



HAL
open science

Les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine

Pierre Weiss, J. Kunz

► **To cite this version:**

Pierre Weiss, J. Kunz. Les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1905, 4 (1), pp.847-873. 10.1051/jphystap:019050040084700 . jpa-00241064

HAL Id: jpa-00241064

<https://hal.science/jpa-00241064>

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 VARIATIONS THERMIQUES DE L'AIMANTATION DE LA PYRRHOTINE ;

Par MM. PIERRE WEISS et J. KUNZ.

La méthode expérimentale employée dans le présent travail repose sur la propriété du cristal de pyrrhotine de ne prendre d'aimantation que dans un plan, quelle que soit la direction du champ. Ce plan magnétique est le plan de base du prisme hexagonal dont les cristaux de pyrrhotine semblent dériver. Dans les masses feuilletées à structure cristalline, il est parallèle aux plans de discontinuité de la substance. Rappelons brièvement en quoi consiste cette méthode et dans quelle mesure elle est applicable. Suspendons le cristal de pyrrhotine dans un champ magnétique H horizontal, son plan magnétique AB étant vertical.

Le couple exercé sur lui a pour expression :

$$HI \sin \alpha,$$

où I est la composante horizontale de l'intensité d'aimantation, α l'angle du champ avec le plan magnétique. La mesure de ce couple et de α donne donc I .

Lorsque la propriété du plan magnétique n'est pas rigoureuse et qu'il existe une petite susceptibilité k perpendiculaire à ce plan, cette mesure donne, à la place de l'intensité d'aimantation I , une intensité apparente ⁽¹⁾

$$I - kH \cos \alpha,$$

que l'on peut souvent remplacer avec une approximation suffisante par :

$$I - kH.$$

Cette expression montre que, dans le cas où l'aimantation à saturation est atteinte, la saturation apparente décroît linéairement en fonction du champ. C'est ce critère qui a permis de reconnaître que la pyrrhotine en cristaux compacts de Morro Velho a, perpendiculairement au plan magnétique, une susceptibilité atomique du même ordre de grandeur que celle des composés paramagnétiques du fer.

(1) Voir p. 302.

On devrait donc, pour ces substances, faire une légère correction ramenant l'intensité d'aimantation apparente à l'intensité vraie. Nous nous en sommes dispensés ; elle est en général d'environ 1 0/0 et, dans les champs les plus intenses qui ont atteint 5.000 gauss, elle ne dépasse guère 3 0/0. Nous n'avons pas cherché à dépasser la précision nécessaire à une première exploration.

C'est l'étude thermique qui nous a révélé la différence profonde de propriétés de ces pyrrhotines normales et des masses feuilletées de Morro Velho, de New-Jersey et de Bodenmais, que nous avons appelées anormales. Mais déjà, à la température ordinaire, la propriété du plan magnétique est plus grossièrement approchée pour ces dernières⁽¹⁾. Ce caractère s'accroît aux températures plus élevées, et le plan magnétique ne peut être considéré que comme un plan d'aimantation maxima. La méthode expérimentale n'ayant pas été changée, nous avons tenu compte, dans l'interprétation, de la signification moins simple des résultats expérimentaux.

Les expériences préliminaires. — Le champ magnétique était obtenu dans les premières expériences au moyen d'un électro-aimant en fer à cheval, de construction ancienne, dont les noyaux ont 9 centimètres de diamètre et qui donne, dans un entrefer de plus de 5 centimètres, des champs pouvant atteindre 2.000 gauss. Entre les armatures polaires était placé un cylindre de porcelaine de 4 centimètres de diamètre et de 20 centimètres de hauteur, rempli d'une huile spéciale employée au graissage des cylindres de moteurs à gaz et supportant des températures relativement élevées. Ce bain d'huile était chauffé au moyen d'un brûleur à gaz. En ayant soin d'agiter, on maintenait la température constante, à un degré près, pendant des heures, même au-dessus de 330°.

La substance, placée au milieu du champ magnétique et du bain d'huile, était portée par une tige de cuivre suspendue à un ressort en hélice, moitié droite, moitié gauche, pour éliminer les déplacements de zéro dus aux fluctuations de la température. Cette tige porte un miroir pour la lecture des déviations. Le plan magnétique de la substance était vertical et faisait, avant l'excitation de l'aimant, un angle fixe α , de 10° environ, avec le champ de celui-ci. Le champ étant établi, on observait, en fonction de la température, les

(1) Voir plus loin, p. 861.

petites déviations proportionnelles à l'intensité d'aimantation. Une correction nécessitée par l'altération que ces petites déviations apportent à l'angle α a été faite.

L'expérience a porté sur un certain nombre de disques taillés parallèlement au plan magnétique et de fragments clivés. Ils étaient choisis parmi ceux dans lesquels une des trois composantes du groupement cristallin dans le plan magnétique prédomine. La direction de facile aimantation de la composante dominante était placée horizontalement. Ce sont ces expériences qui ont montré l'irréductibilité des propriétés des deux espèces de pyrrhotine.

Nous donnons plus loin (*fig.* 3 et 6) la courbe typique des variations de l'aimantation d'une pyrrhotine normale et de deux pyrrhotines anormales.

La première (*fig.* 3) ressemble beaucoup aux courbes analogues trouvées par M. P. Curie ⁽¹⁾ pour le fer. L'intensité d'aimantation baisse régulièrement, lentement d'abord, puis de plus en plus vite, pour aboutir à une disparition très rapide du ferromagnétisme à 348°. Le phénomène qu'elle représente est réversible.

Les courbes, *fig.* 6, sont plus compliquées. Dans chacune d'elles la branche descendante est nettement différente de la branche ascendante. Elles présentent l'une et l'autre un minimum et un maximum, et forment ensemble une boucle d'hystérèse thermique.

Il était naturel de supposer que ces phénomènes complexes fussent en relation avec le groupement des trois cristaux dans le plan magnétique; aussi, séparant à partir d'ici l'étude des pyrrhotines normales et anormales, avons-nous abordé les unes et les autres par l'analyse du groupement cristallin à diverses températures.

DESCRIPTION DE L'APPAREIL.

L'appareil plus complet, nécessaire pour l'analyse du groupement cristallin dans le plan magnétique, est représenté dans la *fig.* 1.

Un électro-aimant E, qui possède des noyaux cylindriques de 5 centimètres de diamètre, donne, dans un entrefer de 2^{cm},5, un champ atteignant 5.200 gauss pour un courant magnétisant de 6 ampères environ dans l'enroulement formé de fil de 1^{mm},5. Il est placé sur une plate-forme tournante de bronze B qui permet

(1) P. CURIE. *Ann. Chim. Phys.*, 7^e série, t. V. p. 289; 1895.

de donner au champ tous les azimuts par rapport à la substance. Ces azimuts sont lus sur une graduation tracée sur le bord cylindrique de la plate-forme. L'entrefer de l'aimant se trouve exactement dans l'axe de la plate-forme; il contient l'appareil de chauffage.

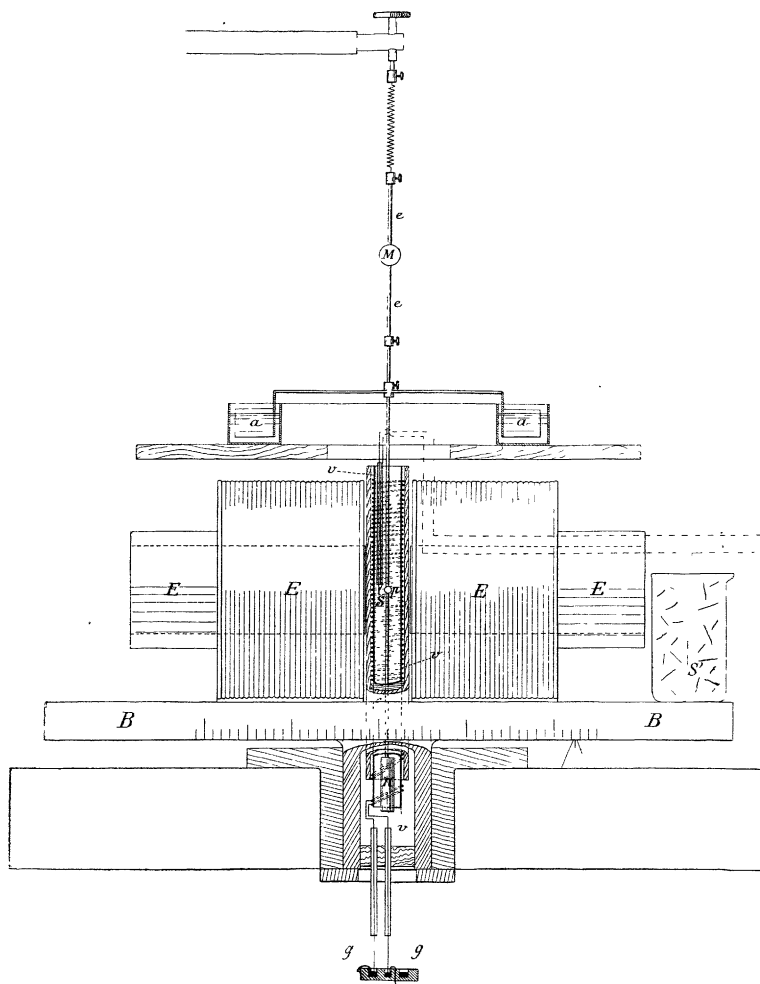


FIG. 1.

Celui-ci, un four électrique, est formé d'un fil de platine de $0^{\text{mm}},3$ de diamètre et de $1^{\text{m}},50$ de longueur, enroulé bifilairement sur un

tube de verre v de 20 centimètres de longueur et de 1^{cm},5 de diamètre. Le fil est fixé sur le tube au moyen d'une pâte formée de silicate soluble et d'amiante, et déposée suivant deux lignes verticales. Il est isolé de l'aimant et protégé contre les pertes de chaleur par du carton d'amiante. Le courant, de 2 ampères au maximum, y est amené par le godet et la gouttière gg contenant du mercure et placés dans l'axe. Les températures, jusqu'à 400°, pouvaient facilement être maintenues constantes à un demi-degré près.

Elles étaient données par un couple platine-platine rhodié dont l'une des soudures S était placée dans le voisinage immédiat de la substance et l'autre S' plongée dans un verre contenant de la glace fondante, posé sur la plate-forme. Un cordon souple relie le couple à un galvanomètre à miroir. Ce couple a été étalonné par la mesure de la force électromotrice, dont la valeur est connue en fonction de la température, et contrôlée à plusieurs reprises au moyen d'un thermomètre normal.

La substance p est fixée à une tige de cuivre portant un poids tenseur π et un amortissement à ailettes a . Cette tige de cuivre est isolée thermiquement du ressort en hélice qui la porte par une tige d'ébonite e sur laquelle se trouve le miroir M .

Pour déterminer au moyen de cet appareil l'intensité d'aimantation en valeur absolue ⁽¹⁾, il suffit de déterminer, outre le champ, la déviation et l'angle α , le volume de la substance et la constante de torsion du ressort. Le volume est déterminé par la méthode du flacon et vérifié en mesurant la densité sur un fragment plus grand et en pesant l'échantillon. La constante de torsion se déduit de la durée d'oscillation avec et sans une surcharge de moment d'inertie connu.

PYRRHOTINES NORMALES.

Analyse du groupement cristallin dans le plan magnétique. — Lorsque le plan magnétique de la substance fixée à l'équipage mobile de l'appareil est horizontal, on obtient, en faisant tourner la plate-forme de 10° en 10°, et dans les régions de variations rapides de degré en degré, le couple exercé sur la substance pour les différents azimuts du champ dans le plan magnétique. Dans la *fig. 2*, on a réuni les courbes représentant le résultat de ces mesures

(1) Voir p. 508.

aux températures de 20° , 101° , $202^\circ,7$, 283° , 308° , 327° , dans un champ de 1.500 gauss. Les observations à 20° ont été reprises après le retour à la température ordinaire, et les points ainsi obtenus ont été marqués par \odot . Ils sont très voisins de la première courbe.

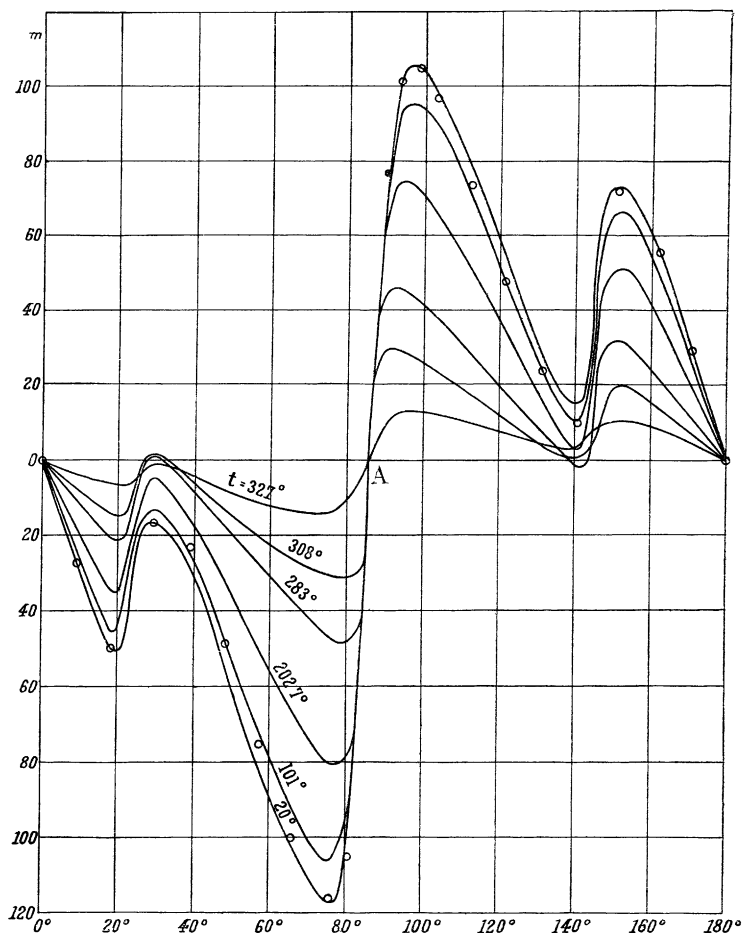


FIG. 2.

Il a été expliqué ailleurs comment chacune des trois variations brusques de ces couples, qui se rencontrent à 60° les unes des autres, décelé l'existence d'un des trois cristaux élémentaires associés dans le plan magnétique et permet d'apprécier leur importance relative.

Le résultat a été pour l'échantillon auquel se rapportent les courbes de la *fig. 2*, avant l'échauffement :

Première direction	Deuxième direction	Troisième direction
100	14,6	21,9

et après l'échauffement et l'action simultanée du champ :

100	14,7	21,75
-----	------	-------

Ces deux résultats concordent au degré de précision des expériences.

Cette constance du groupement a été constatée sur de nombreux échantillons de cette espèce ; elle s'observe aussi bien lorsque le champ qui agit pendant l'échauffement jusqu'aux températures supérieures à 350° atteint 4.000 gauss.

Lorsque l'on a affaire à une substance cristallographiquement simple, le coefficient angulaire des courbes (*fig. 2*), représentant les couples C en fonction des azimuts α , prend une signification simple dans les régions voisines du maximum et du minimum d'aimantation ⁽¹⁾ ; au minimum, on a :

$$\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = \frac{H^2}{n} \frac{1}{1 + \frac{n}{N}}$$

tant que la saturation n'est pas atteinte. n est la valeur réciproque de la susceptibilité de la substance supposée rendue isotrope par la défalcation du champ démagnétisant d'origine cristalline, et N le coefficient démagnétisant dans la direction de difficile aimantation, provenant de la structure cristalline.

Cette formule donne le moyen de contrôler l'hypothèse qui attribue la valeur finie de la susceptibilité dans la direction de facile aimantation, qui est égale à $\frac{1}{n}$, à la structure grossière (porosité, cassures). Cette structure, on le sait, joue un rôle démagnétisant analogue à celui des dimensions finies de l'échantillon, et, au point de vue expérimental, ces deux effets s'ajoutent. Puisque n est beaucoup plus petit que N ⁽²⁾, la formule ci-dessus se réduit à

$$\frac{\Delta C}{\Delta \alpha} = \frac{H^2}{n}$$

(1) Voir p. 497.

(2) Voir p. 495 et suiv.

et, si H est constant, le coefficient angulaire des courbes au minimum sera le même, tant que la forme et la structure ne changeront pas d'une manière appréciable. Si l'élévation de température ne modifie pas la structure, il doit rester constant quand la température varie. Or, grâce à sa rapidité, le phénomène au minimum est peu influencé par la superposition des phénomènes plus lents provenant des deux cristaux parasites, et le caractère $\frac{\Delta C}{\Delta z} = C^{te}$ doit se retrouver sur les courbes expérimentales, ce qui a lieu en effet d'une manière frappante en A (*fig. 2*). La courbe correspondant à 327° seule fait exception. A cette température la formule donnée ci-dessus pour $\frac{\Delta C}{\Delta z}$ n'est plus valable. Le champ démagnétisant est en effet, à cette température, assez faible pour que l'aimantation décrive le cercle de saturation en entier, comme nous nous en rendrons compte plus loin.

Le coefficient angulaire au maximum a pour expression :

$$\frac{\Delta C}{\Delta z} = NI_M^2 \frac{H}{H + NI_M}.$$

Ici encore on peut faire sur les courbes (*fig. 3*) une détermination approchée en valeurs relatives de $\frac{\Delta C}{\Delta z}$ en fonction de la température.

En effet, pour une matière simple, la région de la courbe des couples comprise entre les variations brusques est presque rectiligne dans une grande étendue. Le résultat de la superposition de ces régions relatives aux trois cristaux constituants donnera donc encore une portion sensiblement rectiligne de coefficient angulaire proportionnel à celui de la substance simple. Or, si le champ démagnétisant maximum NI_M de la structure cristalline est dû à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, il doit être proportionnel à I_M , et N est une constante; $\frac{\Delta C}{\Delta z}$ doit donc, vers la température de disparition du magnétisme, tendre vers zéro comme I_M^2 .

Nous avons déterminé approximativement sur les courbes (*fig. 3*) les valeurs de $\frac{\Delta C}{\Delta z}$ contenues dans le tableau suivant. Les valeurs de I_M , en fonction de la température, sont empruntées à des expériences décrites dans la suite de ce travail.

t	I_M	$\frac{\Delta C}{\Delta z}$	$\frac{I}{I_M^2} \frac{\Delta C}{\Delta z}$
20	107	40,2	$3,5 \times 10^{-3}$
101	100	34,6	3,5
202,7	83	28,4	4,0
283	59	16,2	4,6
308	47,5	11,1	4,9
327	38,5	6,6	4,5

La dernière colonne semble donner une indication conforme à la constance de N . Mais les valeurs de I_M ne descendent pas assez bas pour que l'on en puisse tirer une conclusion certaine. Les expériences étaient faites avant que nous ayons aperçu qu'elles pouvaient servir à trancher cette question de physique moléculaire. Aussi est-ce plutôt pour indiquer comment le problème est abordable que nous relatons cette tentative.

L'intensité à saturation en fonction de la température. — Il serait particulièrement intéressant de connaître les variations thermiques de l'intensité d'aimantation à saturation, puisque, dans les théories

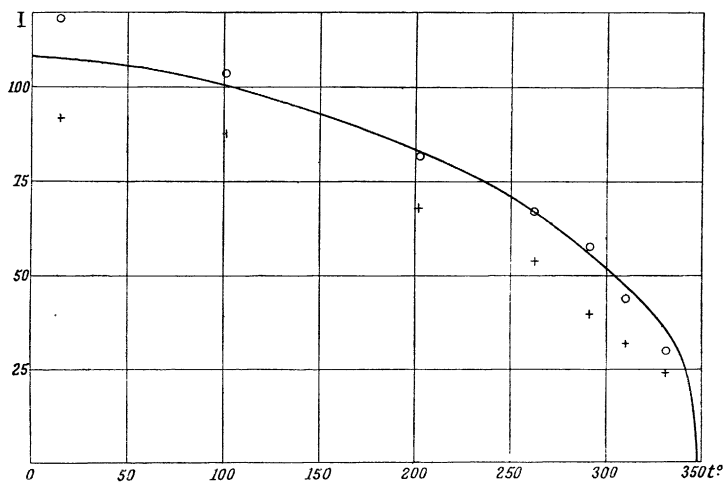


FIG. 3.

moléculaires, cette quantité est proportionnelle au moment magnétique de la molécule. Cette quantité n'est pas directement abordable à l'expérience dans les substances à groupements cristallins complexes, pour lesquels elle ne s'obtiendrait que dans un champ infini. On doit donc se contenter des approximations obtenues en mesu-

rant l'intensité d'aimantation de la substance dans des champs élevés.

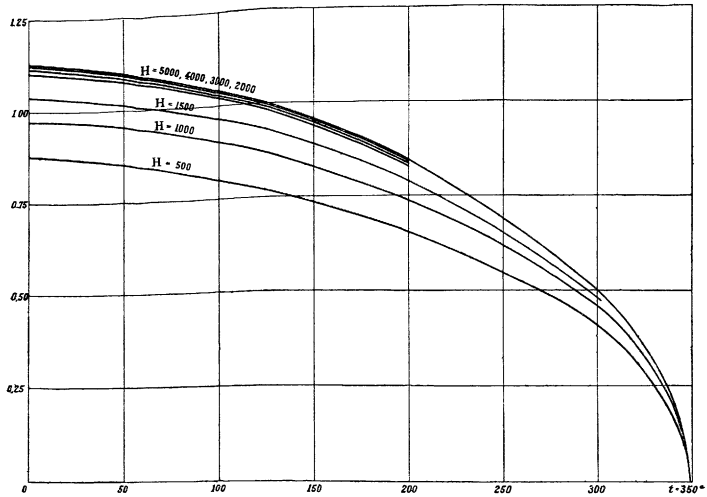


FIG. 4.

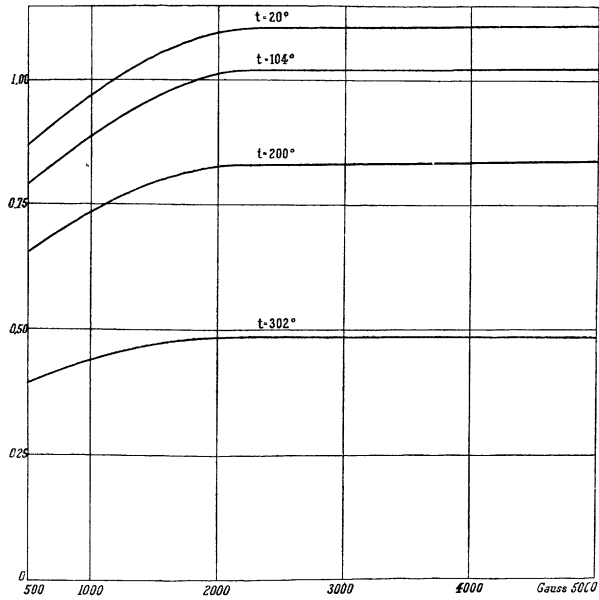


FIG. 5.

La *fig. 3* donne les variations de cette intensité d'aimantation

observée dans un champ de 2.000 gauss, relevée sur la substance étudiée ci-dessus dans le plan magnétique. La partie de cette courbe voisine du point de chute rapide du ferromagnétisme à 348° n'est pas éloignée d'une parabole dont l'axe coïnciderait avec l'axe des températures et dont le sommet serait à 348°. Il n'est pas impossible qu'après cette chute rapide il y ait encore une décroissance lente d'un résidu de ferromagnétisme, comme M. Curie⁽¹⁾ l'a trouvé pour le fer. Une étude spéciale du voisinage du point de disparition du magnétisme n'a pas été faite.

Les courbes *fig. 4* et *5* ont une signification analogue; seulement, au lieu d'opérer avec un champ constant, on a pour plusieurs températures, fait varier le champ de 500 à 5.000 gauss. La proximité de la courbe de 4.000 et de 5.000 gauss dans la *fig. 4* montre que cette dernière doit déjà donner une bonne image de la saturation. La *fig. 5* montre par la constance de la saturation apparente que la propriété du plan magnétique est aussi approchée, à ces températures qu'à la température ordinaire. Ces courbes renferment les données du tableau suivant, dans lequel l'aimantation est exprimée avec une unité arbitraire.

H	Intensité d'aimantation pour :			
	$t = 20^{\circ}$	$t = 104^{\circ}$	$t = 200^{\circ}$	$t = 303^{\circ}.5$
500 gauss	0,87	0,794	0,656	0,393
1.000	0,967	0,901	0,736	0,4425
1.500	—	0,961	0,784	0,459
2.000	1,095	1,014	0,826	0,487
3.000	1,107	1,022	0,835	0,487
4.000	1,114	1,024	0,843	0,485
5.020	1,118	1,024	0,846	0,485

L'Hystérèse.

a) *Hystérèse alternative*. — Tous les procédés qui permettent de relever une courbe d'aimantation rapportée à une direction déterminée, c'est-à-dire une courbe d'aimantation au sens usuel du mot, sont en même temps des procédés de détermination de l'hystérèse alternative. Or la méthode expérimentale que nous avons rappelée à la première page de ce travail donne cette courbe d'aimantation⁽²⁾, et par conséquent les phénomènes d'hystérèse alternative, pour la di-

(1) P. CURIE, *loc. cit.*

(2) Voir aussi p. 507.

rection disposée horizontalement dans le plan magnétique qui est vertical. Si cette direction est celle de facile aimantation, on sait, par l'étude qui en a été faite à la température ordinaire⁽¹⁾, que le cycle d'hystérèse se réduit à un rectangle dont les côtés sont parallèles aux axes et dont la hauteur est le double de l'intensité d'aimantation à saturation I_M , et la largeur le double champ coercitif H_C .

Il n'est pas nécessaire de tracer cette courbe d'aimantation. Le travail d'hystérèse par cycle E peut, on le sait, être déduit directement de la courbe des couples relevée à l'aller et au retour⁽²⁾.

Quant à la détermination du champ coercitif, remarquons qu'au moment où l'aimantation s'annule, le couple exercé sur la substance s'annule également. Le point d'intersection de la courbe des couples avec l'axe des azimuts correspond donc à l'aimantation nulle. Supposons que ce point d'intersection soit distant de la perpendiculaire au plan magnétique d'un angle α_C . La composante du champ dans le plan magnétique, c'est-à-dire le champ coercitif, sera :

$$H_C = H_C \sin \alpha_C.$$

Le champ coercitif est donc sensiblement proportionnel à α_C . Or $2\alpha_C$, l'écart des points d'intersection de la courbe d'aller et de celle de retour, se mesure sur les courbes.

Le résultat de ces déterminations, faites dans un champ de 900 gauss sur la substance à laquelle se rapportent aussi les courbes (*fig. 2*), est contenu dans le tableau suivant aux colonnes E et $2\alpha_C$.

t	I unité arbitraire	E unité arbitraire	$2\alpha_C$	$\frac{\sqrt{E}}{I}$	$\frac{2\alpha_C}{I}$
15°	107,5	140,5	4°,6	1,1	0,43
101	110,2	107,2	4°,4	1,03	0,44
201,4	83,0	67,0	3°,4	0,98	0,40
262,4	66,7	44,0	2°,7	1,00	0,40
291,3	55	33,3	2°,0	1,04	0,36
310	47	19,5	1°,6	0,94	0,34
331,5	35	9	1°,2	0,86	0,34

Si les lois de l'hystérèse développées ailleurs par l'un de nous⁽³⁾ sont exactes, le travail d'hystérèse alternative par cycle doit être égal à :

$$4I_M \cdot H_C.$$

(1) Voir p. 830.

(2) Voir p. 835.

(3) Voir p. 829 et suiv.

Or I_M représente l'intensité d'aimantation à saturation et H_C le champ coercitif. Et si le champ coercitif est dû à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, il doit, lui aussi, être proportionnel à l'intensité I_M .

Mieux que par les nombres des deux dernières colonnes, on se rend compte de cette vérification par la *fig. 3*, qui contient, outre les valeurs de I_M représentées par la courbe, les valeurs de \sqrt{E} représentées par \odot , et celles de $2\alpha_C$ représentées par $+$.

b) *Hystérèse par rotation du champ dans le plan magnétique.* — Nous avons déterminé sur le même échantillon, par la même méthode des couples, le travail E dépensé par hystérèse quand un champ constant de 4.500 gauss tourne dans le plan magnétique, et nous avons trouvé, en une unité arbitraire :

t	E
20°	148
64,5	129
104,2	107
151	81
204,3	48
224	41
249	23
283	8

Cette énergie d'hystérèse décroît presque linéairement en fonction de la température. Par une petite extrapolation, on trouve qu'elle s'annulerait à 297°, c'est-à-dire à une température inférieure à celle de la disparition du ferromagnétisme et de l'hystérèse alternative. Ce fait, à première vue paradoxal, s'explique si on le rapproche de la nullité, découverte par ailleurs, de l'hystérèse le long du cercle de saturation.

Si en effet, comme cela est suggéré par l'hypothèse moléculaire, qui attribue les phénomènes ferromagnétiques à l'action mutuelle de petits aimants élémentaires, et rendu probable par les résultats expérimentaux (p. 855), le coefficient démagnétisant N , dû à la structure cristalline, est constant, il faut que le champ démagnétisant maximum NI_M décroisse proportionnellement à I_M . Si, à 297°, il devient inférieur au champ extérieur, l'aimantation décrira, pour toutes les températures supérieures à celles-là, le cercle de saturation tout entier et l'hystérèse sera nulle.

PYRRHOTINES ANORMALES.

L'irréversibilité thermique est très inégalement accentuée dans les substances anormales de diverses origines. La courbe I (*fig. 6*) représente la variation du couple exercé par un champ constant en fonction des températures ascendantes et descendantes, pour un échantillon de New-Jersey. Certaines pyrrhotines feuilletées de Morro Velho ont présenté des boucles d'hystérèse thermique encore plus ouvertes ; celles de Bodenmais ont au contraire une boucle d'hystérèse peu accentuée, dans le genre de celle de la courbe II de la *fig. 6*.

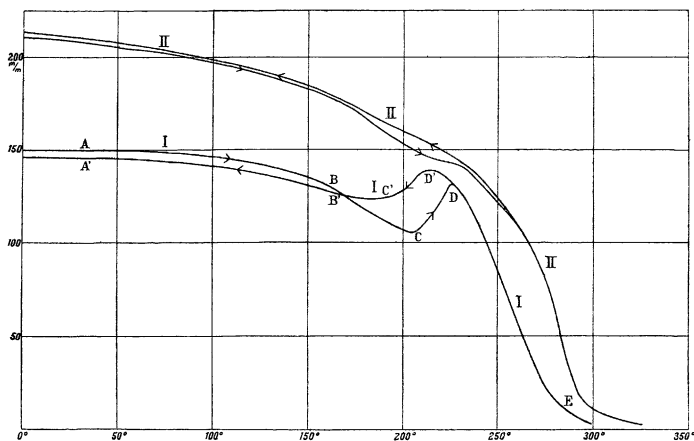


FIG. 6.

Dans la *fig. 6*, le couple ne revient pas à la valeur initiale au retour à la température ordinaire après le chauffage dans le champ magnétique. Par le premier chauffage, ce couple augmente souvent beaucoup. Nous avons observé, dans certaines pyrrhotites de New-Jersey, une amplification de ce couple dans le rapport de 1 à 3, dans certaines pyrrhotites de Morro Velho dans le rapport de 1 à 4,5. Dans certaines pyrrhotites de Bodenmais, cette amplification était nulle, et dans d'autres elle atteignait le rapport 1 à 3. Dans les chauffages suivants il se produisait, entre le couple initial et le couple final, des variations capricieuses tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre.

Si nous considérons la courbe typique *fig. 6, I*, nous observons jusqu'à 160° une décroissance lente AB des propriétés magnétiques, qui ne distingue pas ces substances des substances normales, puis plus rapide (BC) jusqu'à 208°. Ensuite, de C en D, la courbe se relève jusqu'à 228° pour redescendre ensuite (DE) à zéro vers 300°. Cette dernière partie de la courbe est réversible. Elle est tangente à l'axe des températures. La détermination exacte du point de perte du ferromagnétisme échappe donc à cette méthode. Mais, jusqu'à preuve du contraire, on peut considérer comme probable qu'il est à 348° comme pour les substances normales. A partir de D, la courbe des températures descendantes quitte la courbe des températures ascendantes; il se produit un retard thermique dans l'apparition du maximum D' et du minimum C' par rapport aux points analogues de la première courbe, puis la courbe B'A', correspondant au retour aux basses températures, est sensiblement parallèle à AB. Souvent cette courbe de retour est placée au-dessous de AB, comme dans le cas de la figure, souvent aussi au-dessus, et ce n'est qu'exceptionnellement qu'elle coïncide avec elle. Pour cette substance, quels qu'aient été les couples au retour aux basses températures, ils retrouvent toujours les mêmes valeurs quand on atteint de nouveau les températures correspondant à C et D.

Les courbes (*fig. 6, I et II*) ont été relevées dans un champ de 2.000 unités. Quand on change la valeur du champ, les courbes sont déformées sans changer notablement de caractère, et les températures du minimum C et du maximum D restent les mêmes. Une élévation de température qui ne dépasse pas 170° ne fait apparaître aucun phénomène irréversible; mais dès qu'elle devient supérieure à 208°, la boucle d'hystérèse thermique commence à se dessiner au retour vers les températures plus basses, et elle atteint son plein développement quand le point D a été dépassé.

Pour ces substances, dès la température ordinaire, le critère du plan magnétique par la saturation apparente constante est en défaut. On a observé par exemple :

H gauss	I unité arbitraire
1.986	3,52
3.930	3,60
7.300	3,56
9.150	3,54
10.193	3,52
11.140	3,50

Il y a donc dans ces observations brutes, c'est-à-dire sur lesquelles la correction les ramenant à ce que donnerait une substance cristallographiquement simple n'a pas été faite, une décroissance de l'aimantation apparente de 3 0/0. Jamais une décroissance aussi forte n'a été observée dans ces conditions sur une substance normale. Les expériences d'induction faites antérieurement par l'un de nous ont aussi montré que, pour les substances feuilletées, la propriété du plan magnétique est moins approchée que pour les substances normales.

Mais, à la température ordinaire, le plan de base du prisme orthorhombique de la pyrrhotine est encore de beaucoup un plan d'aimantation maxima, tandis qu'au-dessus de 228° la saturation apparente baisse à tel point dans les champs croissants que l'aimantation perpendiculaire à ce plan ne peut être que du même ordre de grandeur que celle dans ce plan. La substance s'achemine en même temps vers l'état non magnétique et une moins grande anisotropie. Ce fait trouve aussi son expression en ce que, aux températures qui précèdent la disparition du ferromagnétisme, la courbe représentant l'aimantation apparente est beaucoup plus basse que pour les substances normales.

Analyse du groupement cristallin. — Les courbes des couples exercés sur la substance, en fonction de l'azimut du champ dans le plan magnétique, révèlent, comme pour les substances normales, l'existence de trois cristaux élémentaires associés à 120° l'un de l'autre. Les variations rapides du couple qui correspondent au passage du champ par le minimum de l'une des composantes sont, à la vérité, un peu moins brusques que dans les substances normales; mais, l'expérience acquise avec ces dernières aidant, on évalue facilement l'importance relative des composantes.

La *fig. 7* renferme ces courbes relevées à diverses températures pour une substance de New-Jersey. Les courbes en traits pleins sont prises aux températures croissantes, la courbe pointillée après le retour à la température ambiante.

La composition initiale est représentée par :

66,3 25,6 8,1 0/0

et après l'échauffement, pendant lequel un champ de l'ordre de 2.000 gauss a agi dans diverses directions, elle est devenue :

46,9 29,4 23,7 0/0

Il semble donc que la matière qui constitue le cristal soit susceptible de passer, sous l'influence combinée du champ et de l'élévation de température, de l'une à l'autre des trois composantes du groupement.

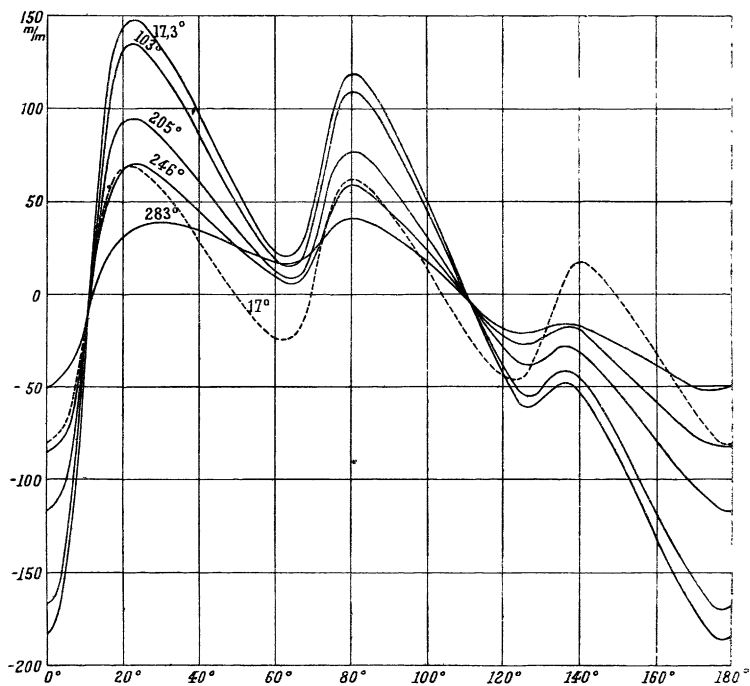


FIG. 7.

Lorsque le cristal est chauffé en l'absence du champ, il en résulte une répartition sensiblement égale entre les trois composantes qui est indiquée par la courbe I de la *fig. 8*.

On obtient aussi la même répartition uniforme en faisant tourner le champ pendant le refroidissement. La courbe II (*fig. 8*) est obtenue de cette façon.

Ces déplacements mettent-ils un certain temps à se produire? Un cristal dans lequel les trois composantes étaient très différentes les unes des autres fut chauffé à 290° en l'absence du champ et refroidi. Il en résulta une certaine répartition de la matière entre les trois composantes. Cette répartition ne changea pas lorsque, la tempéra-

ture étant de nouveau portée à 290° , on fit agir pendant deux secondes un champ de 4.800 gauss. Par contre, une action du même champ, à la même température, pendant quatre minutes, produisit une altération profonde du groupement, qui ne put être augmentée sensiblement par une action de plus longue durée.

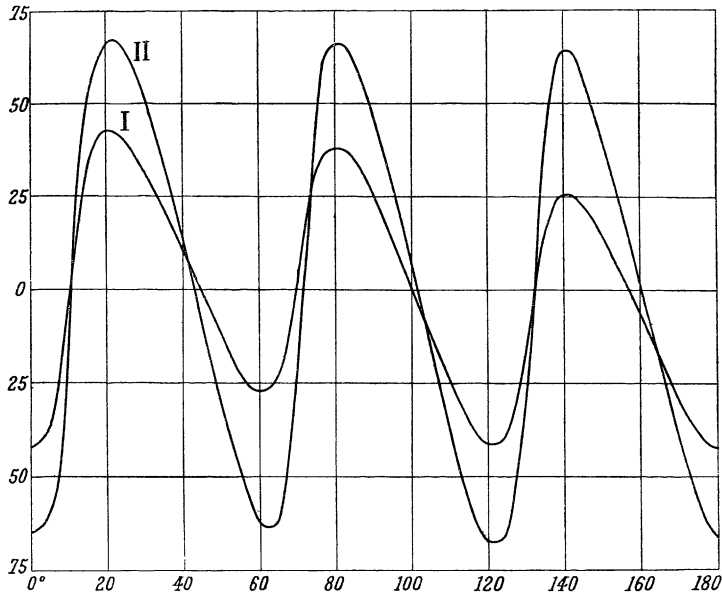


FIG. 8.

L'hystérèse dans le plan magnétique donne un deuxième critérium pour apprécier la répartition des trois composantes du groupement cristallin. La différence entre les ordonnées de la courbe des couples à l'aller et au retour possède un maximum très accentué dans la direction de difficile aimantation de chaque cristal. La *fig. 9* représente ces différences en fonction des azimuts du champ. La courbe en traits pleins a été relevée avant les expériences représentées dans la *fig. 7*, la courbe pointillée après ces expériences, et toutes deux à la température ordinaire.

On voit que dans la première les maxima de ces couples d'hystérèse sont sensiblement proportionnels à la valeur initiale des trois composantes ; dans la deuxième, ces maxima d'hystérèse sont beaucoup plus voisins de l'égalité.

L'énergie d'hystérèse dans le plan magnétique décroît d'abord, comme pour les substances normales, à peu près linéairement jusque vers 280°, puis elle s'écarte de la loi linéaire, décroissant beaucoup plus vite. Aux températures descendantes, jusque vers 200° environ, l'énergie d'hystérèse est plus faible qu'aux températures ascendantes ; au-dessous, par contre, elle lui est supérieure.

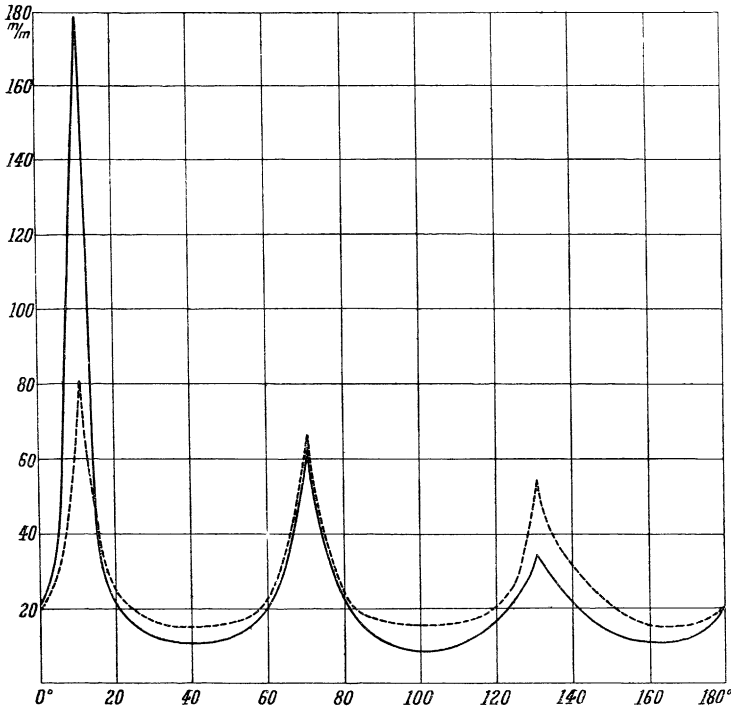


FIG. 9.

Tandis que, dans les pyrrhotines normales, tous les phénomènes, y compris l'hystérèse, sont *thermiquement* réversibles, et que nous n'avons rien trouvé qui ressemblât à la trempe ou au recuit, dans les pyrrhotines anormales un refroidissement rapide ou lent modifie aussi bien la courbe des couples moyens que celle des couples d'hystérèse, comme il résulte des *fig. 10* et *11*, qui se rapportent à la même substance de New-Jersey.

Comme dans l'acier, un refroidissement rapide conduit à une augmentation de l'hystérèse.

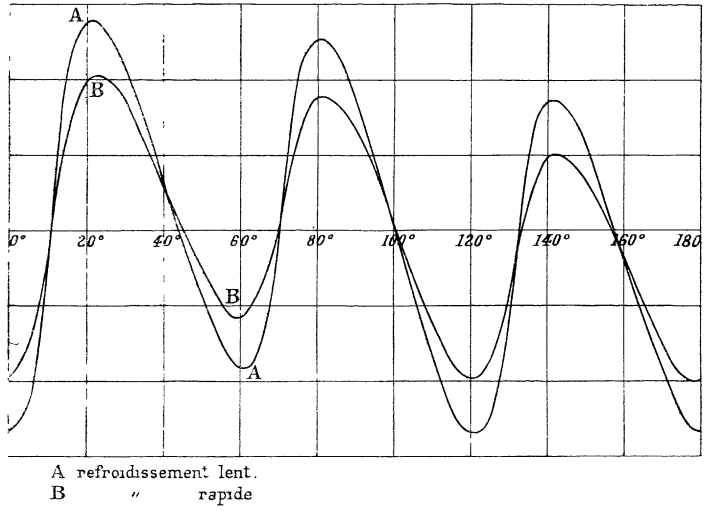


FIG. 10.

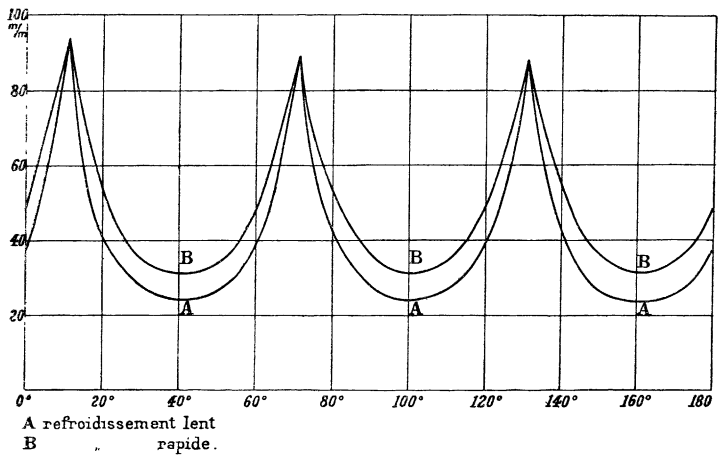


FIG. 11.

Influence de la direction du champ. — Si, partant de l'état de répartition uniforme des trois composantes, on chauffe le cristal à 350° et qu'on le laisse refroidir sous l'influence d'un champ de 500 gauss agissant dans la direction d'un maximum d'aimantation,

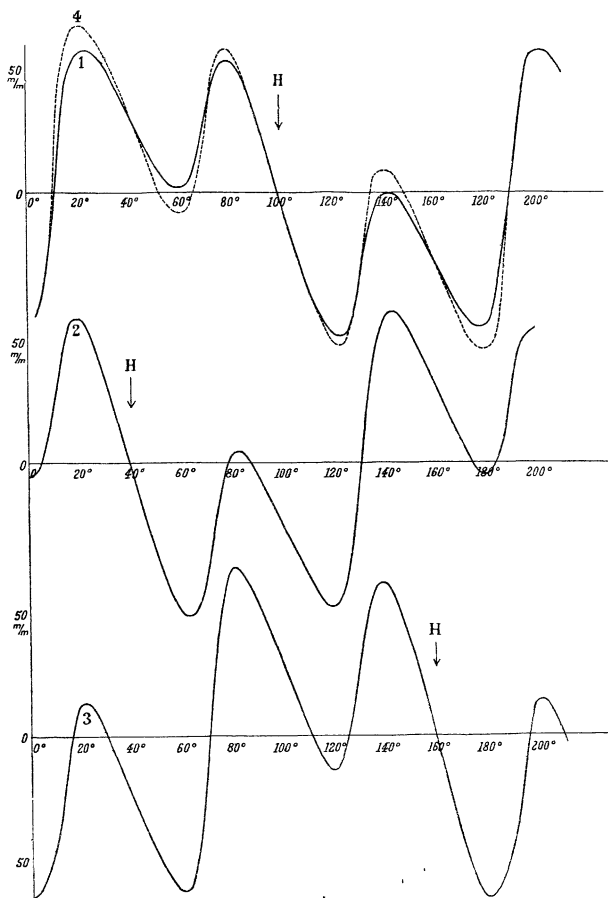


FIG. 12.

ce maximum prend une valeur prédominante et les deux autres prennent des valeurs moindres égales. Si l'on fait agir de même des champs de plus en plus intenses jusqu'à 5.000 gauss, la prédominance de la composante coïncidant avec le champ devient de plus en plus grande. Les amplitudes des composantes latérales (*fig. 12*, courbe 1)

sont inférieures à 50 0/0 de la composante favorisée. Avec l'appareil employé, les champs ne pouvaient dépasser 5.000 gauss, et il n'est pas possible de dire si l'action dirigeante du champ tend vers une limite. Entre 500 et 5.000 gauss elle croît d'une manière continue. En répétant plusieurs fois cet échauffement combiné à l'action du champ, on n'altère pas le résultat.

La prochaine question qui se posait était celle de l'équivalence de trois directions à 120° l'une de l'autre, vis-à-vis de celle du champ.

Nous avons répété l'expérience ci-dessus en faisant agir le champ successivement suivant les maxima orientés dans les azimuts :

100° 160° 40° 100°

Les résultats de ces opérations sont représentés par les courbes 1, 2, 3, 4 de la *fig. 12*.

Pour chacune de ces orientations du champ, la composante dont le maximum coïncide avec le champ prédomine, et les deux autres composantes prennent des valeurs égales entre elles et à 50 0/0 environ de l'amplitude principale. Les deux courbes prises sous l'azimut 100° au début et à la fin de la série ne se distinguent que par une légère croissance de la profondeur des entailles.

Corrélativement, le maximum d'hystérèse se déplace et prédomine au minimum placé à 90° de la direction d'action du champ.

Les trois maxima ont donc joué dans cette expérience des rôles équivalents. Cette équivalence ressort aussi de la courbe II (*fig. 8*), résultat du refroidissement dans le champ de l'aimant, auquel on imprimait à la main une rotation aussi régulière que possible. On a obtenu des résultats d'une interprétation analogue en faisant agir le champ successivement suivant la direction des trois minima pendant le refroidissement.

Les expériences décrites jusqu'à présent dans cette deuxième partie se rapportent aux pyrrhotines de New-Jersey. Les mêmes anomalies se rencontrent à un degré beaucoup plus marqué dans les pyrrhotines feuilletées de Morro Velho dont il nous reste à parler. Tandis que, dans les précédentes, la variabilité de la distribution des éléments ne se manifeste d'une manière marquée qu'à partir de 280° , dans ces dernières elle commence à être sensible à 208° et est déjà très forte à 235° .

En laissant refroidir un échantillon de cette substance en l'absence

du champ, on obtient une courbe indiquant une répartition visiblement inégale des trois composantes, et par le refroidissement dans le champ tournant nous avons retrouvé *la même* répartition inégale.

En faisant agir le champ successivement dans la direction des trois maxima, on obtient des courbes qui ont une parenté évidente, mais ne sont pas superposables par un déplacement de 60° ou de 120°, comme pour la pyrrhotine anormale de New-Jersey.

Si donc on admet que, par suite d'une certaine mobilité, la matière passe d'un cristal élémentaire à l'autre, on doit supposer, au moins pour les champs dont nous nous sommes servis, que cette mobilité est limitée. Dans l'échantillon de New-Jersey, la mobilité ne s'étendrait qu'à 1/4 environ de la matière, et la partie fixe serait répartie également entre les trois composantes. Dans celui de Morro Velho, la partie mobile serait un peu plus grande, mais la partie fixe serait répartie inégalement entre les trois composantes.

Les résultats expérimentaux concernant l'une et l'autre substance peuvent facilement être raccordés avec l'hypothèse différente à laquelle la discussion suivante nous conduira à donner la préférence et avec les nouvelles expériences que cette discussion nous conduira à ajouter.

DISCUSSION DES PROPRIÉTÉS DES PYRRHOTINES ANORMALES.

Le langage dont nous nous sommes servis jusqu'à présent pour la description des faits implique l'hypothèse de la mobilité de la matière, passant d'un cristal élémentaire à l'autre du groupement cristallin. Cette hypothèse est-elle nécessaire? Est-elle la seule possible? C'est ce que nous nous proposons d'examiner.

Pour les substances normales, on démontre facilement que la valeur du couple exercé par le champ sur la substance est, pour l'unité de volume :

$$C = N \cdot I_x \cdot I_y,$$

où N est le coefficient démagnétisant caractéristique de la substance, I_x la composante de l'aimantation dans la direction de facile aimantation et I_y la composante de l'aimantation dans la direction de difficile aimantation. Ce couple a un maximum égal à :

$$\frac{NI_M^2}{2},$$

où I_M est l'intensité d'aimantation à saturation. C'est ce couple maximum que représente la moitié de l'amplitude de la variation brusque du couple pour l'unité de volume de la substance. Pour une substance normale, une variation dans cette amplitude conduirait donc à admettre :

1° Ou une variation dans la quantité de matière présente dans le cristal élémentaire considéré ;

2° Ou une variation de N , c'est-à-dire du régime démagnétisant imposé à la matière par la structure cristalline ;

3° Ou une variation de l'intensité d'aimantation à saturation.

Pour les substances anormales, il n'existe plus de coefficient démagnétisant constant N ; mais l'allure générale des phénomènes est la même, et les variations d'amplitude peuvent encore être dues à l'une des trois causes que nous venons d'indiquer.

Si l'on suppose qu'à une température déterminée la matière est toujours dans le même état magnétique, la première de ces causes peut seule entrer en considération.

Mais les expériences sur la loi de l'aimantation en fonction de la température qui ont mis en évidence une boucle d'hystérèse thermique nous ont appris l'existence, à la même température, de différents états magnétiques à des titres différents. Les causes de variation 2° et 3° peuvent donc intervenir. La comparaison de deux courbes de la *fig. 8* qui indiquent toutes deux une répartition uniforme entre les trois composantes, *mais où celle qui a été obtenue par le refroidissement dans un champ tournant possède des amplitudes à peu près doubles de celle qui a été obtenue dans le refroidissement en l'absence du champ*, montre que l'une au moins des causes 2° et 3° intervient certainement.

Une nouvelle manière d'envisager les phénomènes se présente alors à l'esprit : est-ce que cette mobilité de la matière d'un cristal élémentaire à l'autre ne serait qu'une apparence et la conséquence des variations indépendantes de l'état magnétique des composantes du cristal ? Cette question serait tranchée immédiatement si l'on possédait un cristal simple. S'il n'était pas possible de faire naître les deux autres composantes par l'action combinée du champ et de l'élévation de température, on devrait conclure que la mobilité n'existe pas.

Nous avons soumis à l'expérience le petit fragment de New-Jersey qui se rapprochait le plus de la simplicité parmi ceux que nous pos-

sédions et dont la composition est représentée par :

$$100 : 4,75 : 3,1.$$

La courbe I de la *fig. 13* se rapporte à cet échantillon dans son état initial, la courbe II a été obtenue par le refroidissement à partir de 345° en l'absence du champ, la courbe III par le refroidissement pendant l'action d'un champ tournant de 8.100 gauss. Le refroidissement durait trois quarts d'heure environ. Les courbes représentées dans la figure ont été relevées dans un champ de 3.400 gauss.

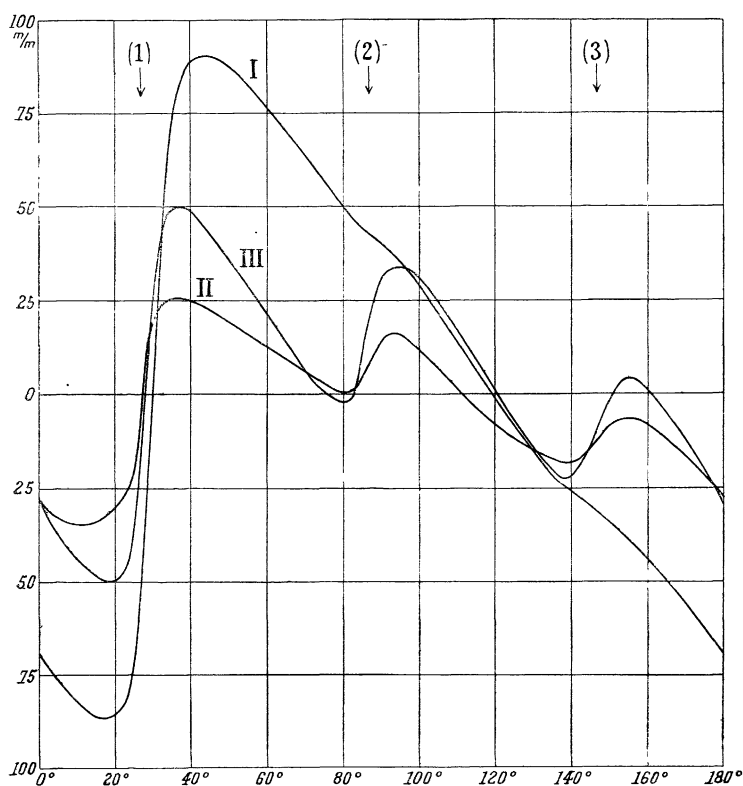


FIG. 13.

On voit que, par l'un ou l'autre de ces traitements, les amplitudes qui caractérisent les trois composantes ont varié. La plus grande amplitude a diminué, les petites ont augmenté. Ces dernières, qui, dans

la courbe primitive I, ne se traduisaient que par l'existence de points d'inflexion dans les directions (2) et (3), apparaissent nettement. Si, variant l'expérience, on fait agir le champ dans la direction d'un maximum pendant le refroidissement, la variation brusque correspondante prend à peu près la même importance que dans le champ tournant, les deux autres restant intermédiaires entre ce qu'elles seraient en l'absence du champ et dans le champ tournant. De toutes ces expériences il résulte que la mobilité réelle ou apparente de la matière d'un cristal élémentaire à l'autre est moindre pour ce cristal plus voisin de la simplicité cristallographique. Il n'est donc pas téméraire d'admettre que cette mobilité s'annulerait tout à fait pour un cristal simple.

En outre, il est remarquable que, malgré la différence des deux traitements, le rapport des trois amplitudes dans les courbes II et III est sensiblement le même et voisin de 1 : 2. Quand le mode opératoire est équivalent pour les trois directions, on trouve donc le même rapport entre les trois amplitudes, quel que soit ce mode opératoire. La constance de ce rapport contribue à rendre très vraisemblable la constance du groupement cristallin et l'explication des déplacements apparents par les changements d'état de chacune des composantes. C'est cette explication que nous croyons devoir adopter. Aucun fait n'est en contradiction avec elle, mais nous signalerons deux circonstances des phénomènes qui, à première vue, nous paraissaient favorables à l'hypothèse contraire. Premièrement il faut admettre que dans l'échantillon à l'état naturel, les trois composantes sont dans des états magnétiques différents, et en particulier, relativement aux deux échantillons pour lesquels nous avons reproduit les courbes, que l'infériorité des plus petites composantes n'était qu'apparente dans le premier; dans le deuxième échantillon, par contre, la différence des trois composantes était réelle, mais elle était exagérée par l'état relativement moins magnétique des petites composantes.

Ensuite, les phénomènes d'hystérèse donnent un deuxième procédé d'analyse du groupement cristallin, peut-être un peu moins sensible que celui que nous avons employé. Nous avons vu, page 864, que les résultats de ce deuxième procédé concordent avec ceux du premier. Il faut donc imaginer que, dans les changements d'état magnétique, les phénomènes d'hystérèse varient parallèlement avec la grandeur des couples.

En résumé, dans cette étude sur les variations thermiques de l'ai-

mantation de la pyrrhotine, nous avons rencontré dans les pyrrhotines normales des propriétés relativement simples se coordonnant avec les connaissances déjà acquises sur la même substance à la température ordinaire et contribuant à donner un tableau des propriétés magnétiques de cette substance doué d'une certaine unité. A la vérité il n'est pas difficile de trouver des lacunes à ces connaissances. Si l'on rencontre un jour un cristal simple, il sera plus facile de les combler; et il sera aussi tout indiqué de soumettre les lois que nous avons trouvées à des vérifications plus rigoureuses.

Dans les substances anormales, au contraire, nous avons rencontré une multitude de faits inconnus dans les substances normales et dont les principaux sont les changements d'état magnétique, l'irréversibilité thermique, l'influence du temps, les variations apparentes des groupements et l'approximation plus ou moins grossière dans la propriété du plan magnétique. Tous ces faits sont à peine esquissés et leurs rôles ne sont pas toujours séparés. Leur étude plus approfondie conduira vraisemblablement à une nouvelle extension de nos connaissances générales sur le ferromagnétisme.
