



**HAL**  
open science

## Les propriétés magnétiques de la pyrrhotine (Suite)

Pierre Weiss

► **To cite this version:**

Pierre Weiss. Les propriétés magnétiques de la pyrrhotine (Suite). *J. Phys. Theor. Appl.*, 1905, 4 (1), pp.829-846. 10.1051/jphystap:019050040082901 . jpa-00241063

**HAL Id: jpa-00241063**

**<https://hal.science/jpa-00241063>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

**LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DE LA PYRRHOTINE (Suite) ;**

Par M. PIERRE WEISS.

**PHÉNOMÈNES RÉSIDUELS.**

Dans l'exposé des résultats de l'étude magnétique de la pyrrhotine qui a fait l'objet d'un précédent article <sup>(2)</sup>, j'ai fait abstraction des phénomènes résiduels. Cela a été possible parce que les champs auxquels font appel les phénomènes magnétocristallins sont beaucoup plus considérables que ceux que font intervenir les phénomènes résiduels. Dans l'échantillon étudié le plus complètement, le champ démagnétisant maximum, dû à la structure, est de 7.300 gauss, tandis que le champ coercitif maximum a été de 15,4 gauss. L'hystérese est donc en quelque sorte une broderie légère qui se superpose à la partie réversible du phénomène en la modifiant à peine.

J'ai montré que, si l'on considère la direction de facile aimantation contenue, dans le champ magnétique, on peut admettre, grâce à une hypothèse très plausible sur le rôle des discontinuités, telles que les cassures et des dimensions finies de l'échantillon, que la courbe d'aimantation de la matière parfaitement continue et illimitée se composerait d'une première partie coïncidant avec l'axe des aimantations et d'une deuxième parallèle à l'axe des champs, et représen-

---

(1) A ceux qui considèrent cette conclusion comme évidente, nous rappellerons que Duguet dans un de ses deux ouvrages, d'ailleurs intéressants, raille longuement la thèse que nous soutenons.

(2) Voir p. 469.

tant l'aimantation à saturation restant constante depuis le champ zéro jusqu'au champ infini. La courbe expérimentale (*fig. 19*) est assez voisine de cette courbe d'aimantation schématique ; mais, en réalité, elle se compose d'une branche ascendante et d'une branche descendante distinctes. Ce qui frappe à première vue dans cette courbe, c'est l'écartement très approximativement constant des deux branches, mesuré parallèlement à l'axe des abscisses, et égal à 30,8 gauss.

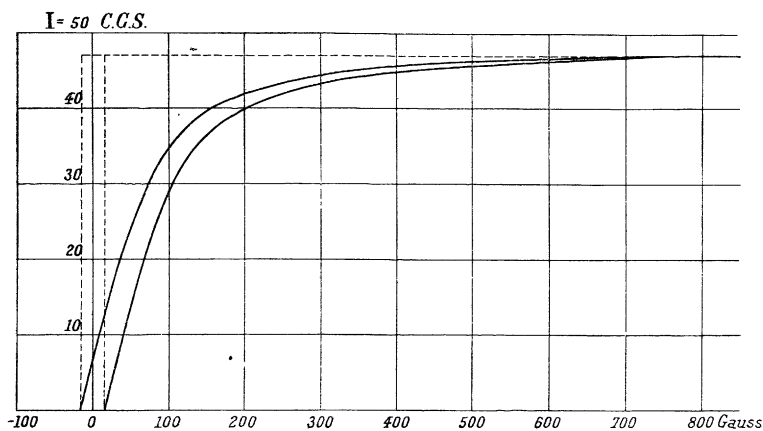


FIG. 19.

Avec la schématisation que nous venons de rappeler et en tenant compte de l'hystérèse, la courbe d'aimantation devient donc le rectangle représenté en pointillé.

Ce premier résultat s'interprète en disant que, pour déplacer l'extrémité du vecteur aimantation le long du diamètre de facile aimantation, il faut surmonter un champ coercitif constant  $H_C = 15,4$  gauss.

L'énergie dépensée par cycle dans l'unité de volume est, par suite :

$$E = 4 \cdot H_C \cdot I_M = 4 \cdot 15,4 \cdot 47 = 2.900 \text{ ergs.}$$

En dehors de la direction de facile aimantation, la connaissance de l'aimantation dans le plan magnétique a été obtenue en faisant tourner dans ce plan des champs de grandeur constante. On doit attendre de ces expériences des renseignements sur l'hystérèse que l'on a appelée tournante, par opposition avec l'hystérèse alternative que nous venons de considérer.

Au même titre schématique, quand le champ constant, partant de la direction  $OX$  (*fig. 20*) de facile aimantation, décrit l'angle  $XOY$ , l'aimantation décrit l'arc  $AB$  du cercle de saturation. Puis, le champ dépassant la direction de difficile aimantation  $OY$ , l'aimantation décrit instantanément la corde  $BCD$ , et, lorsque le champ décrit l'angle  $YO (-X)$ , l'aimantation décrit l'arc  $DE$ .

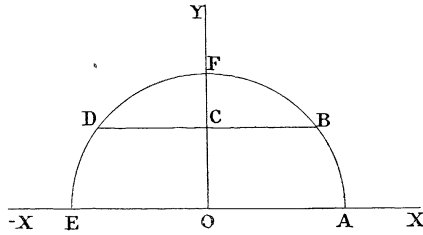


FIG. 20.

Pour ces déplacements de l'extrémité du vecteur aimantation  $I$ , les phénomènes d'hystérèse se manifestent par des courbes différentes à l'aller et au retour, tant pour la composante de l'aimantation parallèle au champ que pour la composante perpendiculaire au champ. La *fig. 21*

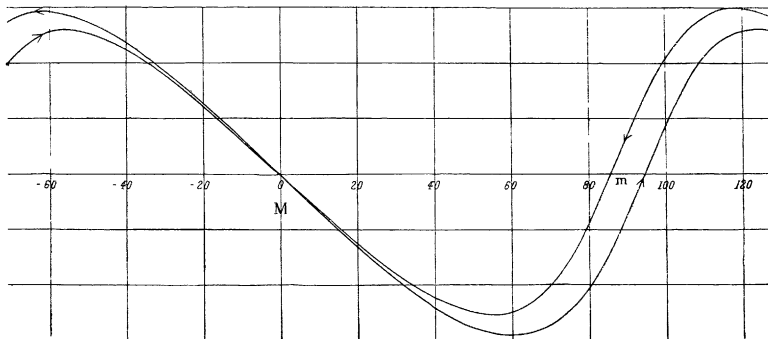


FIG. 21.

représente cette dernière en fonction des azimuts du champ, égal à 593 gauss pour la pyrrhotine de Morro Velho. On voit que les deux courbes coïncident exactement sur une assez grande longueur dans le voisinage de la direction  $OX$  indiquée par  $M$  sur la figure. D'autre part, la grandeur de l'aimantation restant constante et égale à l'intensité à saturation  $I_M$  dans le voisinage de  $OX$ , il en résulte que

la région du cercle de saturation voisine de A est décrite sans hystérèse.

Si ces expériences étaient faites sur un cristal simple, il serait facile de fixer jusqu'à quel point du cercle de saturation cette nullité de l'hystérèse persiste; mais, comme tous les résultats doivent subir la correction nécessitée par la présence de cristaux parasites, cette limite ne peut être marquée avec certitude. Des expériences dont nous parlerons plus loin ayant montré que l'hystérèse s'annule lorsque, dans un champ très intense, l'aimantation décrit le cercle de saturation tout entier, il est naturel de supposer que, lorsque dans un champ plus faible; l'aimantation ne décrit que l'arc AB de ce cercle, l'hystérèse restera nulle jusqu'en B.

La *fig. 21* montre que, dans le voisinage de la direction OY marquée par *m*, les deux courbes sont nettement différentes. Leur écartement est d'autant plus grand que le champ avec lequel on opère est plus faible mais, quel que soit ce champ, la courbe correspondant à l'aller peut se superposer sur une grande étendue à celle du retour, par un déplacement horizontal.

Il faut donc, pour obtenir une même valeur de l'aimantation perpendiculaire au champ à l'aller et au retour, faire agir des champs qui diffèrent en direction d'un angle constant. Cet énoncé peut être remplacé par un autre équivalent. En effet, dans le voisinage de la direction de difficile aimantation OY, la vitesse de rotation de l'aimantation est beaucoup plus grande que celle du champ. Il suffira donc, en partant de deux directions du champ correspondant à des ordonnées égales sur les courbes d'aller et de retour, de faire tourner l'une de ces directions d'un angle extrêmement petit pour amener les aimantations à coïncider. Nous pouvons donc remplacer la proposition suggérée d'abord par l'aspect général des courbes par la suivante : Pour une aimantation représentée par un même point de la corde BCD, les champs diffèrent à l'aller et au retour d'un angle constant; ou encore, puisque toute la corde BCD est décrite pendant que le champ est voisin de OY : Pour un même point de la corde BCD, les champs diffèrent à l'aller et au retour d'un champ constant dirigé suivant BCD. On est donc amené à imaginer que, *pour déplacer l'extrémité du vecteur I le long de BCD, il faut, en plus du champ exigé par le phénomène réversible, surmonter un champ coercitif constant  $H_c'$  agissant en sens contraire du mouvement.*

Cette hypothèse est suggérée nettement par l'expérience, sans être

imposée absolument. Les mesures ne sont pas assez précises pour que l'on puisse se proposer d'y trouver un contrôle numérique de la constance du champ coercitif dans toute l'étendue de la corde BCD.

Mais l'expérience donne des déterminations relativement précises de ce champ coercitif  $H_c'$  au point C, pour les diverses valeurs du champ.

Soit  $2\alpha_c$  le double angle coercitif, c'est-à-dire l'écartement angulaire constant entre les deux branches de la courbe des composantes de l'aimantation perpendiculaire au champ, ou, ce qui revient au même, de la courbe des couples en fonction de  $\alpha$ .

Soit  $\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}$  le rapport des vitesses de rotation de l'aimantation et du champ dans le voisinage de OY. Le point sur l'axe des abscisses correspond à la coïncidence de la direction du champ et de l'aimantation, puisque l'aimantation perpendiculaire au champ y est nulle. Il faudra, pour amener, à partir de ce point, l'aimantation sur l'axe de y, faire tourner le champ de  $\alpha_c \times \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}$ . Il ne sera donc plus qu'à une distance angulaire de  $\alpha_c \left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}\right)$  de cet axe, et le champ coercitif est :

$$H_c' = \alpha_c \left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi}\right) \cdot H.$$

Le tableau suivant donne le résultat de ces déterminations pour le disque de Morro Velho, par la méthode des couples.

H	$2\alpha_c$	$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}$	$H_c'$	$I_y$
—	—	—	15,4	0
1.992	0°,61	36,2	10,8	13,7
4.000	0°,22	18	7,9	25,3
7.310	0°,05	5,4	2,6	41,7
10.275	0°,037	3,1	2,3	45,8
11.140	0°,025	2,8	1,5	46

Des expériences plus anciennes faites sur la même substance par la méthode balistique, qui se prête moins bien à la détermination des champs coercitifs, ont donné :

H	$2\alpha_c$	$H_c'$	$I_y$
97,2	$18^\circ$	13,2	0,6
194	$8^\circ,9$	13,05	1,2
564	$2^\circ,6$	12,8	3,6
2.250	$0^\circ,47$	9,2	13
3.830	$0^\circ,27$	9	24

Dans la *fig. 22*, j'ai porté les aimantations au minimum  $I_y$  en abscisses et les champs coercitifs en ordonnées. Les points de la première série sont marqués par + et ceux de la deuxième par  $\odot$ . Ces derniers sont moins exacts que les premiers.

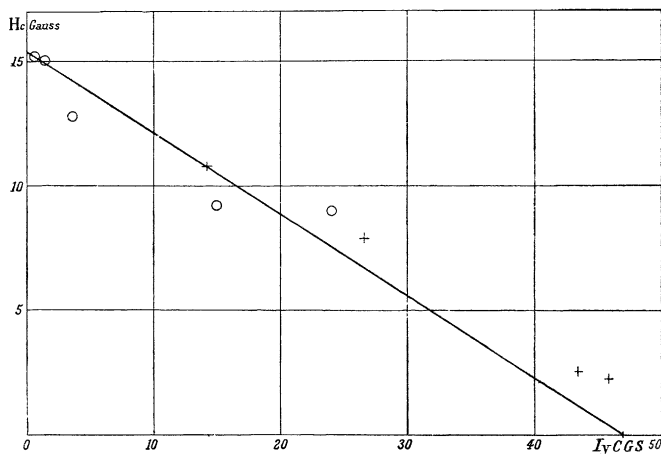


FIG. 22.

Dans les champs faibles,  $2\alpha_c$  a des valeurs considérables, et la détermination est relativement précise; dans les champs les plus intenses,  $2\alpha_c$  tombe à quelques centièmes de degré, qui peuvent être dus en grande partie à la torsion résiduelle du ressort spiral qui, négligeable en général, pouvait fort bien réapparaître dans cette détermination particulière, faite comme pour la mettre en évidence. Mais l'incertitude des points correspondant aux champs élevés est rachetée par la connaissance du point extrême ( $H_c = 0$ ,  $I_y = I_M = 47$ ), qui résulte de la propriété du champ coercitif d'être nul le long du cercle de saturation. L'ensemble des résultats de la *fig. 22* s'interprète par la proposition : *Le champ coercitif  $H_c'$  décroît linéairement avec la flèche de la corde du cercle de saturation décrite par l'aimantation.*

Par conséquent :

$$(7) \quad H_C' = H_C \frac{I_M - I_Y}{I_M}.$$

L'énergie d'hystérèse par cycle est égale à  $H_C'$  multiplié par deux fois la longueur de la corde, c'est-à-dire :

$$(8) \quad \begin{aligned} E' &= 4H_C' I_M \sqrt{1 - \left(\frac{I_Y}{I_M}\right)^2} \\ &= 4H_C I_M \left(1 - \frac{I_Y}{I_M}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{I_Y}{I_M}\right)^2}. \end{aligned}$$

Le phénomène que je viens d'exprimer quantitativement par cette formule ne saurait s'appeler hystérèse tournante sans impropriété de langage, puisque la rotation de l'aimantation le long du cercle de saturation a lieu sans hystérèse et que celle-ci n'apparaît que quand la rotation est accompagnée d'un changement de grandeur de l'aimantation.

L'une des difficultés dans la détermination de ces phénomènes d'hystérèse est, nous l'avons déjà dit, la nécessité de tenir compte de la complexité des cristaux naturels et de ramener par des réductions laborieuses les résultats à ce qu'ils seraient si le cristal était simple. La mesure globale de l'énergie d'hystérèse  $E'$  échappe à cette difficulté. Elle s'ajoute pour les différents éléments constitutifs du groupement cristallin et peut être déterminée aussi bien sur les échantillons les plus complexes que sur ceux qui sont d'une simplicité relative.

J'ai employé à cet effet un appareil qui dérive de l'hystérésimètre Blondel-Carpentier, en y remplaçant l'aimant permanent par un électro-aimant. Cet appareil sera décrit ultérieurement en détail. Voici le principe sur lequel il repose. Le travail dépensé par le champ extérieur sur le cristal comprend le travail d'aimantation et l'accroissement d'énergie mutuelle du champ et de l'aimant<sup>(1)</sup>. Ce travail *total* est, pour un phénomène plan :

$$d\mathcal{E} = IdH + HI \sin(\alpha - \varphi) d\alpha,$$

où  $\alpha$  et  $\varphi$  sont les angles de  $H$  et de  $I$  avec une direction fixe dans le

---

(1) Voir *C. R.*, CXXXVIII, p. 35; 1904: — *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. III, p. 194; 1904.



crystal, contenue dans le plan. Quand le champ est constant, il se réduit à

$$d\bar{c} = HI \sin(\alpha - \varphi) d\alpha.$$

Ce travail est nul pour un cycle isothermique réversible, et, par conséquent, pour un tour complet du champ, quand il n'y a pas d'hystérèse. Il est même nul pour un demi-tour, puisque les phénomènes se reproduisent à 180° de distance. Quand l'hystérèse se surajoute au phénomène réversible,  $\int HI \sin(\alpha - \varphi) d\alpha$  cesse d'être nul, et il suffit de mesurer l'aire de la courbe représentant les couples  $HI \sin(\alpha - \varphi)$  en fonction de  $\alpha$ , avec le planimètre, pour avoir l'aire d'hystérèse. On peut répéter cette opération sur la courbe décrite en sens inverse. Quand on opère avec le planimètre, il est commode et plus précis de combiner les deux opérations en intégrant la différence des couples à l'aller et au retour. On obtient alors, dans un intervalle de 180°, l'énergie correspondant à un cycle complet.

L'hystérésimètre donne par une lecture unique le résultat de cette intégration.

Pour la discussion de ces expériences, il est commode d'exprimer  $E'$  de la formule (8) au moyen de la variable indépendante en observant que :

$$(9) \quad H = (N + n) I_y,$$

où  $N$  est constant et  $n$  une fonction connue de  $H$ . Si la substance était illimitée et parfaitement continue, on aurait :

$$(10) \quad H = NI_y$$

et

$$(11) \quad E' = 4H_c I_M \left(1 - \frac{H}{NI_M}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{H}{NI_M}\right)^2}.$$

La courbe en trait plein de la *fig.* 23 est la représentation graphique de la formule (11). Les points +, voisins de cette courbe, sont les résultats des mesures faites avec l'hystérésimètre. Ils ont subi la correction  $-nI_y$  sur le champ, nécessitée par le caractère approché de l'équation (10) et empruntée à la courbe I, page 493. Cette correction est certainement trop faible, l'échantillon ayant été cassé depuis les premières expériences.

L'échelle des abscisses pour la construction de la courbe est donnée par la valeur connue de  $NI_M = 7300$ .

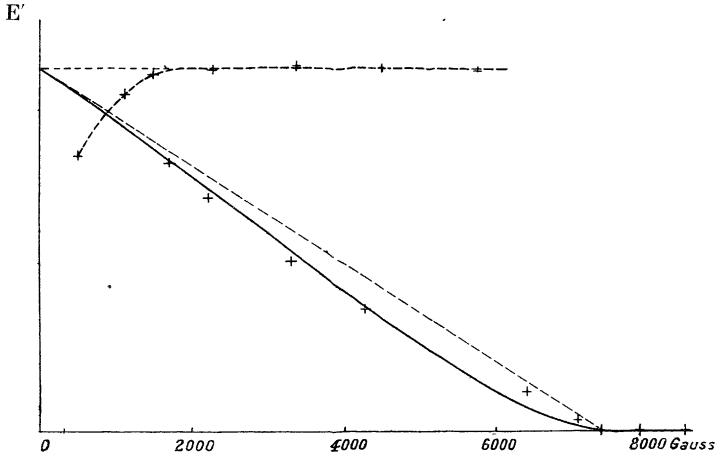


FIG. 23.

L'échelle des ordonnées peut être déterminée expérimentalement d'une manière indépendante. Si l'on place le plan magnétique de la substance verticalement dans le champ tournant horizontal de l'hysté-

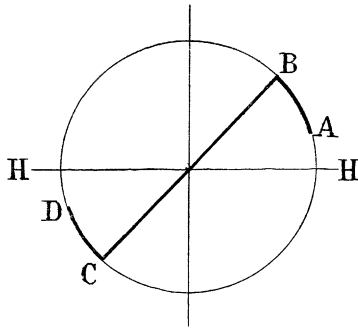


FIG. 24.

résimètre, à chaque tour de celui-ci le vecteur aimantation décrit dans les deux sens le diamètre de facile aimantation BC (*fig. 24*) et deux arcs AB et CD du cercle de saturation, plus ou moins étendus suivant la grandeur du champ, et cela quelle que soit la direction du dia-

mètre de facile aimantation dans le plan vertical. L'énergie d'hysté-  
 rèse dite « tournante » est donc égale dans ce cas à celle de l'hysté-  
 rèse alternative suivant le diamètre de facile aimantation ; elle est  
 donc indépendante du champ et égale à l'ordonnée à l'origine de la  
 courbe représentant la formule (11) (*fig. 23*). Et cela est vrai aussi bien  
 pour un cristal complexe. C'est bien ce que donne l'expérience, comme  
 le montrent les points + sur la courbe supérieure pointillée, de la  
*fig. 23*. Les premiers seuls se trouvent au-dessous de la droite hori-  
 zontale passant par les suivants. Cela tient à ce que, dans les champs  
 faibles, la saturation n'est pas atteinte par suite des phénomènes  
 démagnétisants et qu'une partie seulement du diamètre de facile  
 aimantation est décrite.

Malheureusement le disque de pyrrhotine des premières expé-  
 riences avait été détruit accidentellement avant cette dernière série  
 de mesures dans laquelle le plan magnétique est placé verticalement.

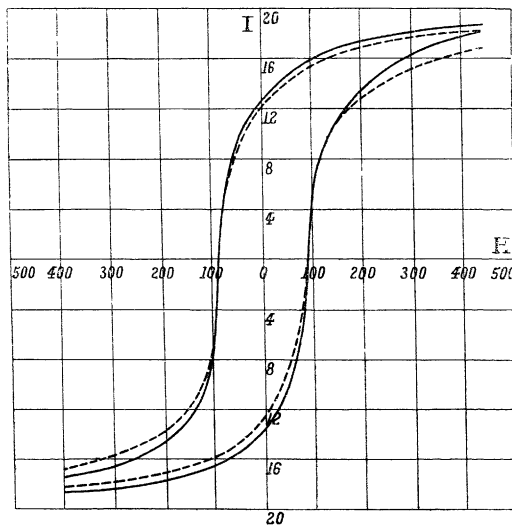


FIG. 25.

Elle a été exécutée avec un autre disque de la même origine et  
 ayant approximativement les mêmes dimensions. En attendant que  
 de nouvelles expériences actuellement en voie d'exécution conduisent  
 à un contrôle plus serré des lois de l'hystérésis, on voit que celles-ci  
 sont dès à présent confirmées quand à leur allure générale et à la  
 nullité de l'hystérésis tournante au-dessus de  $H = 7.300$  gauss.

L'emploi de cette méthode suppose que les phénomènes d'hystérèse, comme les autres phénomènes d'aimantation, ne sont pas altérés par une composante du champ perpendiculaire au plan magnétique. Les considérations énergétiques sur lesquelles nous nous sommes appuyé n'ayant aucune prise sur le phénomène irréversible, l'expérience peut seule trancher la question. La *fig. 25* montre la courbe cyclique d'une pyrrhotine (New-Jersey) légèrement anormale, à champ coercitif considérable, relevée (traits pleins) avec un champ magnétique perpendiculaire au plan égal à 1.905 gauss, et (traits pointillés) avec un champ perpendiculaire égal à 3.620 gauss. Les deux courbes ne se superposent pas, sans doute à cause de la susceptibilité perpendiculaire au plan magnétique, plus grande dans les substances anormales, mais elles montrent que l'hystérèse n'est pas altérée. Cette expérience déjà ancienne et faite avec des moyens d'observation encore imparfaits m'a paru concluante, mais elle pourrait être reprise avec plus de précision.

#### LES SUBSTANCES ANORMALES.

Au début de cette étude j'ai déjà indiqué que les cristaux compacts du Brésil et les masses feuilletées de diverses origines ont des propriétés différentes. Un travail fait en collaboration avec M. J. Kunz sur « Les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine <sup>(1)</sup> » nous a montré l'irréductibilité des propriétés de ces deux espèces de pyrrhotines. Celles de la deuxième, que j'ai appelées anormales, ne donnent, même à la température ordinaire, qu'une image vague et profondément troublée des propriétés si nettes de la pyrrhotine normale. Mais, comme ces pyrrhotines sont celles que l'on se procure le plus facilement et que, par un hasard peu avantageux, j'ai commencé par leur consacrer beaucoup de temps, je crois utile de résumer brièvement leurs propriétés.

*Plan magnétique.* — Déjà dans les champs faibles la propriété du plan magnétique n'est pas exacte. J'ai indiqué précédemment <sup>(2)</sup>, pour

---

<sup>(1)</sup> *C. R.*, t. CXLI, p. 182; 1905. — Ce travail paraît *in extenso* à la suite du présent mémoire.

<sup>(2)</sup> *C. R.*, t. CXXVI, p. 1099; 1898; — *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 542; 1899.

l'aimantation perpendiculaire au plan magnétique

$\frac{1}{15}$	—	pyrrhotine de Bodenmais (Bavière),
$\frac{1}{17}$	—	New-Jersey,
$\frac{1}{42}$	—	Norwège,

de l'aimantation parallèle au plan, pour des champs peu intenses dans lesquels je n'avais pu découvrir aucune aimantation perpendiculaire au plan magnétique dans les pyrrhotines normales.

Dans les champs plus intenses, le critérium de la saturation apparente constante ou décroissante (ce mémoire, p. 301) est nettement en défaut. Il n'est même pas nécessaire, pour le constater, de ramener les mesures à ce qu'elles seraient pour un échantillon cristallographiquement simple. J'ai trouvé, par exemple :

H	I
1.986 gauss	352 unités arbitraires
3.930	360
7.300	357
9.150	354
40.195	352
44.140	350

*Phénomènes démagnétisants.* — Dans le plan magnétique, on rencontre les mêmes groupements cristallins, et l'on peut, comme pour la pyrrhotine normale, déduire les propriétés de la substance simple de celles de la substance complexe.

Mais la loi du champ démagnétisant :

$$H_D = NI \sin \varphi,$$

cesse d'être vérifiée. La formule plus générale :

$$H_D = f(1 \sin \varphi),$$

représentant la loi du phénomène démagnétisant le plus général dirigé suivant la direction de difficile aimantation, ne satisfait pas non plus aux faits.

On peut, dans ce cas <sup>(1)</sup>, avoir recours à une surface obtenue en

<sup>(1)</sup> Voir *C. R.*, CXXXVIII, p. 35 : 1904 ; — *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. III, p. 194 ; 1904.

portant en chaque point du plan magnétique une ordonnée égale à l'énergie d'aimantation, pour représenter l'ensemble des propriétés du cristal dans le plan magnétique. Cette surface, à son tour, peut être représentée par ses courbes de niveau. J'ai fait cette détermination assez laborieuse pour deux échantillons (substance, 1 et 2, p. 483), mais je puis me dispenser de reproduire ici cette image, car, à première vue, elle ne se distingue pas de celle d'une pyrrhotine normale qu'il est aisé de décrire.

Dans cette dernière, en effet, l'énergie se compose de la somme de deux termes : d'abord le travail de  $H_i$  qui conduirait à une surface de révolution, et celui de  $H_D$  qui fournit le terme :

$$E = \frac{1}{2} NI_y^2,$$

représenté par un cylindre parabolique dont la génératrice, lieu des sommets, coïncide avec la direction de facile aimantation. Cette dernière partie de l'énergie est la plus importante.

*Phénomènes résiduels.* — Les phénomènes résiduels sont beaucoup plus intenses dans les pyrrhotines anormales que dans les pyrrhotines

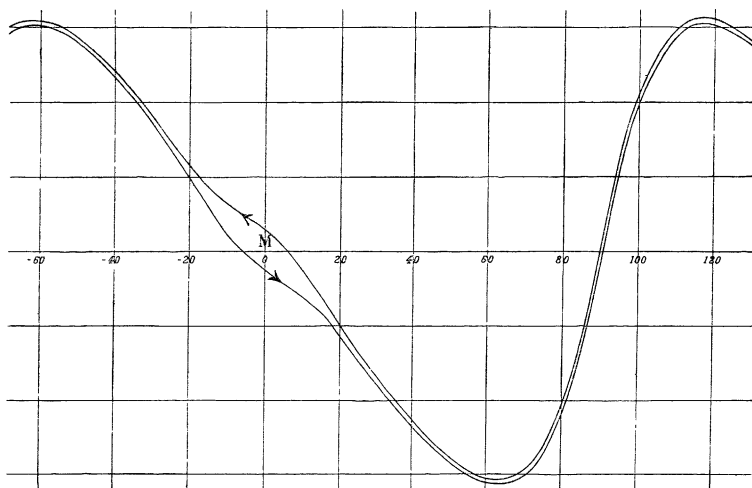


FIG. 26.

normales. Il semble aussi y avoir un champ coercitif constant le long du diamètre de facile aimantation et le long des cordes parallèles à

ce diamètre. Ce champ décroît quand  $I_y$  croît, et l'énergie d'hystérese dépensée le long de la corde tend vers zéro avec la longueur de cette corde.

Mais il se présente en outre un autre phénomène d'hystérese qui se manifeste, dans les courbes représentant les couples en fonction des azimuts du champ  $z$ , par un écart entre les deux courbes d'aller et de retour dans le voisinage du maximum d'aimantation  $M$  (*fig.* 26). La *fig.* 26 se rapporte à des expériences faites dans un champ de 11.140 gauss. Cet écart va en croissant avec le champ, et dans certains cas il s'accroît avec le nombre de cycles décrits. Ce phénomène possède donc une sorte de viscosité. Il serait prématuré d'en chercher une explication, mais on peut soupçonner qu'il dépend des changements d'état magnétiques que le travail cité plus haut a fait découvrir dans les substances anormales.

*Résultats numériques.* — Pour terminer ce qui concerne les substances anormales, je condense quelques résultats de mesures relatifs aux deux substances de New-Jersey, qui ont été l'objet d'une étude détaillée et qui ont été déjà mentionnées page 483, dans les tableaux suivants. Les intensités d'aimantation sont exprimées en unités arbitraires.

*Substance 1,  $I_M = 442$ .*

H	$H_D$ au minimum	$H_D \times \frac{I_M}{I_y}$	$I_y$	$H_c'$
0	0	—	0	75 gauss
627 gauss	604,5 gauss	3.110 gauss	85,4	61,5
1.270	1.220	3.760	142,8	45,2
2.523	2.375	4.520	231	29
3.950	3.610	5.150	308	—
4.905	4.357	5.440	352	—
5.760	4.917	5.680	381	—
7.423	5.665	5.920	416	—

*Substance 2,  $I_M = 440$ .*

H	$H_D$ au minimum	$H_D \times \frac{I_M}{I_y}$	$I_y$	$H_c'$
176 gauss	—	—	—	92 gauss
562	550 gauss	3.140 gauss	70	86
1.171	1.130	3.910	127	65
2.003	1.893	5.050	167	42
3.945	3.600	5.280	300	—
7.327	5.450	5.710	420	—
9.240	5.880	5.990	432	—
10.310	5.960	6.070	432	—
11.140	5.880	5.960	434	—

Les champs désignés par  $H_D$  ont été déterminés, par analogie avec les champs démagnétisants au minimum dans la pyrrhotine normale, au moyen du rapport de la vitesse de rotation de l'aimantation et du champ dans le voisinage de la direction de difficile aimantation.

On a en effet  $H_D = H \left( 1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\varphi} \right)$  (Voir p. 497). La troisième colonne montre que ces champs sont loin d'être proportionnels aux  $I_v$ , comme cela avait lieu pour la pyrrhotine normale.

Pour la substance 1, l'aimantation à saturation a été trouvée égale à 1,84 unités C. G. S. La substance 2 était un autre fragment du même cristal.

SCHÉMA MOLÉCULAIRE.

Afin de grouper autour d'une représentation sensible les propriétés du cristal de pyrrhotine, imaginons qu'il soit composé de files de petites aiguilles aimantées équidistantes, alignées dans la direction de facile aimantation et dont les axes de rotation soient perpendiculaires au plan magnétique. Supposons ces aimants petits par rapport aux distances qui les séparent et assez intenses pour exercer les uns sur les autres une action directrice. Admettons en outre que, par suite

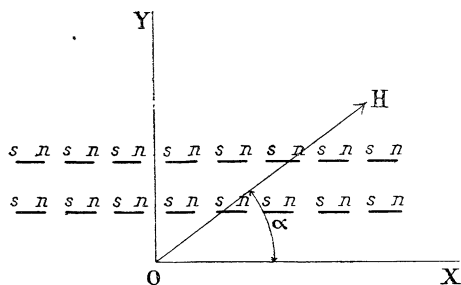


FIG. 27.

d'une compensation ou d'une plus grande distance, les files soient sans action les unes sur les autres. Livrés à eux-mêmes, les aimants d'une file adopteront une position d'équilibre dans laquelle le pôle nord de chaque aimant est en face du pôle sud de l'aimant suivant (fig. 27). Faisons agir sur le système ainsi constitué un champ H sous un angle  $\alpha$  avec la direction des files. Les aimants seront déviés



d'un angle  $\varphi$ . Soit  $\mu$  le moment magnétique d'un aimant élémentaire; l'ensemble de la file exerce alors sur chaque petit aimant un champ magnétisant  $A\mu \cos \varphi$ , et dans la direction OY un champ démagnétisant  $-B\mu \sin \varphi$ , où A et B sont des constantes.

L'équation d'équilibre de cet aimant est donc :

$$(H \cos \alpha + A\mu \cos \varphi) \sin \varphi = (H \sin \alpha - B\mu \sin \varphi) \cos \varphi$$

ou

$$H \sin(\alpha - \varphi) = (A + B) \mu \sin \varphi \cos \varphi.$$

Or la loi démagnétisante que nous avons trouvée expérimentalement s'exprime, en considérant dans la (*fig. 13 p. 488*), le triangle OAB, par :

$$(a) \quad H \sin(\alpha - \varphi) = NI \sin \varphi \cos \varphi.$$

En posant :

$$(b) \quad NI_M = (A + B) \mu,$$

le schéma moléculaire donne donc précisément la loi expérimentale pour les points situés sur le cercle de saturation.

L'intensité d'aimantation à saturation est égale à la somme des moments magnétiques des aimants élémentaires contenus dans l'unité de volume. Il résulte donc de l'équation (b) qu'alors même que la valeur de  $\mu$  changerait, par la variation de la température par exemple, N reste constant tant que la structure de la substance est invariable.

La loi démagnétisante ainsi retrouvée exprime que, lorsqu'un champ constant H décrit un quart de tour à partir de OX, *fig. 20*, page 831, l'aimantation décrit un arc AB du cercle de saturation.

Cherchons à nous représenter comment l'aimantation pourra décrire soit le diamètre de facile aimantation AE, soit la corde BCD.

Si l'on fait agir sur les files d'aimants élémentaires dans leur position d'équilibre OX un champ croissant dirigé suivant O ( $-X$ ), quand il atteindra une certaine valeur  $H_C$  leur équilibre deviendra instable et tous les aimants pivoteront de 180°. Le travail du champ extérieur, égal au champ coercitif multiplié par  $2I_M$ , sera absorbé dans l'amortissement de leurs mouvements.

Ce même phénomène se produisant *successivement* pour les différentes files, mais pour la même valeur, ou du moins des valeurs extrêmement voisines de  $H_C$ , le vecteur I décrira le diamètre de

facile aimantation. Le schéma moléculaire rend ainsi compte de la constance du champ coercitif le long de ce diamètre.

On peut remarquer l'analogie que ce changement d'orientation présente avec un changement d'état. Comme dans la transformation d'un liquide en vapeur saturante de même température, ce sont les portions successives du corps qui subissent la même transformation, et pendant cette transformation le champ coercitif, comme la pression de la vapeur, reste constant.

Lorsqu'un champ constant  $H$  aura décrit un quart de tour dans le plan à partir de  $OX$ , les aimants élémentaires se trouveront dans une position d'équilibre déterminée par l'équation ( $a$ ) et pour laquelle :

$$\sin \varphi = \frac{H}{NI_M}.$$

Pour le même champ, il y a une deuxième position d'équilibre symétrique de la première par rapport à  $OY$ . On peut imaginer qu'un champ  $H_C'$  dirigé suivant  $O(-X)$  fasse passer successivement les différentes files de la première de ces positions d'équilibre à la seconde. S'il en est ainsi, le phénomène d'hystérèse le long de la corde  $BD$ , fig. 20, doit encore correspondre à un champ coercitif constant, ce qui est d'accord avec l'expérience.

La petitesse du champ coercitif, 15,4 gauss, dans la substance étudiée, en comparaison du champ démagnétisant maximum de 7.300 gauss, est un des aspects caractéristiques des phénomènes. Je n'ai pas réussi, jusqu'à présent, à le déduire quantitativement de cette représentation schématique, mais il est permis de penser qu'il est en relation avec ce qui se passe dans la région troublée des extrémités des files.

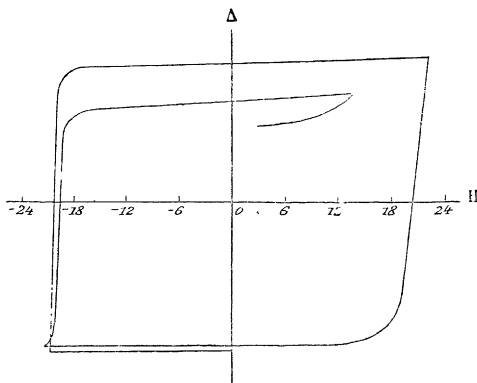
Si le champ coercitif est dû à l'action mutuelle des aimants élémentaires, il doit être, à structure égale, proportionnel à  $\mu$ . La vérification de cette proposition est accessible à l'expérience<sup>(1)</sup>.

Il est possible aussi que les substances anormales, dont les exemples m'ont toujours été fournis par des échantillons de structure feuilletée, doivent une partie de leurs propriétés à la multiplication de ces régions troublées, conséquence de la discontinuité de la matière.

---

(1) Voir à ce sujet, comme pour la proposition analogue relative à  $NI_M$ , le travail suivant *Sur les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine*.

En cherchant parmi les courbes d'aimantation qui ont été publiées pour le fer et les autres métaux ferromagnétiques, on en trouverait sans doute plus d'une qui permettrait des rapprochements avec les propriétés de la pyrrhotine et avec le schéma qui les représente. Je ne citerai à titre d'exemple que les cycles d'hystérèse obtenus par M. Ch. Maurain pour le fer électrolytique déposé dans un champ magnétique de quelques gauss. La *fig.* 28 est empruntée au mémoire de M. Maurain<sup>(1)</sup>; elle représente une courbe cyclique d'hystérèse alternative relevée dans la direction du champ agissant pendant l'électrolyse. Il n'est pas bien surprenant que cette direction ait des propriétés communes avec la direction de facile aimantation de la pyrrhotine. Comme nous l'avons trouvé pour celle-ci, nous retrouvons ici une saturation constante, entre la saturation positive et négative.

F<sup>ig.</sup> 28.

tive des variations très rapides de l'intensité d'aimantation que les phénomènes démagnétisants provenant de la structure et de l'étendue limitée du dépôt empêchent peut-être seuls d'être instantanées, et une largeur très sensiblement constante du cycle d'hystérèse.

(1) *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. X, p. 123; 1901.