ne doit pas apparaître par raison de symétrie puisque le champ est appliqué suivant un axe ternaire : c'est ce que l'expérience confirme encore.

Lorsque le champ appliqué est dirigé suivant l'un des plans de base du cube, on sait (§§ 8 et 9), que le mode II disparaît et que l'aimantation au-dessus du premier coude se produit d'emblée selon le mode III : on ne doit donc observer que des lignes Δ : c'est exactement ce qui se passe dans les cas α et β . Les très faibles lignes Δ que l'on observe dans le cas δ proviennent vraisemblablement d'une orientation légèrement défectueuse du champ appliqué.

L'ensemble des observations de Kaya confirme donc entièrement notre théorie générale et vient, en somme, en matérialiser les prévisions, notamment en ce qui concerne les modes II et III et le passage de l'un à l'autre. D'autres observations de détail viennent encore appuyer la théorie : citons l'exemple d'un disque taillé dans le plan de base du cube soumis à un champ situé dans ce plan et dont la direction fait un angle de 10° avec un axe quaternaire (β , Tabl. II). Un cas analogue a fait l'objet de l'étude théorique du paragraphe 8 : tant que l'aimantation se fait suivant le mode III, l'axe binaire le plus rapproché du champ appliqué reste toujours bissectrice intérieure des aimantations spontanées des deux phases. La paroi des feuillets, perpendiculaire à cette bissectrice, conserve donc une orientation fixe, jusqu'à la disparition des parois. On s'explique ainsi que Kaya ait observé des lignes de poudres d'orientation invariable, résultat qui paraît, de prime abord, très énigmatique, surtout lorsque l'on songe que dans le domaine très étendu des observations, la rotation vraie de l'aimantation spontanée à l'intérieur des domaines élémentaires est considérable.

TROISIÈME PARTIE.

Structure secondaire superficielle et épaisseur des feuillets.

17. Nécessité d'une couche secondaire superficielle. — Les structures en feuillets plans parallèles, étudiées dans la deuxième partie de ce travail, créent un champ démagnétisant qui est partout identique à celui qui régnerait dans la substance si son aimantation était uniforme et égale à l'aimantation moyenne des feuillets, *sauf dans une couche superficielle* dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de celle des feuillets. En effet sur la surface extérieure du cristal apparaissent des charges magnétiques dont la densité, égale à la composante normale de l'aimantation spontanée, varie d'un feuillet au suivant de sorte que les champs magnétiques en deux points voisins peuvent différer de plusieurs milliers de gauss. Il est peu probable que, dans le fer, de telles charges, si variables d'un point à l'autre, puissent subsister car elles élèveraient considérablement l'énergie potentielle du système ⁽²⁾ et corrélativement produiraient dans leur voisinage immédiat des champs magnétiques suffisamment intenses pour renverser, dans cette région, l'aimantation spontanée des domaines élémentaires primitifs.

La couche superficielle doit donc être le siège d'une réorganisation de la structure des domaines : par opposition avec la structure primaire en feuillets plans nous dirons qu'il y a formation d'une structure secondaire superficielle caractérisée par la disparition complète ou presque complète de ces charges magnétiques périodiquement variables.

18. Les structures secondaires sans charges libres intérieures constituent une bonne approximation de la structure réelle. — En utilisant le procédé, qui a si bien réussi dans le cas de la structure principale, nous allons rechercher, d'une manière analogue, les structures superficielles sans charges intérieures libres.

Ces structures secondaires superficielles seront caractérisées par des systèmes de charges magnétiques identiques en tout point du corps, ET NOTAMMENT DANS LA COUCHE SUPERFICIELLE, à ceux que développeraient une aimantation uniforme, égale à l'aimantation moyenne du système de feuillets plans. Nous montrerons plus loin qu'il existe toujours de telles structures et nous rechercherons celles dont l'énergie est minimum.

⁽²⁾ A titre d'exemple, le calcul montre que des bandes parallèles contiguës, de largeur d : 2, portant alternativement des densités $+\mathcal{J}_s$ et $-\mathcal{J}_s$ possèdent une énergie magnétique égale à $0,426 d\mathcal{J}_s^2$ par centimètre carré. Pour $d = 100 \mu$, on obtiendrait ainsi $12\,400$ ergs/cm², tandis que l'énergie des structures secondaires étudiées plus loin reste généralement inférieure à 200 ergs/cm².

Remarquons tout d'abord que les structures ainsi obtenues ne sont pas réellement des structures d'équilibre, mais de faibles modifications suffisent à les rendre telles. En effet, comme nous le verrons plus loin, les domaines secondaires qui se forment au voisinage de la surface extérieure du cristal ont la forme de prismes minces dont l'aimantation spontanée est déterminée de façon à obtenir des densités magnétiques convenables sur les parois du prisme. Il n'y a donc pas de raison pour que cette aimantation spontanée soit en équilibre sous l'action du champ intérieur et des forces magnétocristallines : elle va donc tourner; mais comme le coefficient N du champ démagnétisant transversal est considérable, 2π en moyenne, cette rotation ne peut être que très faible puisqu'elle est limitée par l'apparition du champ démagnétisant : c'est ainsi que, dans le cas le plus défavorable où l'aimantation spontanée du prisme est parallèle à ses génératrices, l'application d'un champ de rappel transversal de 100 gauss, déjà considérable, ne tourne l'aimantation spontanée du prisme que d'un angle $H : 2\pi I_s$, inférieur à $1/100^\circ$ de radian, tandis que la diminution d'énergie potentielle correspondant à cette rotation, égale à $H^2 : 2N$, est inférieure à $1\,000$ ergs/cm³. Cette énergie est négligeable devant l'énergie totale de formation des prismes qui atteint, pour le même champ, la valeur de $17\,000$ ergs/cm³ dans un exemple étudié plus loin (cf. § 24).

En résumé, les structures sans charges libres intérieures constituent généralement une très bonne seconde approximation des structures d'équilibre : il importera donc de les étudier en détail. Il ne faudra pas cependant oublier, dans l'étude de certaines questions, notamment en ce qui concerne le mécanisme du dépôt des poudres, que l'aimantation spontanée ainsi déterminée des couches superficielles subit, en réalité, de faibles déviations tandis qu'apparaissent sur les parois des prismes de faibles charges magnétiques.

19. La recherche des structures secondaires. Les domaines de fermeture. — Considérons une structure fondamentale périodique, à deux phases (mode III), constituée de feuillets plans empilés les uns sur les autres : les feuillets de rang impair d'épaisseur e_1 et d'aimantation spontanée $\vec{\mathcal{J}}_1$, ceux de rang pair d'épaisseur e_2 et d'aimantation $\vec{\mathcal{J}}_2$. Cette structure fondamentale est caractérisée par une période d et une aimantation moyenne $\vec{\mathcal{J}}$ définies par les relations

$$e_1 + e_2 = d; \quad e_1 \vec{\mathcal{J}}_1 + e_2 \vec{\mathcal{J}}_2 = d\vec{\mathcal{J}}. \quad (33)$$

En outre, pour qu'il n'y ait pas de charges intérieures libres, le vecteur unitaire $\vec{n}$, normal au plan des

feuillet, doit obéir aux conditions

$$\vec{n}\vec{J}_1 = \vec{n}\vec{J}_2 = \vec{n}\vec{J}_3. \quad (34)$$

Isolons maintenant dans cette structure deux feuillets consécutifs que nous limitons par un plan S quelconque défini par un vecteur unitaire $\vec{s}$ normal à celui-ci et dirigé vers l'extérieur. Prenons comme plan de figure un plan normal au plan des feuillets et au plan limite S (fig. 11). Dans la figure 11 b, l'élément AB de la surface porte une densité de charges égale à $\vec{s}\vec{J}_1$, tandis que l'élément BC porte une densité égale à $\vec{s}\vec{J}_2$.

Il s'agit d'égaliser ces charges : cherchons donc à déterminer un domaine prismatique ACD dont l'aimantation spontanée soit dirigée de façon telle que les parois AD et DC (fig. 11 a et 11 p) ne portent aucune charge et que la densité des charges sur AC soit égale à la densité $\vec{s}\vec{J}$ que produirait l'aimantation moyenne ⁽³⁾.

Pour cela, décomposons l'aimantation spontanée $\vec{J}_1$ du premier feuillet en trois vecteurs, le premier $\vec{J}'$ parallèle à l'aimantation moyenne $\vec{J}$, le second $\vec{\mathcal{C}}_1$ parallèle à la trace AA' du plan d'une paroi sur le plan de figure, le troisième $\vec{\mathcal{C}}_1$ parallèle à la trace des parois sur le plan S , c'est-à-dire perpendiculaire au plan de figure. On obtient ainsi :

$$\vec{J}_1 = \vec{J}' + \vec{\mathcal{C}}_1 + \vec{\mathcal{C}}_1, \quad (35)$$

mais en multipliant les deux membres de cette identité par $\vec{n}$ et compte tenu de la relation (34), on constate que $\vec{J}'$ est identique à $\vec{J}$. On décompose de même $\vec{J}_2$ en trois vecteurs $\vec{J}$, $\vec{\mathcal{C}}_2$, $\vec{\mathcal{C}}_2$:

$$\vec{J}_2 = \vec{J} + \vec{\mathcal{C}}_2 + \vec{\mathcal{C}}_2. \quad (36)$$

En substituant, dans la deuxième équation (33), les valeurs de $\vec{J}_1$ et de $\vec{J}_2$ tirées des relations (35) et (36), on obtient en particulier

$$e_1\vec{\mathcal{C}}_1 + e_2\vec{\mathcal{C}}_2 = 0 \quad (37)$$

qui exprime que le flux du vecteur $\vec{\mathcal{C}}$, qui sort du premier feuillet est égal au flux qui rentre dans le deuxième feuillet. Cette fermeture du flux se fait

(3) Dans une étude des propriétés du cobalt, LANDAU et LIFSHITZ (*Physik. Z. der Sowjetunion*, 1935, **8**, p. 153) introduisirent les premiers des domaines prismatiques pour constituer des circuits magnétiques fermés, sans établir d'ailleurs de doctrine générale à ce sujet. Leurs conclusions, quant à la période des diagrammes de poudre du cobalt, ne s'accordent pas avec les résultats d'ELMORE (*Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 757) : la structure secondaire du cobalt est probablement beaucoup plus complexe.

par l'extérieur du cristal et, de là, résultent les charges magnétiques qu'il s'agit justement de faire disparaître. Pour cela, il faut fermer le flux à l'intérieur du cristal au moyen du domaine prismatique ACD dont les arêtes sont perpendiculaires au plan de la figure; nous appellerons donc ce domaine : *domaine de fermeture*. Son aimantation spontanée doit posséder une composante $\vec{J}$, parallèle à la fois à la surface limite S et au plan de figure, c'est-à-dire parallèle à AC, telle que la fermeture du flux soit assurée; on a donc

$$e_1\vec{\mathcal{C}}_1 = h\vec{J} = -e_2\vec{\mathcal{C}}_2, \quad (38)$$

où $h = DQ$ est la hauteur du prisme. Cette hauteur h est ainsi déterminée quand on s'est donné $\vec{J}$.

En résumé, au moyen de cette composante $\vec{J}$, on fait disparaître les charges créées sur la paroi AD par la composante $\vec{\mathcal{C}}_1$ et sur la paroi DC par la composante $\vec{\mathcal{C}}_2$. Pour annuler les charges créées sur les mêmes parois par la composante $\vec{J}$ commune à $\vec{J}_1$ et à $\vec{J}_2$, il faut également attribuer à l'aimantation spontanée du domaine de fermeture une composante égale à $\vec{J}$. Quant aux composantes $\vec{\mathcal{C}}_1$ et $\vec{\mathcal{C}}_2$, elles ne produisent pas de charges sur AD et DC; il semblerait donc qu'on puisse attribuer à l'aimantation spontanée du domaine de fermeture une composante $\vec{\mathcal{G}}$, perpendiculaire au plan du tableau, d'intensité arbitraire, mais comme la résultante est égale en module à $\vec{J}$, on doit satisfaire à la condition

$$(\vec{J} + \vec{J} + \vec{\mathcal{G}})^2 = J^2, \quad (39)$$

qui détermine $\vec{\mathcal{G}}$ en fonction de $\vec{J}$.

On voit aisément que, dans la structure décrite, les seules charges libres proviennent de la composante de $\vec{J}$ normale à la surface limite S et sont les mêmes que si la substance possédait une aimantation uniforme égale à l'aimantation moyenne, puisque $\vec{J}$ est précisément égal à cette aimantation moyenne.

20. Les deux positions principales de fermeture du flux de deux feuillets. — Le vecteur $\vec{J}$ de fermeture est défini en *direction* : il est parallèle à AC. Son *sens* dépend de la position relative des deux feuillets : il change de signe lorsqu'on les intervertit. Il faut ainsi distinguer deux positions de fermeture : nous conviendrons d'appeler position A celle pour laquelle l'ordre des feuillets est tel que les vecteurs $\vec{J}$ et $\vec{J}$ soient dirigés de part et d'autre du

plan de paroi (fig. 11 a) et position P celle pour laquelle l'ordre des feuillets est tel que $\vec{J}$ et $\vec{F}$ soient dirigés du même côté du plan de paroi (fig. 11 p).

Dans chacune de ces deux positions, la grandeur de $\vec{F}$ est encore indéterminée : nous retiendrons celle qui correspond à l'énergie minimum.

Fig. 11. — Structure secondaire superficielle dans le cas de deux feuillets isolés. Les deux positions principales de fermeture a et p .

Or, à une valeur donnée de $\vec{F}$ correspond une hauteur h bien déterminée du prisme de fermeture [éq. (38)] et une orientation bien déterminée de son aimantation spontanée : on peut alors calculer la valeur w de l'énergie à dépenser (rapportée au centimètre cube) pour faire passer l'aimantation spontanée depuis sa position d'équilibre dans l'un ou l'autre des deux feuillets jusqu'à la position qu'elle occupe dans le prisme de fermeture, car, dans ces deux positions, le champ agissant est le même et égal à la résultante du champ appliqué et du champ démagnétisant dû à l'aimantation uniforme $\vec{J}$. L'énergie à dépenser pour former le prisme de fermeture d'un couple de deux feuillets d'épaisseur donnée est donc proportionnelle à hw ; il faudra rechercher le minimum de ce produit.

Remarquons en outre que, toutes choses égales d'ailleurs, l'énergie de formation du prisme de fermeture d'un couple de deux domaines d'épaisseur totale d est proportionnelle à la surface de base du prisme, donc à d^2 . On peut donc désigner par $d^2 W_a$ et $d^2 W_p$ les énergies de formation des prismes de fermeture dans les positions A et P , les quantités W_a et W_p étant désormais indépendantes des dimensions absolues des feuillets (4).

21. Fermeture du flux correspondant à une structure indéfinie, limitée par un plan. —

Il s'agit de savoir quelle solution adopter en présence de la structure résultant de la répétition périodique et indéfinie du motif élémentaire constitué par les deux feuillets précédents : on pourrait être tenté

(4) Il s'agit, bien entendu, des dimensions de feuillets dans le plan de figure; dans le plan perpendiculaire au plan de figure on rapporte les quantités W_a et W_p à une profondeur de 1 cm.

de retenir, parmi les deux positions A et P de fermeture, celle qui correspond à la plus faible des énergies W_a et W_p . Cependant, en réalité, l'énergie la plus faible s'obtient en combinant les deux positions de fermeture comme le schématise la

Fig. 12. — Structure secondaire superficielle dans le cas général d'un nombre illimité de couples de deux feuillets.

figure 12, dans laquelle le flux d'une portion xd du motif élémentaire est fermé en position A , tandis que le flux de la fraction restante $(1-x)d$ est fermé en position P .

En effet, rapportée à un seul motif élémentaire, l'énergie des deux prismes de fermeture est alors égale à $x^2 d^2 W_a + (1-x)^2 d^2 W_p$. Cette expression considérée comme une fonction de x est minimum pour

$$x = \frac{W_p}{W_a + W_p}. \quad (40)$$

Elle prend alors la valeur

$$d^2 \frac{W_a W_p}{W_a + W_p}. \quad (41)$$

La structure de fermeture correspondant à une suite illimitée de motifs élémentaires est ainsi complètement déterminée.

22. La fermeture du flux dans une substance réelle et la détermination des dimensions absolues des domaines. — 1° CAS D'UNE SURFACE LIMITE CYLINDRIQUE. —

Appliquons maintenant les résultats précédents à une substance réelle dans laquelle les feuillets ne sont pas limités par un plan mais par une surface fermée : prenons d'abord comme surface limite un cylindre du second degré. Nous supposons simplement que les rayons de courbure de cette surface sont grands vis-à-vis de l'épaisseur des feuillets : on décompose la surface en éléments sensiblement plans dont les dimensions, grandes devant l'épaisseur des feuillets, sont encore petites devant le rayon de courbure. On applique alors les résultats des paragraphes précédents et l'on détermine ainsi en chaque point de la surface la hauteur des prismes de fermeture et l'orientation de leur aimantation spontanée.

Les feuillets, qui ont la forme de disques elliptiques, seront ainsi limités par des anneaux prismatiques, dont la section, triangulaire, se déforme lentement et d'une manière continue d'un point à

l'autre du pourtour du disque, tandis que l'aimantation spontanée change lentement de direction (5).

La figure 13 représente la moitié postérieure de deux tels anneaux. Leur épaisseur se réduit à zéro sur la génératrice kk' correspondant à un plan tangent au cylindre également incliné sur $\vec{J}_1$, $\vec{J}_2$ et $\vec{J}$, de telle sorte que chaque anneau est segmenté en deux demi-anneaux, l'un d'espèce A, l'autre d'espèce B.

Fig. 13. — Vue en perspective des anneaux de fermeture relatifs à un cylindre (moitié postérieure). L'épaisseur des anneaux se réduit à zéro le long de la génératrice KK' .

L'énergie de formation des deux anneaux prismatiques qui ferment le flux d'un couple de deux feuillets est ainsi complètement déterminée. Toutes choses égales d'ailleurs, elle est proportionnelle au carré d^2 de l'épaisseur du couple. D'autre part, pour la même orientation relative du cristal et du champ, mais avec deux surfaces limites homothétiques, elle est proportionnelle à deux distances homologues quelconques, par exemple au grand axe L de l'ellipse qui limite les feuillets; on pourra donc écrire cette énergie sous la forme $CL d^2$ dans laquelle C est indépendant des dimensions absolues du cristal et des feuillets. Mais le nombre des feuillets contenus dans une hauteur du cylindre égale à 1 cm est inversement proportionnelle à d : l'énergie à dépenser pour fermer le flux latéral correspond à une portion du cylindre de 1 cm de hauteur est donc égale à $CL d$.

Pour que cette énergie soit la plus faible possible, il semblerait donc que les feuillets dussent se multiplier indéfiniment, mais, en réalité, il faut également tenir compte de l'énergie superficielle de formation des parois des feuillets (6) qui est proportionnelle, d'une part à la surface d'une paroi isolée, c'est-à-dire à L^2 et, d'autre part, au nombre de ces parois, c'est-à-dire à $1:d$; on peut donc l'écrire $C'L^2:d$. L'existence de cette énergie tend à diminuer le

nombre des feuillets. L'énergie totale W_t de la structure considérée s'écrit alors

$$W_t = CLd + \frac{C'L^2}{d}. \quad (42)$$

Cette énergie est minimum pour

$$d = \sqrt{\frac{LC'}{C}}. \quad (43)$$

Elle prend alors la valeur $2\sqrt{L^3CC'}$ et l'on remarque, qu'à ce moment, l'énergie des anneaux prismatiques de fermeture est égale à l'énergie de paroi.

L'équation (43) montre que, toutes choses égales d'ailleurs, la période de la structure des domaines d'un cristal, limité par une surface cylindrique, est proportionnelle à la racine carrée de son diamètre.

2° CAS D'UNE ELLIPSOÏDE. — Lorsque le cristal a la forme d'un ellipsoïde allongé, les feuillets n'ont plus une épaisseur uniforme d'un bout à l'autre de l'échantillon puisque les dimensions de l'ellipse qui limite les feuillets varient: l'épaisseur des feuillets, maximum au centre, diminue à mesure que l'on se rapproche des deux extrémités de l'ellipsoïde.

Il apparaît ainsi que, dans le cas général, la notion de structure périodique des feuillets doit être comprise dans un sens assez large: la période n'est pas constante, mais varie lentement d'une extrémité à l'autre du cristal.

23. La structure superficielle secondaire et les lignes de poudres. — Il paraît malheureusement extrêmement difficile d'étudier expérimentalement cette structure secondaire dont l'existence s'impose, d'autre part, au point de vue théorique comme nous venons de le voir. Les diagrammes de poudres constituent un des rares procédés possibles d'étude, aussi importe-t-il d'étudier leurs relations avec la structure secondaire, mais, avant tout, il est nécessaire d'analyser le mécanisme du dépôt des poudres ferromagnétiques à la surface du fer.

Or, dans les structures superficielles décrites plus haut, les parois intérieures des prismes de fermeture ne portent pas de charges magnétiques, tandis que, sur la surface extérieure du cristal, la densité est partout égale à la composante normale de l'aimantation moyenne: il n'y a donc aucune raison pour que les poudres qu'on laisse déposer à la surface se groupent suivant certaines régions particulières. Cependant, nous avons déjà fait remarquer, à la fin du paragraphe 18, que, dans la structure réelle d'équilibre, se produisent nécessairement de légers changements dans la direction des aimantations spontanées des domaines de fermeture, changements qui sont naturellement différents suivant qu'il s'agit d'un prisme A ou d'un prisme P . Sur les plages superficielles vont donc apparaître des charges

(5) Ces domaines annulaires sont d'une nature assez particulière, puisque l'aimantation n'y a pas partout la même direction: leur densité de charges $\rho = -\text{div. } \vec{J}$ est cependant dans les conditions indiquées, absolument négligeable au point de vue énergétique.

(6) On peut négliger l'énergie de paroi des domaines prismatiques annulaires.

magnétiques différentes suivant l'espèce, *A* ou *P*, des prismes auxquels elles correspondent (7). Au point de vue du champ extérieur local, tout se passe comme si ces plages étaient les unes positives et les autres négatives : les lignes de force dans l'air, au voisinage de la surface, auront l'aspect que présente la figure 14. En principe, la poudre magnétique devrait se déposer dans les régions où le gradient est le plus grand, c'est-à-dire en *b*, *b'* et en *c*, *c'* : on devrait donc observer deux lignes pour chaque motif élémentaire, c'est-à-dire une ligne par feuillet.

Fig. 14. — Destinée à illustrer le mécanisme du dépôt des poudres à la surface du ferromagnétique et la disparition d'une ligne sur deux.

Néanmoins, il faut se rappeler que le champ appliqué possède toujours une composante tangentielle *H*, par exemple dirigée comme l'indique la figure, qui se superpose au champ local créé par les plages aimantées. Sous l'influence de ce champ, les grains de la poudre s'aggloméreront en chapelets aimantés dans la direction de *H* : il suffit de comparer (fig. 14) la position de leurs pôles avec le signe des charges magnétiques portées par les plages pour constater que ces chapelets, ainsi orientés par le champ *H*, se disposeront à cheval sur les lignes *b*, *b'* et éviteront les lignes *c*, *c'*. Finalement, on observera simplement en *b*, *b'* des dépôts de poudre équidistants, séparés les uns des autres par une distance *d* égale à la période de la structure : il y aura une ligne pour deux feuillets (8).

Il n'est cependant pas exclu que, dans certaines circonstances particulières, on puisse observer simultanément des lignes *b* et *c* : on interpréterait ainsi certains « doublets » observés par Kaya (9) sur des faces perpendiculaires à un axe binaire.

(7) KENNARD (*Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 312), après avoir reconnu que la structure des domaines du cobalt, proposée par Landau et Lifshitz, n'est pas capable de provoquer l'apparition de lignes de poudres, puisqu'elle ne possède pas de pôles, pense que la tension superficielle des parois des prismes provoque une déformation de ceux-ci et l'apparition subséquente de charges sur leurs parois intérieures. En réalité, les charges ainsi produites sont incomparablement plus faibles que celles qui proviennent du mécanisme analysé ici, dans le paragraphe 18.

24. Application de la théorie de la structure superficielle secondaire au cas d'une bande mince orientée et aimantée suivant un axe binaire. — Pour fixer les idées et étudier l'action du champ sur la distance des lignes, nous traiterons maintenant assez complètement un exemple simple correspondant approximativement à une expérience de Kaya.

Soit une bande mince très allongée (fig. 15) en forme de parallépipède rectangle, découpée dans le plan (100) de base du cube : les deux grandes faces latérales, *S*, *S'* seront donc parallèles à ce plan. Le grand axe de la bande sera parallèle à l'un des axes binaires du plan (100), par exemple à l'axe [011]. Le champ magnétique sera toujours appliqué suivant cette direction et le coefficient de champ démagnétisant correspondant sera supposé négligeable. Les deux petites faces latérales de la bande *T*, *T'* seront alors parallèles au plan (011)

Fig. 15. — Domaines élémentaires et structure secondaire superficielle d'une bande monocristalline taillée suivant un axe binaire.

Il s'agit d'une aimantation selon le mode III avec deux phases dont les directions d'aimantations spontanées, situées dans le plan (100), font, avec l'axe binaire [011], le même angle θ lié au champ agissant *H* par la formule (20) du paragraphe 8 :

$$HJ_s = 2K \cos \theta (2 \cos^2 \theta - 1).$$

Par raison de symétrie, l'aimantation résultante $\vec{J}$ est toujours dirigée suivant l'axe binaire [011] et les deux phases occupent la même fraction du volume total : l'épaisseur des deux feuillets qui constituent le motif de base est alors la même et égale à $d : 2$,

(8) Cette disparition d'une ligne sur deux est à rapprocher de certains phénomènes observés par Mc KEEHAN et ELMORE (*Phys. Rev.*, 1934, **46**, p. 226), dans des champs faibles, sur des structures liées au polissage de la couche superficielle : suivant le sens du champ, on observe une ligne ou l'autre. ELMORE (*Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 982) en a très bien analysé le mécanisme.

(9) Cf. par exemple les figures 6 et 14 du mémoire de KAYA (*Z. f. Physik*, 1934, **90**, p. 551).

tandis que les parois des feuillets sont perpendiculaires à l'axe [011].

Les faces latérales S, S' de la bande sont toujours parallèles aux aimantations spontanées des deux phases : il n'y aura donc pas de domaines de fermeture au voisinage de ces faces. Au contraire, les deux autres faces latérales T, T' de la bande porteront des charges, de densité $\pm J_s \sin \theta$ selon la nature de la phase sous-jacente au point considéré, qu'il importe de supprimer au moyen de domaines de fermeture convenables (fig. 15).

Avec les notations du paragraphe 19, nous décomposons l'aimantation spontanée du feuillet 1 en un vecteur $\vec{J}$ de module $J_s \cos \theta$, parallèle à l'axe [011] et égal à l'aimantation moyenne et en un vecteur $\vec{\mathcal{G}}_1$, de module $J_s \sin \theta$ parallèle à la direction [011], trace du plan de paroi sur le plan S . L'aimantation spontanée du feuillet 2 se décompose de même en un vecteur $\vec{J}$ et un vecteur $\vec{\mathcal{G}}_2 = -\vec{\mathcal{G}}_1$ (les vecteurs $\vec{\mathcal{G}}$ sont nuls). C'est le flux $\vec{\mathcal{G}}_1 d$: d de ce vecteur $\vec{\mathcal{G}}$ dans le feuillet 1 qu'il s'agit de fermer sur le feuillet 2 sans créer de charges sur les faces T, T' qui sont parallèles à l'aimantation moyenne.

FERMETURE EN POSITION A. — L'aimantation spontanée des prismes de fermeture est donc parallèle à la surface T et son orientation est définie par l'angle α qu'elle fait avec l'axe binaire [011]. Les trois composantes suivant lesquelles nous décomposons cette aimantation sont alors : la première, $J_s \cos \theta$ égale et parallèle à l'aimantation moyenne, la seconde $\mathcal{G} = J_s \sin \alpha$, parallèle à l'axe [100], la troisième, $\mathcal{F}$, égale à $J_s (\cos \theta - \cos \alpha)$ et dirigée en sens inverse de l'aimantation moyenne; c'est cette dernière composante qui sert à fermer le flux. La hauteur h du prisme de fermeture est donnée par la relation (38) qui s'écrit ici

$$d \sin \theta = 2h(\cos \theta - \cos \alpha).$$

L'angle α doit être tel que $\cos \alpha$ soit compris entre $-\cos \theta$ et $\cos \theta$ et il doit correspondre à l'énergie minimum.

Désignons par $W_{(\alpha, \theta)}$ l'énergie à dépenser, rapportée à 1 cm^3 , pour amener l'aimantation depuis la position qu'elle occupe à l'intérieur des feuillets 1 ou 2, jusqu'à sa position dans le prisme de fermeture, dans le plan T , définie par l'angle α : comme, toutes choses égales d'ailleurs, le volume des prismes de fermeture est proportionnel à h , l'énergie à dépenser pour produire le prisme de fermeture est proportionnelle à $hW_{\alpha, \theta}$, c'est-à-dire à $\frac{\sin \theta}{\cos \theta - \cos \alpha} W_{\alpha, \theta}$. Il s'agit donc de déterminer le minimum de cette expression en fonction de α .

En transformant convenablement la relation (2) qui donne l'énergie magnétocristalline et en lui ajoutant l'énergie magnétique, on trouve aisément que l'énergie totale W_0 , pour une direction quel-

conque du plan (100), s'écrit en fonction de θ sous la forme

$$W_0 = \frac{K}{4} (2 \cos^2 \theta - 1)^2 - H J_s \cos \theta.$$

A l'équilibre, θ est d'ailleurs relié à H par la relation (20). De même, dans le plan T , l'énergie W_α correspondant aux différentes positions possibles de l'aimantation spontanée du prisme de fermeture s'écrit

$$W_\alpha = K \left(\cos^2 \alpha - \frac{3}{4} \cos^4 \alpha \right) - H J_s \cos \alpha.$$

On a alors, par définition,

$$W_{(\alpha, \theta)} = W_\alpha - W_0$$

et en étudiant la variation de l'expression

$$\frac{\sin \theta}{\cos \theta - \cos \alpha} W_{(\alpha, \theta)},$$

on constate qu'elle est minimum pour une valeur de α légèrement inférieure à $\frac{\pi}{2}$. La valeur du minimum

diffère très peu de la valeur correspondant à $\alpha = \frac{\pi}{2}$, soit

$$\frac{K}{4} \operatorname{tg} \theta (2 \cos^2 \theta - 1) (6 \cos^2 \theta + 1),$$

compte tenu de la valeur de $H J_s$: on peut donc admettre, sans erreur sensible ⁽¹⁰⁾ que, dans la position A de fermeture, l'aimantation spontanée des prismes de fermeture est perpendiculaire au plan S , c'est-à-dire qu'elle est dirigée suivant l'axe quaternaire, axe de facile aimantation, qui est situé dans le plan de la surface T .

L'énergie $d^2 W_\alpha$ à dépenser pour fermer de cette manière, sur la surface T , le flux latéral d'aimantation d'un motif de base constitué de deux feuillets d'épaisseur totale d est finalement donnée, par centimètre de longueur de motif, par l'expression

$$d^2 W_\alpha = \frac{K d^2}{16} \operatorname{tg} \theta (2 \cos^2 \theta - 1) (6 \cos^2 \theta + 1).$$

FERMETURE EN POSITION P. — Dans cette position, la composante $\mathcal{F}$, au lieu d'être dirigée en sens inverse du champ est dirigée dans le même sens : elle est alors égale à $J_s (\cos \alpha - \cos \theta)$ et $\cos \alpha$ obéit à l'inégalité $\cos \theta < \cos \alpha < 1$. La hauteur h du prisme de fermeture est alors donnée par

$$d \sin \theta = 2h(\cos \alpha - \cos \theta).$$

Comme plus haut, il faut chercher le minimum de $hW_{(\alpha, \theta)}$; il correspond cette fois-ci exactement à $\alpha = 0$, c'est-à-dire au cas où l'aimantation spontanée du prisme de fermeture est parallèle au champ

⁽¹⁰⁾ Cette erreur est d'autant plus faible que le champ est plus faible.

appliqué. L'énergie $d^2 W_p$ de fermeture, s'écrit alors Elle est minimum pour

$$d^2 W_p = \frac{K d^2}{4} \sin \theta \cos \theta (1 - \cos \theta) (2 + 3 \cos \theta).$$

$$d = \sqrt{\frac{\gamma L (W_a + W_p)}{W_a W_p}}.$$

FERMETURE DU FLUX LATÉRAL CORRESPONDANT A UN ÉLÉMENT DONNÉ DE LA BANDE. — D'après le paragraphe 21, la fermeture du flux d'une structure illimitée s'obtient par une combinaison des positions A et P dans laquelle l'énergie de formation des prismes de fermeture, rapportée à un élément de motif d'épaisseur d et de 1 cm de largeur est égale à $d^2 \frac{W_a W_p}{W_a + W_p}$. Pour rapporter cette énergie à un élément de 1 cm² de la surface T , il faut la multiplier par le nombre 1 : d des motifs contenus dans cette épaisseur. D'autre part, la surface totale des parois de séparation est égale à 2 : d . cm² par centimètre cube de substance, l'énergie correspondante est donc

$$2 \gamma : d \text{ ergs : cm}^3.$$

Soit alors L la largeur de la bande, dans le plan de la face S ; découpons dans la bande un prisme droit de hauteur L dont les bases, de 1 cm², sont situées dans les plans T et T' . L'énergie totale W_l correspondant à ce prisme est alors

$$W_l = \frac{2 \gamma L}{d} + 2 d \frac{W_a W_p}{W_a + W_p}.$$

Le quotient $d : \sqrt{L}$ est ainsi une fonction de $\cos \theta$. L'équidistance d ne dépend que de la largeur de la bande, elle ne dépend ni de son épaisseur, ni de sa longueur.

APPLICATION NUMÉRIQUE AU CAS D'UNE BANDE DE 1 CM DE LARGEUR. — Nous connaissons déjà les valeurs des expressions W_a et W_p ; quant aux valeurs de l'énergie superficielle γ , nous avons montré, dans un mémoire antérieur (A), qu'elles étaient données par l'expression

$$\gamma = \sin \theta \left\{ \sin \theta \sqrt{6 - 7 \sin^2 \theta} + \frac{6 - 7 \sin^2 \theta}{\sqrt{3}} \arg \operatorname{sh} \sqrt{\frac{3 \sin^2 \theta}{6 - 7 \sin^2 \theta}} \right\} \times 0,70 \text{ ergs : cm}^2.$$

Avec ces données, nous avons calculé, pour différentes valeurs de $\cos \theta$ et du champ H correspondant, les valeurs de W_a , W_p et de d , relatives à une bande de largeur $L = 1$ cm, données dans le tableau suivant :

TABLEAU III.

$\cos \theta = \frac{3}{5}$.	$W_a \cdot 10^{-4}$ (ergs : cm ²).	$W_p \cdot 10^{-4}$ (ergs : cm ²).	$\frac{W_a W_p}{W_a + W_p} \cdot 10^{-4}$ (ergs : cm ²).	γ (ergs : cm ²).	d (microns).	H (gauss).
0,707	0	6,47	0	1,21	∞	0
0,72	0,39	6,25	0,37	1,19	179	13
0,73	0,69	6,06	0,62	1,17	137	24
0,75	1,30	5,67	1,06	1,12	103	47
0,80	2,73	4,54	1,71	0,99	76	113
0,85	3,96	3,29	1,79	0,81	67	190
0,90	4,73	1,98	1,40	0,59	65	281
0,95	4,76	0,77	0,66	0,32	70	385

La période est tout d'abord infinie lorsque le champ est nul, c'est-à-dire dans la position d'aimantation rémanente. Cela tient à ce que, dans la position A, la direction de l'aimantation des domaines de fermeture coïncide avec une direction de facile aimantation et qu'il n'y a, par conséquent, pas d'énergie à dépenser pour amener l'aimantation spontanée suivant cette direction : les prismes de fermeture peuvent donc être très gros de manière à diminuer le nombre des feuillettes et l'énergie de paroi correspondante.

La période diminue ensuite à mesure que le champ augmente, pour prendre finalement une valeur à peu

près constante, comprise entre 65 et 70 μ , dès que le champ effectif a atteint une valeur de 150 gauss. La courbe correspondante est représentée sur la figure 16.

COMPARAISON AVEC LES OBSERVATIONS DE KAYA [4]. — Cet auteur a étudié un disque de largeur $L' = 2$ cm, taillé dans le plan (100) et aimanté suivant l'axe [011]. Nous avons mesuré, sur ses photographies, pour différentes valeurs de l'aimantation et, par conséquent, du champ d'après la formule (20), les distances qui séparent deux lignes de poudres et, étant admis que ces distances sont

égales à la période, nous les avons reportées sur la figure 16, après les avoir divisées par $\sqrt{L} = 1,41$.

Fig. 16. — La courbe ponctuée donne l'équidistance théorique des lignes de poudre en fonction du champ, tandis que les traits verticaux correspondent aux expériences de Kaya : la hauteur du trait correspond à la dispersion des mesures.

Les valeurs obtenues sont très dispersées, mais s'accordent en gros avec la courbe théorique.

25. Les diagrammes de Sixtus ⁽¹⁾. — Les diagrammes de Kaya sont bien moins réguliers que les diagrammes de Sixtus obtenus au moyen de bandes de fer au silicium. Parmi les bandes étudiées par cet auteur, il en existe deux (les bandes 1 et 7N), de largeur $L = 1,55$ cm environ, qui sont approximativement taillées dans le plan (100), mais le grand axe, suivant lequel on applique le champ, fait un angle de 30° avec l'axe quaternaire le plus rapproché. Les distances moyennes qui séparent deux lignes de poudres consécutives varient avec le champ comme le montre la figure 17. Après avoir déterminé, d'après les méthodes indiquées dans la première partie de ce mémoire, les directions de l'aimantation spontanée et les proportions relatives des deux phases en présence, nous avons calculé la période d de la structure, d'après les procédés indiqués plus haut. Le calcul ne présente pas de difficultés réelles, mais il est très fastidieux; aussi nous nous contenterons d'en donner les résultats sous la forme de la courbe ponctuée de la figure 17. Elle est très voisine de la courbe obtenue précédemment, relative à une bande orientée suivant l'axe binaire (pour effectuer la comparaison, il faut multiplier les ordonnées de cette dernière par $\sqrt{L} = \sqrt{1,55} = 1,24$).

La courbe calculée est au-dessus des courbes expérimentales relatives aux deux échantillons mais elle possède la même allure générale : notam-

ment la valeur limite dans les champs forts n'est pas très éloignée des valeurs limites expérimentales.

Les écarts relativement considérables que l'on observe dans les champs moyens viennent, sans doute, de ce que la bande n'est pas exactement taillée dans le plan (100); c'est ainsi que, dans le cas de l'échantillon 7N, la normale au plan de la bande,

Fig. 17. — Équidistance des lignes de poudre en fonction du champ. Les courbes en traits pleins se rapportent à deux échantillons étudiés par Sixtus, tandis que la courbe théorique est donnée en pointillé.

au lieu d'être confondue avec un axe quaternaire, fait avec lui un angle de 20° . Il en résulte que les aimantations spontanées des deux phases ne sont pas parallèles aux deux larges faces latérales de la bande et il doit donc se former à leur contact des domaines de fermeture, ce qui provoque une diminution de la période spatiale.

26. Influence des imperfections du cristal. —

Remarquons que la structure réelle décelée par le dépôt des poudres peut différer notablement de la structure d'équilibre : il peut y avoir des faux équilibres que des expériences de Sixtus mettent d'ailleurs admirablement en évidence : selon que l'on aboutit au même champ final de 10 gauss, par valeurs croissantes ou par valeurs décroissantes, la distance moyenne des lignes passe de 200 à 100 μ . Ces différences proviennent sans doute de l'irréversibilité du mécanisme de multiplication des parois. En dehors de ce phénomène qui affecte la distance moyenne des lignes, on constate, souvent, de fortes irrégularités entre les distances individuelles : elles proviennent des résistances passives que le cristal réel offre au déplacement des parois qui n'ont plus la même facilité que dans un cristal idéal pour se mettre à égale distance les unes des autres, dans la position d'énergie minimum.

Ce sont ces résistances passives qui provoquent les phénomènes ordinaires d'hystérésis : la mesure

de l'aire du cycle ou du champ coercitif donne l'ordre de grandeur de leur valeur : un calcul approximatif permet alors d'obtenir l'ordre de grandeur des irrégularités possibles : il est conforme aux valeurs observées.

27. Les structures à trois phases. — Toutes les considérations développées jusqu'ici dans cette

Fig. 18. — Différents types de fermeture du flux latéral correspondant à un système de trois feuillets. Dans le cas d'une structure illimitée, il faudrait combiner entre eux, d'une manière convenable, ces différents types.

troisième partie se rapportent à des structures à deux phases. La théorie des domaines superficiels se rapportant à des structures à trois phases, se déve-

loppe d'une manière analogue, mais les domaines de fermeture y possèdent des formes et des dispositions relatives plus complexes illustrées par la figure 18. Il existe, pour fermer le même flux latéral, un grand nombre de dispositions différentes dont les différences d'énergie ne doivent pas être considérables : l'effet perturbateur des irrégularités du réseau doit donc être plus considérable que dans les structures à deux phases : on observe, en effet, que les lignes de poudres correspondantes sont courtes et irrégulières.

D'autre part, il ne faut pas s'attendre à observer, comme dans le cas des deux phases, d'amples variations de la période avec le champ appliqué. Ces variations étaient, en effet, liées à la possibilité de fermeture du flux latéral au moyen de la troisième direction privilégiée sans dépense d'énergie. Au contraire, avec trois phases, toutes les directions privilégiées sont déjà occupées, il faut fermer le flux autrement en dépensant davantage d'énergie et l'influence du champ appliqué se fait beaucoup moins sentir. Nous n'avons donc pas jugé utile de surcharger ce travail par des calculs fastidieux et dépourvus d'intérêt en l'absence de données expérimentales suffisamment complètes pour permettre d'en vérifier les conclusions.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] *Z. f. Physik*, 1932, **71**, p. 442.

[2] *Phys. Rev.*, 1931, **38**, p. 1903; 1932, **41**, p. 507.

[3] *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 870.

[4] *Z. f. Physik*, 1934, **89**, p. 796; 1934, **90**, p. 551.