

N° D'ORDRE :

39

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

JEAN-CLAUDE BARBIER

1^{re} THÈSE. — LE TRAÎNAGE MAGNÉTIQUE DE FLUCTUATION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 mars 1953 devant la Commission d'examen

MM. L. NÉEL..... *Président.*

J.-L. ANDRIEUX. } *Examineurs.*
F. ESCLANGON.. }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1953

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

FACULTÉ DES SCIENCES

	MM.	
<i>Doyens honoraires</i>	GAU, FORTRAT.	
<i>Doyen</i>	MORET.	
<i>Professeurs hono- raires</i>	{ FLUSIN..... FAVARD FORTIER.....	Electrochimie, Electrometallurgie. Professeur à la Sorbonne. Mécanique des fluides.
	GIGNOUX	Géologie et Minéralogie, Membre de l'Institut.
	FORTRAT.....	Physique générale, Correspondant de l'Institut.
	MORET.....	Géologie, Correspondant de l'Ins- titut.
	ANDRIEUX....	Chimie. Directeur de l'E. N. S. I., Electrochimie - Electrometallur- gie.
	de LITARDIERE .	Botanique, Correspondant de l'Ins- titut.
	NÉEL.....	Physique expérimentale, Corres- pondant de l'Institut.
<i>Professeurs</i>	BRELOT	Calcul différentiel et intégral.
	PARDÉ	Hydrologie fluviale.
	ESCLANGON....	Physique industrielle. Directeur de l'E. N. S. I., Electrotechnique et Hydraulique.
	DORIER.....	Zoologie.
	HEILMANN.....	Chimie.
	KRAVTCHEKNO .	Mécanique rationnelle.
	BENOIT.....	Radio-Electricité.
	CHÈNE.....	Chimie papetière.
	NOBÉCOURT ...	Micrographie papetière.
	WEIL.....	Physique.
	FÉLICI.....	Physique.
	KUNTZMANN....	Analyse appliquée.
<i>Professeurs sans chaire</i>	{ DODERO.... FALLOT..... REULOS SANTON.....	Electrochimie, Electrometallurgie; Physique. Physique. Mécanique des fluides.
<i>Maître de Confé- rences honoraire</i> {	OFFNER	Botanique.
<i>Maîtres de Confé- rences</i>	{ SILBER..... SOUTIF..... REEB GALVANI..... TRAYNARD BARBIER.....	Mécanique des fluides. Physique. Mathématiques. Mathématiques. Chimie. Géologie.
<i>Secrétaire Général</i>	GRENIER.	
<i>Secrétaire</i>	BICHET.	

A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR L. NÉEL

Correspondant de l'Institut

Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal.

A MONSIEUR LE PROFESSEUR J.-L. ANDRIEUX
Directeur de l'E. N. S. d'Electrochimie et d'Electrometallurgie.

A MONSIEUR LE PROFESSEUR F. ESCLANGON
Directeur de l'E. N. S. d'Electrotechnique et d'Hydraulique.

Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble, dirigé par M. le Professeur Néel. Après m'avoir tracé la voie dans laquelle je devais m'engager, M. Néel m'a guidé avec bienveillance, me prodiguant sans cesse l'appui de sa haute compétence. C'est par ses conseils éclairés et à son exemple quotidien que j'ai été initié aux disciplines de la physique.

Qu'il veuille bien être assuré de mon fidèle attachement et croire à ma profonde et déferente gratitude.

J'exprime ma reconnaissance affectueuse à M. le Professeur Andrieux dont les encouragements et les conseils avisés ont facilité la marche de mes travaux.

Je prie M. le Professeur Esclangon, dont l'enseignement m'a orienté vers la physique, de bien vouloir agréer l'expression de ma respectueuse reconnaissance pour l'intérêt avec lequel il a suivi le développement de mon travail.

Les conseils judicieux que m'a donnés M. le Professeur Weil et l'aide des ressources du Laboratoire des Basses Températures qu'il dirige ont été pour moi un secours précieux. Je le prie d'agréer l'expression de mes remerciements reconnaissants.

J'adresse mes vifs remerciements à A. Lacaze et à mes amis des différents laboratoires qui me sont toujours venus en aide avec une sympathique obligeance.

Je tiens à remercier M. le Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique dont la subvention m'a permis de poursuivre ces recherches.

LE TRAINAGE MAGNÉTIQUE DE FLUCTUATION

Par JEAN-CLAUDE BARBIER

INTRODUCTION

1. Historique. — En 1885, Ewing (1, 2) a le premier mis en évidence dans les phénomènes d'aimantation de fils de fer doux une influence du temps qui ne pouvait être attribuée aux courants induits. De nombreux auteurs ont observé depuis lors qu'après une modification brusque du champ appliqué à un corps ferromagnétique l'aimantation continue à varier postérieurement au processus de variation du champ. Le trainage magnétique est précisément cette variation d'aimantation dans le temps, à l'exclusion de celle due aux courants induits ou éventuellement à des transformations d'ordre physique ou chimique. Ce phénomène très complexe a fait l'objet de nombreux travaux (1 à 26).

L'expérience montre que le trainage est d'autant plus intense que l'époque de l'observation est plus rapprochée de celle de la variation du champ ; aussi beaucoup d'expérimentateurs se sont efforcés d'effectuer des mesures au bout de temps très courts. Mais, dans ces conditions, l'influence parfois prépondérante des courants induits rend l'interprétation des résultats si délicate que l'existence même du trainage a pu être contestée (21, 22).

Des expériences prolongées pendant un temps assez long pour que l'influence des courants induits soit rendue négligeable ont prouvé l'existence d'un trainage magnétique qui peut, dans certains cas, être très important.

Pendant longtemps, on n'a pas réussi à coordonner les résultats. Récemment une théorie générale, due à L. Néel (12), a éclairé l'ensemble en établissant tout d'abord qu'il existe au moins deux catégories de trainage magnétique : le trainage réversible ou trainage de diffusion et le trainage irréversible ou trainage de fluctuation. Les deux trainages peuvent être superposés dans une même substance.

Les travaux qui se rattachent au trainage réversible sont les plus anciens (1 à 13). Sævek (7), le premier, a émis l'idée que la diffusion d'atomes étrangers, de carbone ou d'azote, dans le réseau d'un cristal

ferromagnétique peut provoquer du trainage magnétique. Dans deux importants mémoires (12, 13), L. Néel a développé la théorie de ce trainage de diffusion. Rappelons-en brièvement les caractéristiques essentielles. Le trainage réversible n'est observable que sur certaines substances et entre certaines limites de température. La variation d'aimantation qui suit une variation donnée du champ tend vers une limite déterminée lorsque le temps croît indéfiniment. Le trainage de diffusion se traduit aussi par une diminution de la perméabilité initiale à mesure que le temps écoulé depuis la désaimantation augmente. Au trainage réversible est associé, dans un champ alternatif, un angle de perte qui mesure le retard de phase de l'induction par rapport au champ magnétique et qui varie beaucoup en fonction de la température. Le trainage réversible obéit au principe de superposition : soit $J(t)$ la variation d'aimantation associée à un champ $H(t)$, soit $J'(t)$ la variation d'aimantation associée à un champ $H'(t)$, la variation d'aimantation associée à :

$$H''(t) = H(t) + H'(t) \text{ sera } J''(t) = J(t) + J'(t).$$

Le trainage irréversible, découvert par F. Preisach (14), a fait l'objet de travaux peu nombreux (14 à 19). Cet auteur a supposé que l'agitation thermique pouvait être une cause de trainage magnétique. L'étude quantitative des fluctuations thermiques a d'abord conduit L. Néel (16) à édifier une théorie du trainage des ferromagnétiques en grains fins, dans lesquels l'agitation thermique entraîne une rotation irréversible de l'aimantation. Elle lui a permis de donner une interprétation remarquable des propriétés des terres cuites décrites par E. Thellier (33). Développant sa théorie, L. Néel (17) l'a adaptée aux substances massives dans lesquelles des variations de l'aimantation peuvent être dues à des déplacements de paroi, spécialement dans les champs faibles.

2. But de ce travail. — Sous la direction de M. le Professeur L. Néel, avec sa théorie pour guide, je me suis proposé dans ce travail de faire une étude d'ensemble du trainage irréversible, d'en préciser les lois et de discuter, à la lumière des résultats obtenus, le domaine de validité des hypothèses formulées.

Dans une première partie, j'ai mis en évidence le trainage dans le domaine de Rayleigh et énoncé les lois auxquelles il obéit. La mise au point de dispositifs de mesure sensibles, magnétomètre et appareils d'induction, a été nécessaire pour poursuivre cette étude dans une échelle de temps de $1/40$ à $4 \cdot 10^6$ secondes.

Dans une deuxième partie, j'ai montré que les lois établies dans les champs faibles restent valables dans tout le domaine d'hystérésis. En effectuant des mesures sur des substances ferromagnétiques variées, j'ai cherché à établir la généralité du trainage de fluctuation.

La troisième partie a été consacrée à l'étude des variations d'aimanta-

tion provoquées par l'action d'un léger recuit, d'un champ alternatif ou d'une compression. Les résultats s'inscrivent dans des formules qui font apparaître un parallélisme entre ces effets et le trainage magnétique.

Enfin dans une quatrième partie, j'ai étudié les pertes magnétiques dans un champ variable. Après avoir établi qu'il existe un rapport simple entre les pertes dans un champ tournant et les pertes dans un champ alternatif, j'ai mis au point un dispositif expérimental permettant la séparation des pertes dans un champ tournant faible. La théorie et l'expérience montrent que les pertes résiduelles, après déduction des pertes par hystérésis et par courants de Foucault, se rattachent directement au trainage.

PREMIÈRE PARTIE

LE TRAINAGE MAGNÉTIQUE DANS LE DOMAINE DE RAYLEIGH

I. — Hypothèses théoriques sur le trainage irréversible.

3. Rappel de la théorie de L. Néel. — En partant de l'interprétation théorique des lois de Rayleigh qu'il a donnée (30, 31), L. Néel montre que, pour étudier l'aimantation dans les champs faibles, on peut subdiviser un ferromagnétique en grains fictifs indépendants caractérisés par deux champs critiques a et b relatifs, le premier aux valeurs croissantes du champ magnétique, le deuxième aux valeurs décroissantes. D'après la théorie de l'hystérésis ferromagnétique (28) l'aimantation d'un grain initialement négative, ne pourra être retournée sous l'action d'un champ h que si h est supérieur ou égal à a . L. Néel pose d'une manière tout à fait générale qu'en présence des fluctuations thermiques ce retournement peut se produire même si h est inférieur au champ critique a ; il est régi par une constante de temps τ donnée par la formule 6 de son mémoire (17) :

$$a - h = S_v(Q + \log \tau) \quad (1)$$

où S_v et Q ne dépendent pas de a et de b .

Pour une valeur τ de la constante de temps, à un instant t la proportion P des grains retournés est égale à $1 - e^{-t/\tau}$. P est pratiquement nul pour des valeurs de τ notablement plus grandes que t et égal à l'unité pour des valeurs de τ notablement plus petites que t .

Partant de ces hypothèses, L. Néel établit alors que l'effet des fluctuations thermiques, sur l'ensemble des domaines, au bout d'un intervalle de temps t , est équivalent à celui d'un champ fictif $\pm H_k(t)$

ajouté au champ appliqué. La valeur absolue maximum de $H_i(t)$ croît avec le temps et s'écrit :

$$H_i(t) = S_v(Q + \log t). \quad (2)$$

S_v est fonction du volume moyen v affecté par les discontinuités d'aimantation. L'expression 2 ne reste valable que si t est assez grand pour que $Q + \log t$ ne s'annule pas.

L. Néel a montré ensuite que le mécanisme le plus efficace suivant lequel les fluctuations thermiques aident les parois à franchir les obstacles qui s'opposent à leur déplacement paraît être l'action du champ magnétique interne de dispersion créé par les oscillations thermiques de l'aimantation spontanée autour de sa direction moyenne. Il a calculé, dans un volume v affecté par une discontinuité de Barkhausen, la valeur moyenne H_m de la composante du champ de dispersion suivant une direction donnée. Une analyse subtile lui a permis de préciser l'évolution de H_m dans le temps, de calculer la probabilité de passage des parois au-dessus des obstacles et d'en déduire les valeurs de S_v et de Q . Au voisinage de $t = \tau$ on a :

$$S_v = \sqrt{\frac{4\pi kT}{3v(Q + \log \tau)}}. \quad (3)$$

$$Q = 2Q' + \log \tau. \quad (4)$$

k est la constante de Boltzmann.

L. Néel a démontré que la valeur de Q' donnée par l'équation 87 de son mémoire est voisine de 20 pour toutes les substances ferromagnétiques. L'expression 2 étant justifiée, pour préciser l'influence du champ de traînage, il faut évaluer l'effet d'un petit champ superposé au champ appliqué. Soit J l'aimantation acquise par un ferromagnétique après une variation du champ dans un certain sens. Une variation ultérieure ΔH , supposée petite, dans le même sens, entraîne une variation ΔJ de l'aimantation :

$$\Delta J = (a + c)\Delta H \quad (5)$$

tandis qu'une variation $-\Delta H$ en sens opposé produit une variation $-\Delta J'$ de l'aimantation plus faible en valeur absolue :

$$\Delta J' = a \cdot \Delta H. \quad (6)$$

a est la susceptibilité différentielle réversible, c la susceptibilité différentielle irréversible et $a + c$ la susceptibilité totale. En partant de l'état d'aimantation (J, H) , si au champ H on superpose un petit champ supplémentaire h alternativement positif et négatif, l'aimantation varie entre les valeurs :

$$\begin{aligned} J_1 &= J + (a + c)h \\ J_2 &= J - 2ah. \end{aligned}$$

et :

L'aimantation moyenne a pour expression :

$$\frac{J_1 + J_2}{2} = J + ch.$$

Le champ fictif de traînage $H_i(t)$ changeant constamment de sens, la variation d'aimantation qui lui est associée est, d'après ce qui précède :

$$\Delta J(t) = c \cdot H_i(t). \quad (7)$$

Le nom de traînage irréversible se justifie par cette proportionnalité de $\Delta J(t)$ à la susceptibilité différentielle irréversible c . Les équations 2, 3, 4 et 7 permettent d'explicitier d'une manière très simple les lois du traînage, notamment de déterminer l'action du temps, d'un léger recuit ou d'un faible champ alternatif sur l'aimantation, et d'établir l'expression des pertes énergétiques associées au traînage dans un champ alternatif (L. Néel (17)).

4. Les lois de Rayleigh. — En 1887, Lord Rayleigh (29) a établi expérimentalement les lois qui lient l'intensité d'aimantation au champ magnétique dans les champs faibles par rapport au champ coercitif. Depuis 1943 seulement, les travaux de L. Néel (30, 31) ont apporté de ces lois une interprétation théorique basée sur l'analyse des déplacements d'une paroi de séparation de deux domaines élémentaires de Weiss.

Ces lois s'énoncent ainsi :

Après désaimantation, la courbe de première aimantation d'une substance ferromagnétique a pour équation :

$$J = a_0 h + b h^2. \quad h \ll H_c \quad (8)$$

Lorsque le champ magnétique a atteint, par valeurs décroissantes, une valeur H_1 , l'aimantation ayant dans ces conditions une valeur J_1 , et que l'on fait alors croître le champ à partir de H_1 , l'aimantation J s'écrit :

$$J - J_1 = a_0 (H - H_1) + \frac{b}{2} (H - H_1)^2. \quad H > H_1 \quad (9)$$

De même, lorsque le champ magnétique atteint, par valeurs croissantes, une valeur H_2 et l'aimantation une valeur J_2 , et que l'on fait alors décroître le champ, l'aimantation s'écrit algébriquement :

$$J - J_2 = a_0 (H - H_2) - \frac{b}{2} (H - H_2)^2. \quad H < H_2 \quad (10)$$

Le coefficient a_0 affecte la partie réversible de l'aimantation, le coefficient b la partie irréversible.

Des équations 9 et 10 il ressort que, dans le domaine de Rayleigh, la valeur de la susceptibilité différentielle réversible est toujours

égale à α_0 tandis que la susceptibilité différentielle irréversible est fonction du processus suivi. Pour une valeur donnée de l'aimantation, les équations de Rayleigh permettent de calculer la susceptibilité irréversible si l'on connaît l'histoire magnétique du corps depuis la dernière désaimantation.

Au point (J, H) de la courbe de première aimantation la susceptibilité irréversible est :

$$c = 2bh. \quad (11)$$

Sur la branche descendante du cycle d'hystérésis obtenue en faisant décroître le champ de H_m à H elle est donnée par :

$$c = b(H_m - H). \quad |H| < |H_m| \quad (12)$$

A la rémanente, pour $H = 0$:

$$c = bH_m. \quad (13)$$

C'est seulement dans le domaine de Rayleigh qu'existent des lois aussi précises pour définir l'état magnétique d'un corps. Aussi paraissait-il intéressant, en se basant sur elles, d'étudier le traînage magnétique dans les champs faibles.

II. — Dispositifs expérimentaux.

5. Choix et désaimantation des échantillons. — Les travaux sur le traînage de diffusion montrent qu'il est d'autant plus facile à mettre en évidence, toutes choses égales d'ailleurs, que la substance est plus douce magnétiquement : il est par exemple très apparent dans un fer doux contenant une petite quantité de carbone. Comme le traînage dû aux fluctuations thermiques affecte *a priori* toutes les substances ferromagnétiques, il semble indiqué, pour l'isoler du traînage de diffusion, de l'étudier tout d'abord dans les substances magnétiquement dures : alnicos, œrstitute, ferrocobalt, etc.

Nous avons fait des mesures sur des échantillons de forme et de dimensions variées, mais pour la plupart parallélépipédiques ou cylindriques. L'aimantation dans ces corps n'est pas rigoureusement uniforme. De la mesure des moments magnétiques nous avons déduit les valeurs moyennes des aimantations.

L'état magnétique initial de l'échantillon est défini par une désaimantation dans un champ alternatif décroissant lentement jusqu'à zéro. Un rhéostat liquide à niveau variable nous a permis d'obtenir facilement des variations continues du champ dans le rapport de 1 000 à 1.

La difficulté des mesures dans le domaine de Rayleigh vient de ce que, les aimantations étant faibles, le dispositif expérimental doit

être assez sensible pour permettre l'observation de très faibles variations d'aimantation. Nous avons essentiellement utilisé deux types d'appareils : un magnétomètre et deux appareils d'induction.

6. Magnétomètre. — a) *Tube magnétométrique.* — Le magnétomètre construit surtout pour mesurer les variations d'aimantation rémanente dans le domaine de Rayleigh doit être sensible et ne pas être affecté par les variations du champ magnétique extérieur. C'est pourquoi l'équipage mobile comporte quatre aimants en poudre de fer comprimée, en forme de disques (diamètre : 10 mm., épaisseur : 1 mm.), fixés sur une même tige, conformément au principe du magnétomètre doublement astatique décrit par R. Forrer (34) et E. Thellier (33) entre autres. L'aimantation des deux disques extrêmes est de sens opposé à celle des deux disques placés au centre. Les axes des aimants sont goupillés dans un tube de duralumin (diamètre intérieur : 1 mm.) suspendu à un fil de tungstène (diamètre : 15 μ ou 30 μ) comme l'indique la figure 1. Un miroir permet de ramener la mesure de la déviation du magnétomètre à la lecture du déplacement d'un spot lumineux sur une échelle graduée. L'amortissement à courants induits est réglable, grâce à la forme tronconique de l'évidement des pièces de cuivre entourant les aimants extrêmes. L'ensemble équipage mobile et amortisseurs est mis à l'abri des courants d'air dans un tube de verre fermé. Un aimant permanent sert à régler le zéro et la sensibilité de l'appareil. Le magnétomètre très rigidement scellé au mur est pratiquement insensible aux perturbations mécaniques. Mais il reste influencé par les fortes perturbations magnétiques en dehors des heures creuses pendant lesquelles il permet des mesures précises.

b) *Bobines d'aimantation.* — Deux groupes identiques de deux bobines de Helmholtz, d'axes perpendiculaires au tube magnétométrique, sont disposés symétriquement par rapport au tube. Ainsi les champs créés par les deux groupes se compensent au voisinage du magnétomètre et sont sans action notable sur celui-ci. Le champ d'aimantation, sensiblement uniforme dans tout le volume occupé par l'échantillon situé au centre du premier groupe de bobines, est donné en fonction de l'intensité du courant par :

$$H_m = 52,3 I_A.$$

Une bobine d'étalonnage, de mêmes dimensions que l'échantillon et de surface connue, placée au centre du deuxième

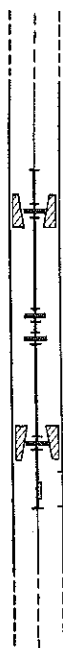


Fig. 1. — Equipage mobile du magnétomètre.

Fig. 1.

groupe de bobines provoque, quand elle est parcourue par un courant i , la même déviation du magnétomètre qu'un échantillon de moment $S.i$.

Le déplacement de l'aimant directeur permet de faire varier la sensibilité de l'appareil dans de larges limites. Pour les substances du type alnico, étudiées dans le domaine de Rayleigh, la sensibilité en général utilisée est telle qu'une déviation de 1 mm. du spot lumineux correspond à une intensité d'aimantation de 8.10^{-6} u. e. m. pour un échantillon de volume voisin de 5 cm^3 .

Pour certaines séries de mesures le magnétomètre s'est montré

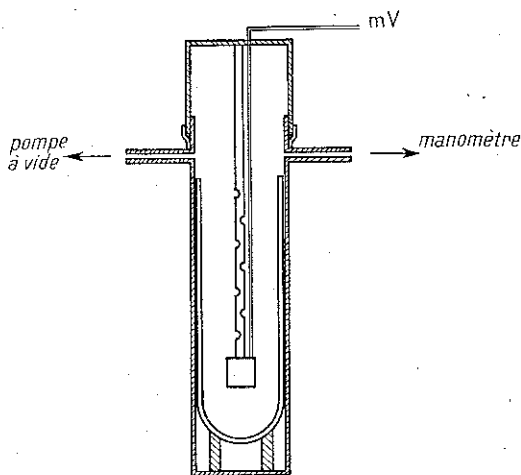


Fig. 2. — Mesure à basse température.

pratique parce qu'il permet de suivre l'évolution de l'aimantation d'un échantillon au cours d'une mesure par une observation directe du déplacement du spot lumineux. Aux heures où le laboratoire est peu troublé magnétiquement, le zéro de l'appareil est stable et la sensibilité constante.

c) Mesures à différentes températures.

— Nous avons été amenés à faire varier la température au cours des mesures; soit pour étudier le

traînage à différentes températures, soit pour mesurer l'influence d'une variation de température sur l'aimantation rémanente de l'échantillon. En immergeant l'échantillon dans un vase Dewar convenablement disposé contenant de l'hydrogène liquide, de l'azote liquide ou de l'oxygène liquide, il est facile de le maintenir aux températures suivantes : $20^{\circ}4 \text{ K}$, $77^{\circ}2 \text{ K}$, $90^{\circ}3 \text{ K}$. Les pertes sont assez faibles et la capacité du vase Dewar suffisante pour que l'on puisse maintenir l'échantillon dans l'hydrogène liquide pendant une demi-heure environ. On peut le conserver dans l'azote ou dans l'oxygène liquide pratiquement indéfiniment. En faisant un vide partiel au-dessus du liquide on abaisse sa température : dans l'azote on peut descendre jusqu'à 63° K et dans l'hydrogène jusqu'à $13^{\circ}9 \text{ K}$. Pour atteindre ces deux températures, nous avons modifié l'appareillage conformément à la figure 2. La température commandée par la pres-

sion est mesurée au moyen d'un couple constantan-cuivre étalonné aux points d'ébullition de l'hydrogène et de l'azote à la pression ordinaire et au palier de solidification de l'azote.

Pour les mesures à des températures intermédiaires entre la température ambiante et la température de l'oxygène liquide, nous avons eu recours à des échangeurs de température. Un courant

d'hydrogène refroidi dans l'air liquide amène des frigories à un bain d'alcool dans lequel trempe l'échantillon (fig. 3). La température de l'alcool est fonction du débit d'hydrogène. L'équilibre thermique est lent à s'établir, mais quand

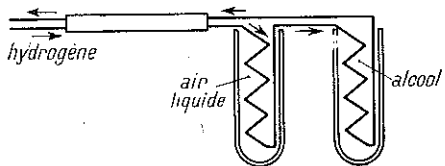


Fig. 3. — Echangeur de température.

la température d'équilibre est atteinte, elle peut être maintenue constante pendant longtemps. Le concours de A. Lacaze nous a été précieux pour le calcul et la construction de cet appareillage.

Pour les mesures de traînage à différentes températures, l'état initial a toujours été défini par une désaimantation à la température de mesure. Les échantillons ont été désaimantés sur place, les bobines de Helmholtz du magnétomètre servant de bobines de désaimantation.

7. Appareils d'induction. — a) *Principe.* — Pour les mesures pour des champs plus intenses et pour les mesures sous champ, deux appareils d'induction ont été construits sur le même principe.

Deux bobines induites identiques b et b' montées en opposition et reliées aux bornes d'un galvanomètre sensible sont disposées au centre d'une bobine magnétisante qui crée un champ sensiblement uniforme dans un grand volume. L'échantillon amené rapidement du centre de b au centre de b' , provoque une déviation du galvanomètre proportionnelle à son moment magnétique. La constante de proportionnalité entre la variation de flux $\Delta\Phi$ à travers b et b' et le moment magnétique de l'échantillon est déterminée expérimentalement en remplaçant l'échantillon par une bobine équivalente. La constante de proportionnalité entre $\Delta\Phi$ et la déviation du galvanomètre a été mesurée au moyen d'une mutuelle inductance que nous avons étalonnée (1,02 mH). Le galvanomètre Kipp employé a une période grande (30 s.) par rapport à la durée de déplacement de l'échantillon.

b) *Caractéristiques du premier appareil.* — La bobine magnétisante est un solénoïde de 2 m. de long déjà utilisé par P. Dejean (27). Sur un support de carton de 60 mm. de diamètre intérieur, sont enroulées dix couches de spires en fil de cuivre de 3 mm. de diamètre.

On peut mettre en circuit soit la première couche seule soit les dix réunies. Le nombre de spires par centimètre est de 29,38 pour les dix couches réunies. Les bobines b et b' ont 5 500 spires chacune

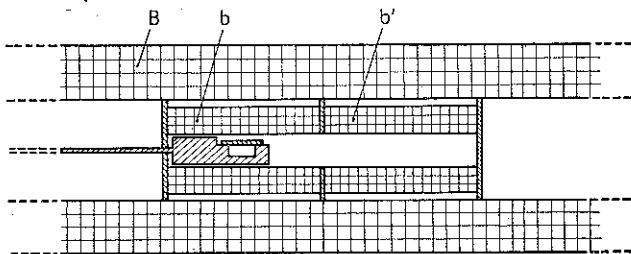


Fig. 4. — Principe de l'appareil d'induction.

environ, en fil de cuivre de $3/10$ mm. de diamètre enroulé sur un tube de 36 mm. de diamètre intérieur.

L'échantillon est centré dans l'évidement d'un cylindre de duralumin qui glisse à frottement doux dans le tube support de b et b' (fig. 4). Une longue tige permet de déplacer l'échantillon à la main. Deux butées dont on peut régler la position sur la tige limitent la course de l'échantillon.

Un échantillon ayant une aimantation arbitraire et étant situé initialement au centre de b , nous avons représenté sur la figure 5 la déviation enregistrée au galvanomètre en fonction de son déplacement

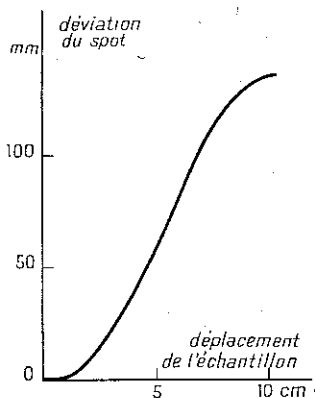


Fig. 5. — Réglage du déplacement de l'échantillon.

exprimé en centimètres. Le maximum de déviation correspond à un déplacement jusqu'au centre de b' . Si la position initiale ou finale est modifiée de 5 mm., il n'en résulte qu'une diminution inférieure à 10% de la déviation du galvanomètre. Les erreurs sur le réglage de la position de la butée inférieures à $1/2$ mm. n'entrent donc pas en jeu.

A un échantillon de moment magnétique égal à 1 u. e. m. correspond une variation maximum de flux d'environ 14 000 Mx.

Ce premier appareil permet des mesures dans des champs intenses mais l'exiguïté du volume subsistant autour de l'échantillon rend difficiles les mesures à très basse température.

c) *Caractéristiques du deuxième appareil.* — Le solénoïde B comprend 50 bobines plates (diamètre intérieur : 150 mm.) de 180 spires chacune, en fil de 7/10 mm., entassées les unes sur les autres. Un réglage bobine par bobine permet d'obtenir un champ uniforme dans un grand volume. La variation de champ dans l'espace parcouru par l'échantillon est inférieure à $1/3\ 000$. Les bobines *b* et *b'* possèdent chacune 5 010 spires de fil de 3/10 mm. enroulées sur un tube de bakélite (diamètre intérieur : 70 mm.). L'espace entourant l'échantillon est suffisant pour loger un vase Dewar permettant de conserver de l'hydrogène liquide pendant toute la durée de la mesure.

Mais au moyen de cet appareil (fig. 6) il n'est pas possible d'obtenir des champs aussi intenses qu'avec le premier; sa sensibilité est plus faible. Le déplacement d'un échantillon ayant un moment magnétique de 1 u. e. m. donne seulement une variation de flux de 8 300 Mx environ. La courbe de déviation du galvanomètre en fonction du déplacement de l'échantillon est tout à fait semblable à la courbe de la figure 5.

L'ensemble formé par le magnétomètre et les deux appareils d'induction nous a permis d'explorer le traînage dans des domaines étendus de champ et de température, chacun des appareils ayant son domaine d'utilisation propre.

III. — Résultats des mesures dans les champs faibles.

8. Traînage de l'aimantation rémanente. —

Un échantillon initialement désaimanté est soumis à un champ magnétique *h*, faible par rapport au champ coercitif ($h < 1/5 H_c$), appliqué pendant une durée *t*. Après suppression du champ magnétisant, l'échantillon conserve une certaine aimantation rémanente dont nous avons suivi l'évolution en fonction du temps.

Nous appellerons *t'* le temps écoulé entre la suppression du champ *h* et l'époque de l'observation de la rémanente. *t'* est toujours pris assez grand pour que les courants induits soient devenus négligeables. Nous avons veillé à ce qu'il n'y ait pas de variations d'aimantation dues à des variations de température, à des chocs ou à des vibrations.

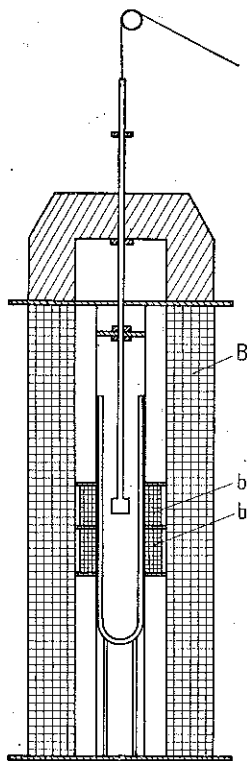


Fig. 6. — Schéma de l'appareil d'induction.

L'expérience montre que l'aimantation rémanente diminue quand t' augmente. Au magnétomètre, après suppression de h , on observe un déplacement du spot d'abord rapide puis ralenti quand t' augmente. La figure 7 traduit la variation de J_r en fonction de t' pour un alnico, pour différentes valeurs du champ h . La diminution relative d'aimantation est importante dans les champs faibles. Voici par exemple les résultats pour un champ magnétisant $h = 41$ oe ; les aimantations sont données en unités arbitraires :

t' s	30	60	120	240	480	960	1 920
J_r	131,7	125,9	119,1	113,3	107,6	102,7	97

Entre les instants $t' = 30$ s. et $t' = 1\ 920$ s., l'aimantation rémanente a diminué de plus de 25 o/o. Pour des champs plus faibles la diminution relative serait plus grande encore.

Si l'on porte les valeurs de J_r en fonction de $\log t'$ les points obtenus

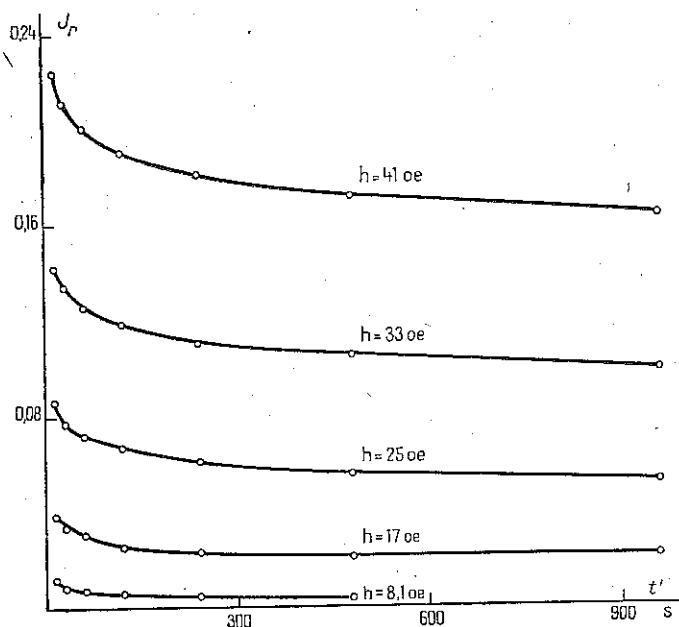


Fig. 7. — Trainage de l'aimantation rémanente.

nus se situent approximativement sur des droites. La pente de ces droites est sensiblement proportionnelle au champ magnétisant.

La représentation est meilleure si l'on porte les valeurs de $\sqrt{J_r}$ en fonction de $\log t'$. On obtient alors un réseau de droites dont la pente est indépendante de h (fig. 8). Dans toutes ces mesures la durée d'application de h a été la même, soit 10 secondes.

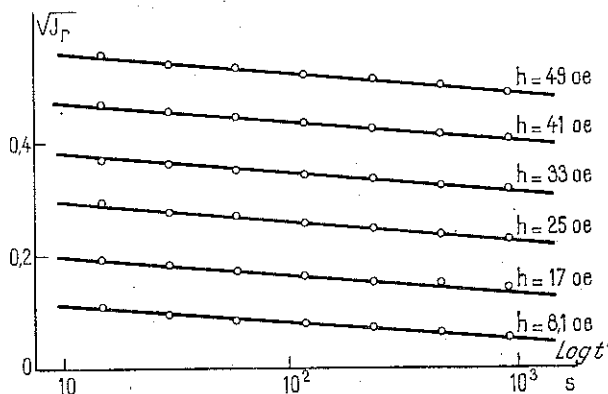


Fig. 8. — Trainage de l'aimantation rémanente.

Nous avons fait d'autres séries d'expériences, en prenant le même champ magnétisant, mais en faisant varier la durée de son application. Sur la figure 9 ont été transcrites les valeurs de $\sqrt{J_r}$ en fonction de $\log t'$ pour différentes valeurs de t , h restant le même. On obtient un réseau de droites parallèles : leur pente ne dépend donc pas de t . Le principe de superposition dont nous avons énoncé la validité pour le trainage réversible, n'est pas applicable. Pour une durée d'application t_1 du champ, l'aimantation mesurée à l'instant t' après la suppression du champ (fig. 10) est, en première approximation :

$$J' = A' - B \log t'.$$

A' et B ne dépendent pas de t' . Pour une durée d'application t_2 du champ, l'aimantation mesurée à l'instant $t' + t_1$ est :

$$J'' = A'' - B \log (t_1 + t').$$

Si le principe de superposition était valable, pour une application du champ de durée $t_1 + t_2$, on aurait :

$$J = A' + A'' - B \log t' (t_1 + t');$$

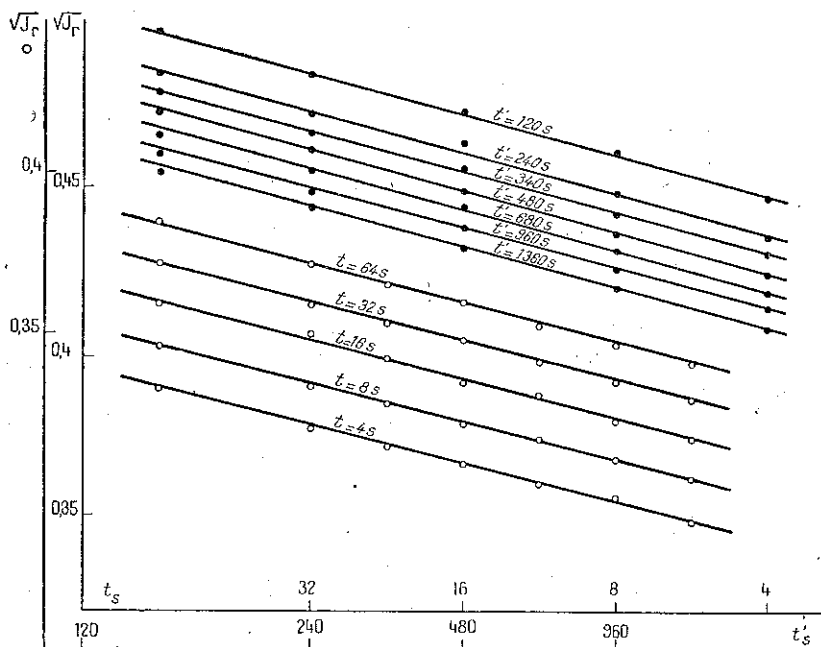


Fig. 9. — Symétrie des lois en $\log t$ et en $\log t'$.

t : durée d'aimantation ;

t' : intervalle de temps écoulé depuis la suppression du champ magnétisant.

or, l'expérience montre que l'expression de l'aimantation est de la forme :

$$J = A - B \log t'.$$

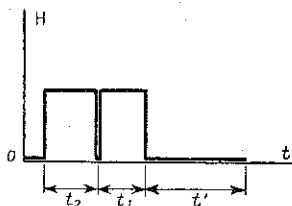


Fig. 10. — Non-validité de principe de superposition.

Nous avons retrouvé ces mêmes lois sur de nombreuses substances : alnicos, ferro-cobalt, poudre de fer comprimée, magnétite, ferrites, alnico recuit, oerstite, nickel en poudre, etc. Nous en donnons une liste sur la figure 20.

9. Interprétation de ces résultats. — En partant des considérations théoriques des paragraphes 3 et 4, pour calculer l'aimantation rémanente au bout d'un temps t' après la suppression du champ h , on prend l'aimantation moyenne due au champ

fluctuant $\pm H_i(t')$ après aimantation dans le champ $h + H_i(t)$, soit :

$$J_r = \frac{b}{2} [h + H_i(t) - H_i(t')]^2. \quad (14)$$

D'après l'équation 2 on obtient :

$$J_r = \frac{b}{2} [h + S_v (\log t - \log t')]^2. \quad (15)$$

La formule 15 établit, en accord avec les résultats expérimentaux précédemment cités, que la variation de $\sqrt{J_r}$ est proportionnelle à $\log t'$. S_v est la constante caractéristique du trainage. Elle a les dimensions d'un champ. L'échec au principe de superposition est mis en évidence par l'indépendance des termes en $\log t$ et en $\log t'$. Du point de vue physique, cela signifie que ce ne sont pas les mêmes domaines de Weiss qui interviennent dans le trainage de la rémanente et dans le trainage sous champ. Le parallélisme des droites de la figure 8 prouve que, au moins dans le domaine des champs faibles, S_v est indépendant de h .

Pour la détermination de la constante S_v , on peut remarquer que la relation 15 conduit à l'équation :

$$\frac{\sqrt{J_{r_1}}}{\sqrt{J_{r_2}}} = \frac{h - S_v \log \frac{t_1}{t}}{h - S_v \log \frac{t_2}{t}} \quad (16)$$

où J_{r_1} et J_{r_2} sont les aimantations mesurées aux instants t_1 et t_2 . Si la sensibilité de l'appareil de mesure reste constante dans l'intervalle de temps $t_1 \dots t_2$, pour déterminer S_v il n'est pas nécessaire de faire un étalonnage des aimantations pour chaque mesure, et J_r peut s'exprimer en unités arbitraires, par exemple en millimètres de déviation du spot.

Toutes les formules précédentes sont établies en supposant nul le coefficient de champ démagnétisant de l'échantillon. Mais en réalité il n'en est pas ainsi et on ne mesure qu'une rémanente apparente, dans un champ qui n'est pas nul mais égal au champ démagnétisant $-NJ_r$. N désigne le coefficient de champ démagnétisant de l'échantillon. D'autre part, la variation d'aimantation due au trainage entraîne une variation du champ démagnétisant et la substance n'évolue plus dans un champ constant. La variation $\Delta J'$ de l'aimantation rémanente apparente est inférieure à la variation ΔJ que l'on observerait dans le cas idéal où l'échantillon aurait un coefficient de champ démagnétisant nul :

$$\Delta J' = \lambda \Delta J.$$

$$\lambda < 1$$

Nous démontrerons ultérieurement (paragraphe 16), dans un cas général, que :

$$\lambda = \frac{1}{1 + N(a + c)}.$$

La susceptibilité différentielle irréversible c prend la valeur $b \cdot h$ à la rémanente.

La formule 16 reste applicable en première approximation si J_{r_1} et J_{r_2} désignent les aimantations rémanentes apparentes et h le champ réel d'aimantation. Nous donnons ci-dessous les résultats relatifs à deux échantillons d'un même alnico ($H_c = 560$ œ, $a_0 = 0,374$) mais de formes différentes :

	N	b	$\frac{1}{\lambda} = 1 + N(a + c)$	S_r
Echantillon 1. . .	0,90	$3,21 \cdot 10^{-4}$	1,36	1,63
Echantillon 2. . .	1,55	$3,23 \cdot 10^{-4}$	1,63	1,73

Les valeurs de $1/\lambda$ ont été calculées pour $h = 100$ œ, c'est-à-dire à la limite du domaine de Rayleigh.

S_r a été calculé pour les deux échantillons par la formule 16. L'écart entre les deux valeurs trouvées peut être attribué aux erreurs de mesures et au fait que le champ démagnétisant n'est pas uniforme dans l'échantillon.

Pour tous les échantillons cylindriques que nous avons utilisés nous avons déterminé les valeurs du coefficient de champ démagnétisant à l'aide des courbes données par R. M. Bozorth et D. M. Chapin (42). Pour les échantillons parallélépipédiques nous les avons mesurés par la méthode de Peschard (43).

10. Accommodation des cycles d'aimantation. — L'aimantation rémanente acquise par un échantillon à la suite de l'application d'un champ est fonction de la durée d'application de ce champ. La formule 25 du mémoire de L. Néel établit que tout se passe comme si le champ agissant était :

$$h_e = S_r(Q + \log \int_0^t e^{h/S_r} dt) \quad (17)$$

équation valable dans le cas général où h est une fonction de t .

Pour n applications de durées $t_1, t_2, \dots, t_n$, d'un champ constant h_0 ,

deux applications successives étant séparées par une phase de durée t_0 pendant laquelle le champ est nul, l'équation 17 s'écrit :

$$h_c = S_v \{ Q + \log [(n-1)t_0 + (t_1 + t_2 + \dots t_n)e^{h_0/S_v}] \}. \quad (18)$$

Nous avons vérifié que, dans chacune de nos expériences, effectuées sur des échantillons variés, le terme $(n-1)t_0$ était négligeable par rapport au terme $(t_1 + t_2 + \dots t_n)e^{h_0/S_v}$.

Par exemple, dans les expériences relatives à un alnico recuit ($H_c = 200$ œ, $S_v = 0,3$ œ), les champs minima h_0 appliqués sont de l'ordre de 20 œ soit environ 70 S_v et les temps t_0 au maximum égaux à 5 000 t_1 .

Dans ces conditions, l'expression 18 se réduit à :

$$h_c = h_0 + S_v [Q + \log (t_1 + t_2 + \dots t_n)]. \quad (19)$$

D'après cette équation, n applications d'un champ constant pendant des durées $t_1, t_2, \dots t_n$, séparées par des périodes de champ nul devraient communiquer à l'échantillon la même aimantation qu'une seule application de ce champ de durée $t = t_1 + t_2 + \dots t_n$.

Ce résultat est contredit par l'expérience.

Nous avons mesuré, au bout d'un même intervalle de temps t' après la suppression du champ h_0 , les aimantations rémanentes acquises en suivant les deux processus précédents. Nous avons constaté que l'aimantation J_{r_n} résultant de n applications successives de h_0 était supérieure à l'aimantation J_r résultant d'une seule application de h_0 , la durée totale d'application de h_0 étant dans les deux cas la même.

Pour préciser les lois de variation de l'aimantation rémanente en fonction de la durée d'application du champ magnétisant, nous avons recherché si l'existence de cette différence $\Delta J_n = J_{r_n} - J_r$ était imputable au trainage ou à un phénomène indépendant. Nous avons procédé, sur l'alnico ($H_c = 200$ œ; $S_v = 0,3$ œ) déjà cité, aux expériences suivantes :

1° Expériences telles que $t_1 = t_2 = \dots t_n = 5s$.

n	1	2	3	4	5	6	7
t s	5	10	15	20	25	30	35
$10^{+2} \Delta J_n$. .	0	6,9	9,2	10,4	11,1	11,9	12,4

2° Expériences telles que $t_1 = t_2 = \dots t_n = 0,035s$.

n	1	2	3	4	5	6	7
t_s	0,035	0,07	0,105	0,140	0,175	0,21	0,245
$10+^2 \cdot \Delta J_n$. .	0	7	9,1	10,1	11,2	11,5	12,2

3° Expériences telles que $t_1 = 5s$ $t_2 = t_3 \dots t_n = 0,035s$.

n	1	2	3	4	5	6	7
t_s	5	5,035	5,07	5,10	5,14	5,17	5,21
$10+^2 \cdot \Delta J_n$. .	0	6,8	9,3	10,4	11,4	12	12,9

On constate que, dans les trois séries d'expériences, les valeurs de ΔJ_n sont les mêmes.

La comparaison des tableaux 1 et 2 conduit à affirmer que ΔJ_n est indépendant de la durée t_i de chaque application du champ.

La durée totale t d'application varie beaucoup en fonction de n dans les séries 1 et 2, alors qu'elle n'en dépend pratiquement pas dans la troisième série. La concordance des valeurs trouvées pour ΔJ_n dans les trois séries entraîne que la variation d'aimantation ΔJ_n ne peut être attribuée à un effet du traînage.

Ces variations d'aimantation sont donc dues à un phénomène indépendant qu'on peut considérer comme une accommodation des cycles d'aimantation.

Certains aspects en ont été étudiés par L. Lliboutry (37) sous le nom de reptation des cycles de champ.

L'accommodation est très variable suivant la nature des échantillons et l'intensité du champ appliqué.

Elle semble, d'après nos essais, d'autant plus grande que la substance est magnétiquement plus

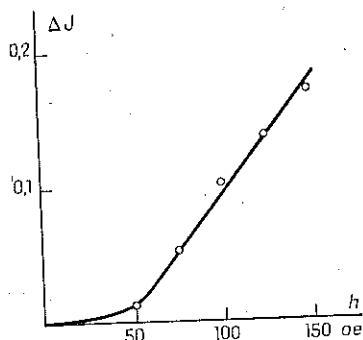


Fig. 11. — Accommodation des cycles d'aimantation.

douce. Nous avons groupé sur la figure 11 les valeurs de ΔJ_n pour $n = 25$ en fonction du champ pour le même alnico. Il apparaît que l'accommodation, presque négligeable dans les champs faibles, devient rapidement croissante au voisinage de 50 œ .

On évite les effets de l'accommodation en décrivant des cycles symétriques : on applique alternativement, pendant la même durée, des champs $+H$ et $-H$, deux applications successives du champ étant séparées par une phase pendant laquelle le champ est nul. On observe qu'après chaque application de $+H$, l'aimantation reprend la même valeur. Il n'y a pas d'accommodation.

11. Variation de l'aimantation rémanente en fonction de la durée d'application du champ magnétisant. — Des résultats précédents relatifs à l'accommodation, il résulte que pour déterminer l'influence de la durée d'aimantation sur la valeur de la rémanente J_r , il faut, avant chaque aimantation dans un champ $+H$, soit désaimanter l'échantillon, soit lui appliquer un champ $-H$.

Ces précautions étant prises, nous avons trouvé que $\sqrt{J_r}$ croît proportionnellement à $\log t$, le temps écoulé t' entre la suppression de $+H$ et la mesure de J_r étant toujours le même. Si l'on fait varier le paramètre t' , on obtient un réseau de droites parallèles en portant les aimantations rémanentes en ordonnées et $\log t$ en abscisse. La figure 9 fait apparaître la symétrie des lois en $\log t$ et en $\log t'$, résultat en accord avec la formule théorique 15. Les pentes des deux réseaux de droites sont les mêmes.

Si l'on ne prend pas soin d'éliminer l'accommodation, la pente des droites ($\sqrt{J_r}$, $\log t$) peut-être plus grande que la pente des droites ($\sqrt{J_r}$, $\log t'$).

12. Trainage sous champ. — Il est difficile de déterminer directement le trainage sous champ sur la courbe de première aimantation car il affecte seulement la partie irréversible de l'aimantation, tandis qu'on mesure simultanément la partie réversible et la partie irréversible. Le rapport m de la partie irréversible $b \cdot h^2$ de l'aimantation à sa partie réversible $a_0 \cdot h$ s'écrit :

$$m = \frac{b \cdot h}{a_0} \quad \text{ou encore} \quad m = \frac{b \cdot H_c}{a_0} \cdot \frac{h}{H_c}.$$

Mais, comme l'a montré L. Néel (31), $\frac{b \cdot H_c}{a_0}$ varie peu d'un ferromagnétique à l'autre et reste un peu inférieur à l'unité pour les substances magnétiquement dures, de sorte que si $\frac{h}{H_c}$ est toujours voisin de $1/10$, m conserve aussi la même valeur.

Pour un alnico tel que : $H_c = 540$ œ ; $a_0 = 0,374$; $b = 3,22 \cdot 10^{-4}$, dans un champ $h = 1/10 H_c$, on trouve alors :

$$m = 4.6 \cdot 10^{-2}.$$

Cette valeur est faible. La variation d'aimantation due au traînage, pourcentage déjà faible de l'aimantation irréversible, devient un pourcentage infime de l'aimantation totale mesurée sous champ.

Mais le traînage peut être déduit d'un procédé indirect qui découle de la théorie de L. Néel (16). Nous avons commencé par montrer, dans le cas du traînage de la rémanente, que le procédé indirect conduisait aux mêmes résultats que le procédé direct.

Communiquons une certaine aimantation rémanente à un échantillon en le soumettant à un champ H_1 pendant une durée t_1 . Au bout

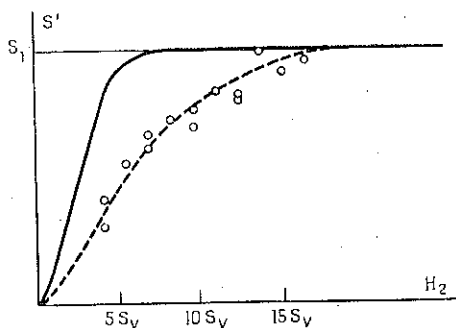


Fig. 12. — Procédé indirect de détermination de la constante de traînage

d'un temps t'_1 après la suppression de H_1 , appliquons en sens inverse un champ $-H_2$ (H_2 petit par rapport à H_1). La variation d'aimantation ΔJ due à l'application de $-H_2$ pendant une durée t_2 est mesurée avec une bobine d'induction et un galvanomètre. Si, t_1 et t_2 gardant une valeur fixe, on fait varier t'_1 , l'expérience montre que ΔJ est fonction de t'_1 et que, pour un champ H_2 donné :

$$\frac{d(\Delta J)}{d \log t'_1} = S'.$$

S' ne dépend que de H_2 . Sur la figure 12 nous avons porté les valeurs de S' , obtenues avec un échantillon d'alnico, en fonction de H_2 . S' croît en même temps que H_2 et tend vers une limite asymptotique S_1 pratiquement atteinte pour $H_2 = 30$ œ $\sim 17 S_v$.

Sur le même échantillon nous avons étudié le traînage de la rémanente J_r par la mesure directe des moments magnétiques à l'appareil d'induction. Des résultats numériques, il ressort que :

$$S_1 = \frac{d J_{r1}}{d \log t'_1} \text{ c'est-à-dire : } S_1 = b \cdot H_1 \cdot S_v.$$

La formule 17 fournit l'explication de ces résultats. Appliquée à la mesure indirecte du trainage, elle conduit à :

$$S' = \frac{d(\Delta J)}{d \log t_1} = b \cdot H_1 \cdot \frac{S_v}{1 + \frac{t_1}{t_2} \cdot e^{-H_2/S_v}} \quad (20)$$

S' tend donc vers $b \cdot H_1 \cdot S_v$ quand $\frac{t_1}{t_2} \cdot e^{-H_2/S_v}$ est petit par rapport à l'unité.

Nous avons tracé sur la figure 12 la courbe $S'(H_2)$ déduite de la formule 20. La courbe expérimentale s'écarte de la courbe théorique, probablement à cause d'une dispersion des valeurs de S_v : cet écartement est suggéré par la théorie de L. Néel car S_v y dépend de v .

Étendons le procédé indirect aux mesures de trainage sous champ. L'échantillon étant soumis à un champ H , au temps t donnons à ce champ un accroissement h pendant une durée t' . Soit ΔJ la variation d'aimantation due à l'accroissement du champ. L'application de l'équation 17 donne :

$$S'' = \frac{d(\Delta J)}{d \log t} = \frac{2b \cdot H \cdot S_v}{1 + \frac{t}{t'} \cdot e^{-H/S_v}} \quad (21)$$

L'expérience fournit aussi dans ce cas une courbe $S''(h)$ asymptotique à une valeur S_2 qu'il paraît donc justifié de considérer comme égale au produit de la constante caractéristique du trainage par $2bH$. En comparant le trainage sous champ et le trainage de la rémanence, nous avons rassemblé les résultats suivants :

pour un alnico de $H_c = 540 \text{ œ}$	$S_2 = 2,2 S_1$
pour du fer doux de $H_c = 1,8 \text{ œ}$	$S_2 = 2,2 S_1$
pour un ferrite Ni-Zn de $H_c = 0,36 \text{ œ}$	$S_2 = 1,9 S_1$

Pour un acier mi-dur L. Lliboutry (37) trouve que le trainage sous champ est double du trainage de la rémanente.

La comparaison des formules théoriques 20 et 21 donne $S_2 = 2 S_1$. Comme la précision des mesures est de l'ordre de 10 o/o, l'accord entre la théorie et les résultats expérimentaux est satisfaisant.

13. Trainage sur une grande échelle de temps. — La variation logarithmique de l'aimantation est une conséquence de l'étalement du spectre des constantes de temps τ définies au paragraphe 3. Pour rechercher les limites de ce spectre, il est nécessaire d'étudier le trainage sur une grande échelle de temps. Cette étude est facilitée par la symétrie des lois en $\log t$ et en $\log t'$. Réduire la durée de l'aimantation à un temps très court est en effet plus aisé que mesurer l'aimantation très peu de temps après la variation du champ magnétisant. Par contre il est plus simple de suivre l'évolution de l'aimantation

pendant très longtemps que de maintenir le champ magnétisant constant pendant une longue durée. Nous avons fait des mesures dans l'intervalle de temps $1/40$ s. à $4 \cdot 10^6$ s.

a) *Mesures dans les temps courts.* — Nous avons fait varier la durée d'application du champ magnétique de $1/40$ s. à 60 s., l'aimantation rémanente étant toujours mesurée au bout d'un temps t' , constant après la suppression du champ.

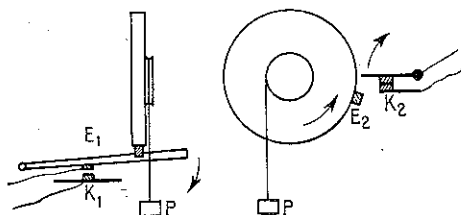


Fig. 13. — Montage pour les mesures dans les temps courts.

Le circuit d'alimentation de la bobine d'aimantation doit être fermé pendant un temps très court. A cette fin, nous avons fait appel à un dispositif mécanique (figure 13). Une roue de bicyclette entraînée par un poids P porte sur sa jante deux ergots E_1 et E_2 . Le circuit d'alimentation de la bobine comprend deux interrupteurs K_1 et K_2 . Initialement K_2 est fermé et K_1 ouvert. Pour fermer K_1 on appuie sur un levier qui, par l'intermédiaire de E_1 , empêche le mouvement de la roue. A l'instant où K_1 est fermé, la roue est libérée. Quand elle a tourné d'un angle θ , E_2 ouvre K_2 . La bobine d'aimantation a donc été alimentée pendant la rotation θ de la roue. Le dispositif permet de faire varier θ de 1° à 360° , soit la durée d'aimantation de 0,025 s. à 0,5 s. environ. Pour des temps plus longs, il suffit d'ouvrir et de fermer le circuit à la main.

De l'équation du mouvement de la roue, on tire facilement t en fonction de θ .

Les temps ont été également mesurés avec un fluxmètre par la méthode décrite par E. Darmois et G. Ribaud (36).

Pour que les circonstances de l'aimantation soient bien définies, il faut que la durée d'établissement et de coupure du champ soit petite par rapport à t . Pour nous en assurer, nous avons étudié l'allure du phénomène à l'oscillographe. Une série de photographies nous a montré que l'impulsion envoyée dans la bobine était rectangulaire même pour les temps les plus courts.

Il est nécessaire aussi de connaître les conditions d'établissement du champ à l'intérieur de l'échantillon. Le calcul se fait aisément en

partant des équations de Maxwell. Pour des échantillons parallélépipédiques (dimensions l , m , n), on trouve que la constante de temps du fondamental est :

$$\tau = \frac{4\mu\gamma m^2 n^2}{(m^2 + n^2)} \quad \begin{array}{l} \mu : \text{perméabilité} \\ \gamma : \text{conductibilité.} \end{array}$$

Pour tous nos échantillons d'alnico ou de poudre de fer $m = 1$ cm., $n = 2,4$ cm), μ est de l'ordre de 4 et γ ⁽¹⁾ de l'ordre de 10^{-6} u. e. m., ce qui donne : τ de l'ordre de $1/2000$ s.

Pour les échantillons de ferrite, la résistivité est beaucoup plus grande et les constantes de temps beaucoup plus petites.

Les aimantations ont été mesurées à l'appareil d'induction deux minutes après la coupure du courant. Nous avons trouvé que la loi logarithmique était vérifiée jusqu'à 0,025 s. pour les substances que nous avons étudiées : alnico, ferro-cobalt, poudre de fer... Sur la figure 14 nous avons porté les résultats concernant une poudre de fer ($H_c = 455$ œ) : $\sqrt{J_r}$ est exprimé en unités arbitraires.

b) *Mesures dans les temps longs.* — Pour suivre l'évolution de l'aimantation rémanente au cours de temps longs, il est important de préserver l'échantillon des variations de température et des vibrations ou des chocs. Nous l'avons conservé dans un vase Dewar rempli

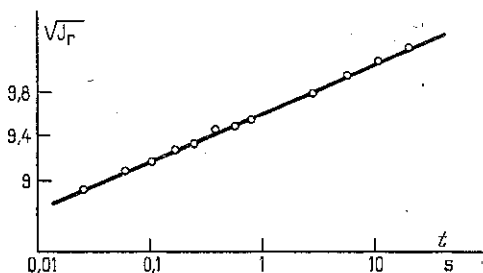


Fig. 14. — Trainage de l'aimantation rémanente dans les temps courts.

d'huile placé dans un local où les variations de température n'ont pas dépassé 5 degrés pendant la période de nos observations. Nous avons parallèlement vérifié que l'influence de ces écarts de température sur l'aimantation est négligeable par rapport à celle du trainage. Les perturbations mécaniques légères, inévitables malgré les précautions prises sont également sans conséquence quand il s'agit de substances magnétiquement dures.

⁽¹⁾ Les valeurs de γ pour différents échantillons nous ont été obligeamment communiquées par L. Weil.

Nous avons prolongé la durée des expériences jusqu'à 4.10^6 s. environ. On remarque alors des écarts par rapport à la loi logarithmique. La diminution d'aimantation observée est inférieure à celle donnée par la formule 15 dans laquelle S_v est déduit des mesures de la variation de la rémanente entre 1 mn et 15 mn.

Pour un alnico par exemple nous avons observé une diminution de $\sqrt{J_r}$ inférieure de 8 o/o à la valeur fournie par l'extrapolation de la droite initiale. Pour une poudre de fer nous avons trouvé un écart de 5 o/o pour $t' = 4,1.10^6$ s., pour un autre alnico un écart de 6 o/o pour $t' = 2,3.10^6$ s. Ces écarts étaient prévisibles, puisque $\sqrt{J_r}$ doit nécessairement varier en suivant le tracé de la courbe *a* de la figure 15 et non celui de la courbe *b*.

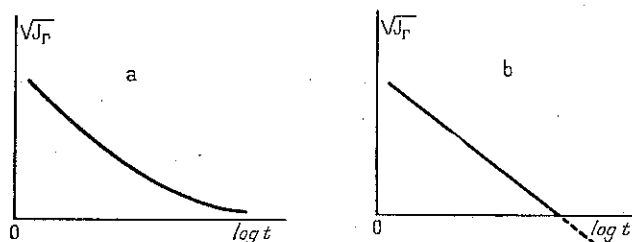


Fig. 15. — Trainage dans les temps longs.
a : variation prévisible ; *b* : variation impossible.

Une interprétation peut en être donnée en remarquant qu'en toute rigueur, dans la formule 15 il faut considérer S_v comme variable et prendre la moyenne relative à toutes les valeurs possibles de v .

Désignons par S la valeur moyenne $\bar{S}_v$ de S_v et par S'^2 le carré moyen $\bar{S}_v^2$.

En développant la formule 15 et en extrayant la racine carrée, il vient :

$$\sqrt{J_r} = \sqrt{\frac{b}{2}} \left[h + S(\log t - \log t') + \frac{S'^2 - S^2}{2h} (\log t - \log t')^2 + \dots \right] \quad (22)$$

La représentation rectiligne consiste à se limiter aux deux premiers termes du développement. Pour juger de l'importance des termes correctifs il faudrait connaître la distribution des volumes v . Soit $f(S_v) dS_v$ le nombre de volumes v , auxquels correspondent des valeurs de S_v comprises entre S_v et $S_v + dS_v$. Pour avoir un ordre de grandeur faisons l'hypothèse simple de la distribution rectangulaire.

$$\begin{aligned} f(S_v) &= p = \text{constante pour } 0 < S_v < S_0. \\ f(S_v) &= 0 \quad \text{pour} \quad S_0 < S_v. \end{aligned}$$

On trouve alors :

$$\frac{S' - S}{S'} = \frac{\frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{2}}{\frac{1}{\sqrt{3}}} = 0,134.$$

Pour le premier alnico cité, le troisième terme du développement fournit alors une correction de 5 o/o. La différence entre S et S' semble donc apporter une explication plausible aux écarts signalés. En outre, la formule 22 montre que la variation de $\sqrt{J_r}$ est d'autant plus linéaire que h est plus grand : c'est bien ce qu'atteste l'expérience.

K. Kronenberg a eu l'obligeance de nous communiquer certains résultats inédits sur des études de la variation de l'aimantation rémanente apparente après saturation. Avec une précision relative de 0,01 o/o, il a suivi l'évolution de la rémanente pendant près de 10 000 heures soit plus d'un an, sur des échantillons d'œrsite et de tormalite sans noter d'écart par rapport à la loi de variation logarithmique.

D'après ce que nous avons énoncé au début de ce paragraphe, tous ces résultats confirment que le spectre des constantes de temps relatives au trainage irréversible est très étalé. La poursuite des expériences pendant plus d'un an n'apporterait pas beaucoup de renseignements supplémentaires. Il paraît plus intéressant de rechercher les limites de validité de la loi logarithmique vers les temps courts. Mais on se heurte alors à des difficultés, telles que la présence des courants induits par exemple. Dans le chapitre sur l'étude du trainage dans les champs variables, nous parlerons des moyens utilisables pour la recherche des limites du trainage vers les temps courts.

14. Variation de S_0 en fonction de la température. — Pour préciser le caractère du trainage de fluctuation, il est utile de reprendre, à différentes températures, les expériences faites à la température ambiante. Nous avons surtout recherché comment évoluait le trainage à des températures inférieures à la température ordinaire. Les déterminations de S_0 ont été faites à partir des mesures de la variation de l'aimantation rémanente en fonction de $\log t'$ à température constante. L'état initial a toujours été défini par une désaimantation à la température de mesure.

Les installations du laboratoire nous ont permis de faire des mesures entre la température ambiante et celle de l'hydrogène liquide grâce au liquéfacteur d'hydrogène construit par A. Lacaze (35) sous la direction de M. le Professeur L. Weil. Pour déterminer le champ réel d'aimantation à chaque température, il faut calculer le champ démagnétisant et, pour cela, connaître les coefficients a_0 et b des lois

de Rayleigh. Nous avons vérifié pour l'alnico, qu'entre la température de l'azote liquide et la température ambiante, ces coefficients varient peu et que par suite les variations du champ réel d'aimantation pour un même champ appliqué sont négligeables entre ces deux températures.

Sur la figure 16 nous avons porté S_v en ordonnée et la température absolue T en abscisse, valeurs obtenues avec un échantillon d'alnico. La courbe tracée représente les variations de la fonction : $S_v = K.T^{3/4}$, K étant déterminé par la valeur de S_v déduite des expériences à 290° K. Les points expérimentaux se placent assez correctement sur cette courbe.

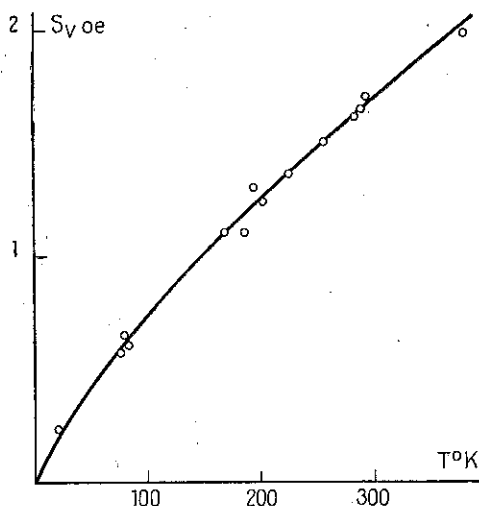


Fig. 16. — Constante de traînage en fonction de la température.

La théorie proposée par L. Néel établit que S_v doit être proportionnel à la racine carrée de la température absolue, si l'on suppose que les volumes v des discontinuités Barkhausen restent constants (cf. paragraphe 3). Or ces volumes varient certainement en fonction de la température, mais on ne possède aucune donnée sur la variation de v en fonction de T pour les substances du genre alnico. Il est probable que ces volumes décroissent quand la température augmente. Puisque S_v est proportionnel à $v^{-1/2}$, il semble plausible que la loi en $T^{3/4}$ soit une conséquence de la variation de ces volumes.

D'autres auteurs ont étudié le traînage irréversible en fonction de la température. Mais leurs mesures ont été effectuées au voisinage du point coercitif. Les expériences de P. Courvoisier (15) aux tempéra-

tures 193° K, 288° K, 368° K, montrent que pour un acier S_e varie proportionnellement à T. Pour un alnico R. Street et J. C. Woolley trouvent que le produit de S_e par la susceptibilité différentielle irréversible varie aussi proportionnellement à T entre 90° K et 500° K environ. Récemment (39) ils ont déterminé les valeurs de S_e en fonction de T, mais il ne semble pas que les points expérimentaux qu'ils ont obtenus aux basses températures soient plus en accord avec une loi en $K.T$ qu'avec une loi en $KT^{3/4}$.

La question n'est donc pas définitivement éclaircie. Nous y reviendrons dans le chapitre sur le traînage dans les champs variables.

DEUXIÈME PARTIE

LE TRAINAGE MAGNÉTIQUE EN DEHORS DU DOMAINE DE RAYLEIGH

15. But de ce chapitre. — Au cours du chapitre précédent, nous avons établi que dans le domaine de Rayleigh les résultats expérimentaux se résumaient en formules simples et étaient en accord avec l'hypothèse fondamentale d'un champ fictif de traînage. Dans le présent chapitre nous étendons notre étude en dehors du domaine de Rayleigh.

La théorie du champ fluctuant montre qu'au voisinage du point coercitif le traînage prend une grande importance relative. En effet, l'aimantation totale est voisine de zéro et, simultanément, la susceptibilité différentielle irréversible passe par un maximum. C'est la raison pour laquelle, si le traînage irréversible n'a pas été décrit jusqu'ici dans les champs faibles, il a cependant été observé par plusieurs auteurs au voisinage du champ coercitif. Si la généralité du phénomène leur a échappé, c'est sans doute en raison de la sensibilité insuffisante de l'appareillage utilisé.

Parmi les travaux les plus importants, on peut citer ceux de P. Courvoisier (15) et ceux de R. Street et J. C. Woolley (18, 19). P. Courvoisier a observé et analysé le traînage d'un acier au voisinage du point coercitif. Il en attribue l'origine à l'agitation thermique qui permet aux parois de franchir des barrières de potentiel, infranchissables en son absence sous la seule influence du champ magnétisant. On retrouve des idées voisines dans l'étude de R. Street et J. C. Woolley poursuivie sur un alnico, au voisinage du point coercitif.

Bon nombre de résultats de ces auteurs et ceux que nous présentons dans ce chapitre s'inscrivent dans la théorie du traînage de fluctuation de L. Néel (17).

variable, dont la partie variable pendant la durée du trainage est égale à $-N \cdot \Delta J'$.

Pour calculer le champ fictif total agissant sur la partie du système dont l'aimantation varie d'une manière irréversible, il faut alors appliquer la formule 25 du mémoire de L. Néel (17) sous la forme :

$$h' = S_v(Q + \log \int_0^t e^{h/S_v} dt) \quad (26)$$

qui, lorsque h est constant donne :

$$h' = h + S_v(Q + \log t).$$

Ici il faut remplacer h dans (26) par $h - N \cdot \Delta J'$:

$$h' = S_v \left\{ Q + \log \int_0^t \exp. \left[\frac{h}{S_v} - \lambda \cdot N \cdot c(Q + \log t) \right] dt \right\}.$$

On intègre en posant $u = \log t$ et en admettant que $1 - \lambda \cdot N \cdot c$ est positif comme cela sera vérifié plus loin, on trouve :

$$h' = h + S_v[(Q + \log t)(1 - \lambda \cdot N \cdot c) - \log(1 - \lambda \cdot N \cdot c)].$$

La variation d'aimantation due au trainage est donc :

$$c \cdot S_v[(Q + \log t)(1 - \lambda \cdot N \cdot c) - \log(1 - \lambda \cdot N \cdot c)].$$

Elle doit être identiquement égale à $\Delta J''$ ce qui donne finalement, compte tenu de (25) :

$$\lambda = \frac{1}{1 + (a+c)N} \left[1 - \frac{\log(1 - \lambda \cdot N \cdot c)}{Q + \log t} \right]. \quad (27)$$

En première approximation nous pouvons remplacer dans le logarithme λ par sa valeur approchée : $\frac{1}{1 + (a+c)N}$ et négliger $\log t$ devant Q . (27) devient ainsi :

$$\lambda = \frac{1}{1 + (a+c)N} \left[1 - \frac{1}{Q} \log \frac{1 + a \cdot N}{1 + (a+c)N} \right]. \quad (28)$$

Quand a est grand vis-à-vis de c on obtient simplement :

$$\lambda = \frac{1}{1 + (a+c)N}. \quad (29)$$

De toutes façons, comme Q est assez grand (Q est de l'ordre de 50), le terme $\frac{1}{Q} \log \frac{1 + a \cdot N}{1 + (a+c)N}$ doit toujours être négligeable devant l'unité, de sorte que λ est toujours donné par (29).

D'après (24) la variation d'aimantation due au trainage est donc :

$$\Delta J' = \frac{c \cdot S_v(Q + \log t)}{1 + (a+c)N}. \quad (30)$$

Le point représentatif de l'état magnétique d'un échantillon, dont le coefficient de champ démagnétisant N n'est pas nul, initialement en A (fig. 17), ne se déplace plus suivant une droite parallèle à l'axe des coordonnées mais suivant une droite AD de pente N . A l'instant t il est en B' et l'on a d'après (30) :

$$J_A - J_{B'} = \Delta J' = \frac{1}{1 + (a + c)N} (J_A - J_B). \quad (31)$$

En admettant qu'aux trois points voisins A, B, B', la susceptibilité différentielle totale $(a + c)$ est la même, cette relation traduit que B' est sur la courbe 2. Au bout du temps t les points représentatifs (J, H) sont donc sur une même courbe 2 quel que soit N.

Pour des échantillons d'une même substance mais de formes diverses, initialement dans le même état, la variation d'aimantation due au traînage sera d'autant plus faible que le coefficient de champ démagnétisant sera plus grand.

L'équation 30 peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{\Delta J_{1,2}} = \frac{1}{c \operatorname{Su.} \log \frac{t_1}{t_2}} [1 + (a + c)N]. \quad (32)$$

$\Delta J_{1,2}$ désigne la variation d'aimantation entre deux instants t_1 et t_2 . R. Street et J. C. Woolley (39) ont trouvé que, dans la limite des erreurs expérimentales, l'inverse de $\Delta J_{1,2}$ est une fonction linéaire de N pour différents échantillons du même alnico, dont les coefficients de champ démagnétisant sont compris entre 0,196 et 1,07, ce qui est en accord avec la formule 32. Leur théorie mettant en jeu des énergies d'activation les a d'ailleurs conduits à une formule analogue.

17. Détermination de S, en différents points du domaine d'hystérésis.

— Des processus différents peuvent conduire une substance à prendre une même aimantation donnée J dans un champ donné H . Si à chaque histoire magnétique correspond, comme l'a montré R. Gans (32), à peu près la même valeur de la susceptibilité différentielle réversible, par contre la susceptibilité irréversible varie beaucoup en fonction du processus suivi. Nous avons utilisé cette propriété pour préciser les liens entre les variations d'aimantation dues au traînage et la susceptibilité irréversible et pour établir l'indépendance du traînage et de la susceptibilité réversible.

Les susceptibilités différentielles ont été définies dans le paragraphe 3, mais dans la détermination expérimentale de ces susceptibilités, il faut tenir compte des effets perturbateurs du traînage.

Reprenons les courbes 1 et 2 de la figure 17. La susceptibilité totale en A est la pente de la courbe 1 en A, et aussi, en première approximation, la pente de la courbe 2 en B. En partant d'un état initial bien défini et en suivant un parcours déterminé, on arrive en A dans le

champ H à l'instant zéro ; on mesure l'aimantation en B à l'instant t . En partant du même état initial, on suit le même parcours et on le prolonge de manière à atteindre C sur la courbe 1 dans le champ $H + \Delta H$ à l'instant zéro ; après une même durée t que précédemment, on mesure l'aimantation en E . La susceptibilité différentielle totale est donnée par :

$$a + c = \frac{J_B - J_E}{\Delta H}.$$

L'expérience montre que $(a + c)$ est indépendant du terme ΔH , si celui-ci est faible.

Pour calculer c , il suffit de connaître a .

Revenons en B par le processus décrit précédemment. Au bout d'un temps t , choisi assez grand pour que les phénomènes dûs au trainage soient devenus négligeables, nous diminuons le champ de ΔH et nous mesurons l'aimantation, figurée en F , au temps t' ($t' - t$ très faible par rapport à t). Dans ces conditions on a :

$$a = \frac{J_F - J_B}{\Delta H}.$$

Dans le paragraphe 8 nous avons étudié le trainage d'aimantations rémanentes faibles, obtenues par application puis suppression d'un champ magnétisant h , petit par rapport au champ coercitif (fig. 18, parcours OAB). La même aimantation rémanente peut résulter d'un processus différent : parcours OA'B'C'D'B. Tandis qu'après le parcours OAB on observe une diminution de l'aimantation rémanente en fonction du temps, après le parcours OA'B'C'D'B on observe une augmentation. Ce résultat est conforme à la théorie, selon laquelle la variation d'aimantation due au trainage doit se produire dans le même sens que celle produite par la dernière modification du champ avant l'observation du trainage.

Nous avons comparé, sur un même alnico, des expériences du type OAB et des expériences du type OA'B'C'D'B.

Parcours OAB : quand h varie de 20 œ à 100 œ, c varie de 0,004 à 0,02 tandis que S_r reste constant et égal à 1,65 œ.

Parcours OA'B'C'D'B : les résultats sont consignés dans le tableau ci-après :

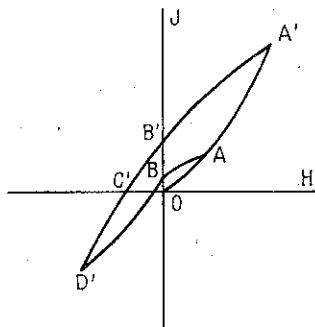


Fig. 18. — Différents processus d'acquisition d'une même aimantation rémanente.

c	0,055	0,10	0,13	0,19
S_p	1,70	1,80	2,05	2,20

Nous avons fait ensuite des mesures pour des aimantations faibles dans des champs non nuls (voisinage de C' sur le parcours $OA'C'$). Voici les résultats concernant un échantillon de magnétite :

H	0	121,6	161,4	202,6
c	0,012	0,25	0,31	0,38
S_p	4,40	4,20	4,10	4,45

Pour l'alnico déjà cité, nous avons marqué sur la figure 19 les valeurs de S_p aux différents points du plan (J, H) où nous avons mesuré le traînage.

Sur des échantillons d'œrstite, obligeamment prêtés par K. Kronenberg, nous avons pu comparer les valeurs de S_p correspondant à des aimantations très différentes. Comme nous l'avons déjà signalé (paragraphe 13) cet auteur a trouvé que l'aimantation rémanente apparente après saturation diminuait proportionnellement à $\log t'$ (61). De ses résultats, après avoir mesuré c ,

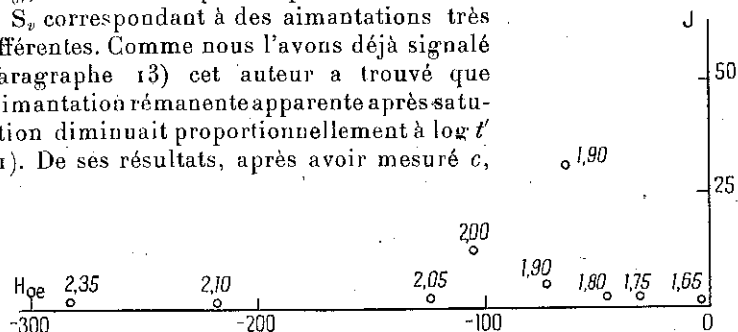


Fig. 19. — Constante de traînage en différents points du domaine d'hystérésis.

nous avons déduit S_p . Sur les mêmes échantillons nous avons aussi déterminé S_p dans le domaine de Rayleigh, pour des aimantations mille fois plus faibles et des valeurs de c de vingt à quarante fois plus faibles. Les variations corrélatives de S_p étaient seulement de 20 o/o à 30 o/o.

De récents travaux de R. Street et J. C. Woolley (39) sont, depuis peu, venus appuyer les nôtres. Sur un échantillon d'alnico, ils ont fait des mesures de S_v en différents points du cycle d'hystérésis limite, dans des champs allant de 100 œ à 400 œ environ, c variant de 2,5 à 10 environ. Ils ont trouvé pour S_v des valeurs sensiblement indépendantes du point de la mesure, comprises entre 1,65 et 1,86 œ.

De tous ces résultats il ressort que, pour une substance donnée, magnétiquement dure, S_v reste sensiblement constant quelles que soient les variations de champ, d'aimantation et de susceptibilité différentielle irréversible. La simplicité de ces résultats corrobore l'hypothèse fondamentale de l'existence d'un champ magnétique interne fluctuant s'ajoutant au champ appliqué.

Selon la théorie S_v doit être inversement proportionnel à la racine carrée du volume des discontinuités de Barkhausen. Les résultats obtenus semblent montrer que, pour les substances magnétiquement dures, le volume de ces discontinuités varie peu dans tout le domaine d'hystérésis. Pour des substances magnétiquement plus douces, on peut s'attendre à des variations plus grandes des volumes v et par suite à des variations plus grandes de S_v .

18. Généralité du traînage de fluctuation. — Le fait que S_v , sans rester rigoureusement constant, garde pour une même substance sensiblement la même valeur dans tout le domaine d'hystérésis justifie l'intérêt de la détermination de cette grandeur. Elle permet de caractériser le traînage et de fixer l'ordre de grandeur du phénomène.

Si, comme le laisse supposer l'accord entre la théorie et les résultats expérimentaux, l'agitation thermique est à l'origine du traînage irréversible, on doit l'observer dans toutes les substances ferromagnétiques. Les lois en étant bien précisées, nous avons essayé de les vérifier sur des substances très diverses : sur les substances magnétiquement dures au magnétomètre ou à l'appareil d'induction ; sur les substances douces, étudiées sous la forme de tores pour éviter les effets d'un trop grand champ démagnétisant, par le procédé indirect décrit au paragraphe 12.

Sur tous les échantillons éprouvés, nous avons observé du traînage magnétique et pu déterminer une valeur de S_v . Le traînage de fluctuation paraît donc bien être général, et c'est là un de ses caractères fondamentaux qui le différencie notamment du traînage de diffusion. Sur la figure 20 nous avons porté les valeurs de S_v que nous avons déterminées pour différentes substances en fonction du champ coercitif. Nous avons également indiqué des valeurs tirées des mesures de P. Courvoisier sur un acier dur, de L. Lliboutry sur des aciers et de R. Street et J. C. Woolley sur un alnico. S_v est à peu près proportionnel au champ coercitif, mais ce n'est là qu'une approximation assez grossière.

Dans sa théorie L. Néel a établi que les valeurs de S_v pouvaient s'échelonner en première approximation, à la température ordinaire, entre 0,002 œ pour les substances douces et 2 œ pour les substances du genre alnico. C'est bien l'ordre de grandeur fourni par l'expérience. R. Street, J. C. Woolley et P. B. Smith (38) ont fait subir à un alnico différents traitements thermiques et ont étudié leur influence sur le trainage. Ils ont représenté, en fonction du champ coercitif, le produit de S_v par la susceptibilité irréversible au point coercitif. Ne pouvant déduire S_v de leurs résultats, il ne nous est pas possible de tirer de conclusion de leur étude quant aux facteurs qui influent sur S_v .

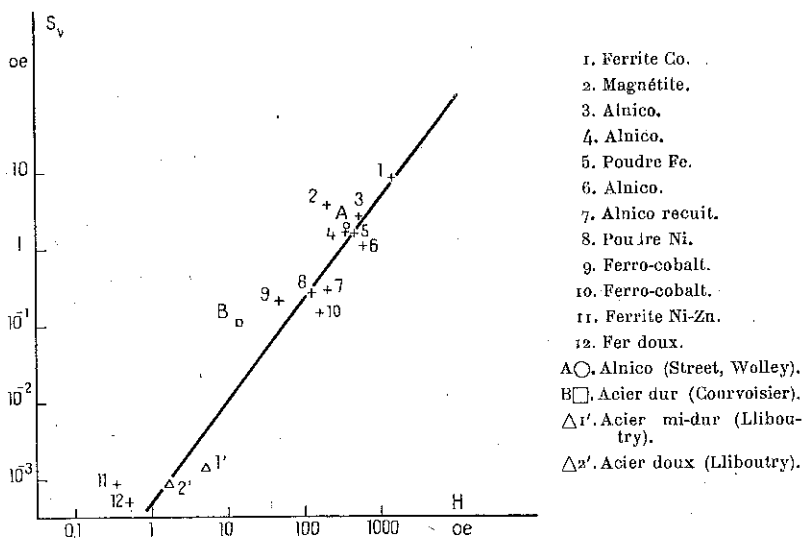


Fig. 20. — Constantes de trainage pour différents échantillons.

TROISIÈME PARTIE

EFFET DES RECUITS, DES CHAMPS ALTERNATIFS ET DES COMPRESSIONS SUR L'AIMANTATION RÉMANENTE

19. Effet des recuits sur l'aimantation rémanente. — Depuis longtemps le procédé de stabilisation des aimants permanents par un léger recuit est utilisé empiriquement. Nous avons recherché comment

ces recuits agissent sur l'aimantation rémanente. Un échantillon ayant acquis une aimantation rémanente J_r , à la suite de l'application d'un champ H , faible vis-à-vis du champ coercitif, nous avons étudié l'influence d'un recuit à une température T , suivi éventuellement d'un retour à la température T_0 ($T > T_0$). Nous avons obtenu, en opérant des recuits à des températures croissantes $T_1, T_2, \dots$ etc., une diminution de la racine carrée $\sqrt{J_r}$ de l'aimantation rémanente proportionnelle à $T - T_0$. Les mesures pour différents champs magnétisants H montrent que la constante de proportionnalité est indépendante de H , si bien que l'on obtient des droites parallèles en représentant $\sqrt{J_r}$ en fonction de $T - T_0$, comme en témoigne la figure 21 concernant un alnico. L'observation du phénomène au magnétomètre permet de suivre l'évolution de l'aimantation rémanente; on constate que la variation d'aimantation se produit pendant l'échauffement de T_0 à T et pendant le séjour à T ; pendant le refroidissement de T à T_0 l'aimantation ne change plus. De même elle n'est pas modifiée par un recuit ultérieur à une température comprise entre T_0 et T .

Après un recuit à la température T , la substance ne présente plus de traînage à la température T_0 : J_r ne dépend plus du temps pourvu que $\Delta T = T - T_0$ ait atteint au moins 20 à 30 degrés. Les écarts entre

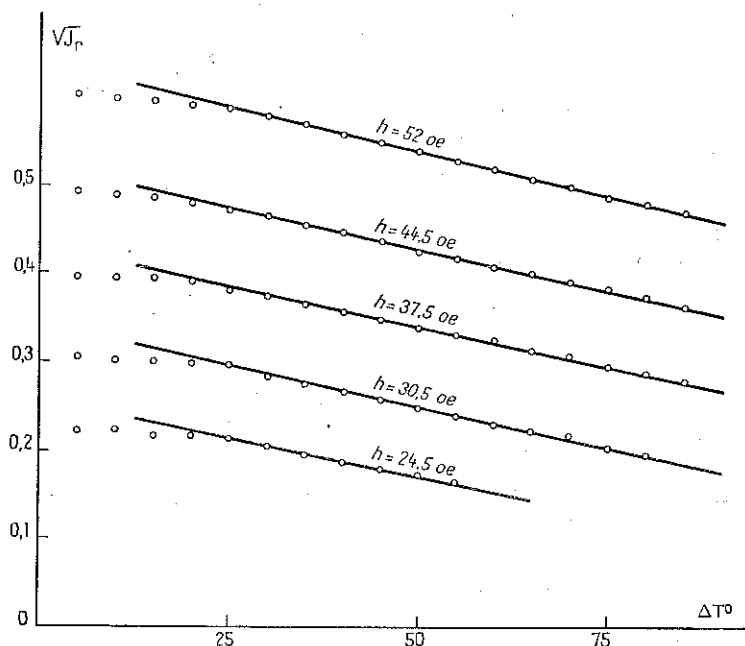


Fig. 21. — Effet des recuits sur l'aimantation rémanente.

les points expérimentaux et les droites visibles sur la figure 21, proviennent sans doute de ce que le traînage magnétique a effacé dans le temps la fraction de l'aimantation rémanente qui aurait dû disparaître à la suite d'une faible élévation de température.

Ces phénomènes peuvent s'expliquer grâce à la théorie du traînage de fluctuation. L'élévation de température est équivalente à une augmentation du champ fluctuant de traînage et l'effet qu'elle entraîne peut se traduire dans le domaine de Rayleigh par une formule analogue à celle qui donne la variation de la rémanente en fonction du temps. Si H est le champ appliqué pendant une durée t à la température T_0 , t' la durée du chauffage à une température $T > T_0$ dans un champ nul, et J_r l'aimantation mesurée à la température T_0 au bout d'une durée t'' après le retour à T_0 , on a :

$$J_r = \frac{b}{2} [H + H_i(t, T_0) - H_i(t', T)]^2 \quad (33)$$

aussi longtemps que $H_i(t'', T_0)$ reste inférieur à $H_i(t', T)$.

En développant (33), compte tenu des équations 2, 3 et 4 :

$$\frac{\partial \sqrt{J_r}}{\partial T} = \sqrt{\frac{b}{2}} \frac{S_r}{T_0} (Q' + \frac{1}{2} \log t') \quad (34)$$

Cette formule est en accord avec les caractéristiques du phénomène que nous avons données. L'étude, sur un même échantillon, de la diminution de la rémanence par traînage et par élévation de température permet de déterminer expérimentalement Q' . Les résultats portés sur la figure 21 indiquent que Q' ne dépend pas de H . Nous avons trouvé aussi, pour le même corps, aux températures $T_0 = 293^\circ \text{ K}$ et $T_0 = 191^\circ \text{ K}$ la même valeur de Q' tandis que S_r variait d'environ 25 o/o.

Dans sa théorie L. Néel a établi que Q' devait varier relativement peu d'une substance à l'autre et que la valeur de cette constante devait être voisine de 20. Les mesures sur des substances variées ont montré qu'il est possible de les classer en deux catégories :

— une catégorie A qui comprend les substances magnétiquement dures : alnico, poudre de fer comprimée... etc, et pour lesquelles les valeurs de Q' sont comprises entre 23 et 30, soit l'ordre de grandeur prévu par la théorie;

— une catégorie B groupe les corps à champ coercitif plus petit; les valeurs de Q' sont beaucoup plus grandes : 57 pour un alnico recuit de $H_c = 200 \text{ œ}$ et 120 pour un fer-cobalt de $H_c = 155 \text{ œ}$. Corrélativement la théorie prévoit qu'une substance ayant été aimantée à la température T_0 , une diminution de température ne doit produire aucune variation de l'aimantation rémanente J_r . L'expérience montre que, pour les substances de la catégorie A, l'effet d'un refroidissement est très faible ou même complètement négligeable. Mais pour les substances de la catégorie B, il se produit une diminution de J_r par

refroidissement. Il semble donc qu'un mécanisme parasite, étranger aux fluctuations thermiques, vienne diminuer l'aimantation rémanente quand on modifie la température aussi bien dans un sens que dans l'autre. Ceci expliquerait les valeurs anormalement grandes de Q' . Le mécanisme pourrait être envisagé comme une redistribution des domaines élémentaires.

D'après l'équivalence établie entre un recuit à la température T pendant une durée t' et le maintien à la température T_0 pendant une durée t , on pourrait s'attendre à ce que, après le retour à T_0 , à la suite de l'élévation de température $\Delta T = T - T_0$, le trainage ne se manifeste plus pendant une durée t'' telle que :

$$H_i(t'', T_0) = H_i(t', T).$$

L'expérience montre cependant que si ΔT a été assez faible, le trainage se manifeste toujours après retour à T_0 , mais avec une intensité plus faible. Ceci peut s'interpréter, comme précédemment, en supposant que l'élévation de température ΔT a provoqué une redistribution des domaines élémentaires, qui a soustrait certains d'entre eux à l'effet du trainage à la température T , alors que normalement ils auraient dû être affectés par lui. L'étude quantitative de ce phénomène est délicate ; lorsque le trainage devient faible il est difficile à mesurer et l'élévation de température ΔT ne se produit pas instantanément, ce qui entraîne une indétermination dans le calcul de t' .

Les résultats précédents ont été discutés par rapport à la formule 34 établie d'après la théorie en supposant que la variation de S_v en fonction de la température était proportionnelle à $T^{1/2}$. Mais dans le calcul de cette formule, nous n'avons pas tenu compte des variations éventuelles des volumes des discontinuités de Barkhausen en fonction de la température. Si nous admettons qu'en faisant intervenir ces variations de volume, S_v est proportionnelle à $T^{3/4}$ comme le suggèrent les résultats obtenus avec un alnico, le calcul conduit alors à l'expression :

$$\frac{2\sqrt{J_r}}{2T} = 1,5 \sqrt{\frac{b}{2} \frac{S_v}{T_0}} (Q' + \frac{1}{2} \log t'). \quad (35)$$

Pour cet alnico, la valeur de Q' calculée au moyen de (34) était voisine de 30 ; en appliquant (35), on obtient pour Q' une valeur voisine de 20, plus en accord avec la théorie.

Signalons un autre phénomène se rattachant aux études thermiques précédentes : le blocage du trainage à basse température. Une substance, aimantée pendant une durée t à la température T_0 dans le champ H , subit un trainage de la rémanence. Si on la refroidit rapidement à la température de l'air liquide et si on la maintient à cette température, le trainage ne se manifeste plus pendant tout le séjour à basse température. Après retour à la température T_0 , le trainage

réapparaît. Nous avons vérifié sur un alnico qu'à la suite d'un séjour de 24 heures à la température de l'air liquide, après retour à T_0 , le trainage réapparaît avec la même intensité qu'avant le refroidissement.

20. Effet d'un champ alternatif décroissant sur l'aimantation rémanente. — Un autre procédé permet de stabiliser l'aimantation rémanente acquise par un ferromagnétique : on applique à la substance un faible champ alternatif $h_0 \sin \omega t$, décroissant lentement depuis la valeur initiale h_0 jusqu'à zéro. Si l'amplitude maximum h_0 de ce champ est suffisante, l'aimantation rémanente devient indépendante de l'époque de l'observation. Le champ alternatif a joué le rôle du champ fluctuant de trainage. L'aimantation rémanente J_r qui subsiste après ce traitement se calcule, comme pour l'effet des recuits, d'après la formule 31 du mémoire de L. Néel (17) :

$$J_r'' = \frac{b}{2} [h + H_i(t, T_0) - h_0 - H_i(\tau, T_0)]^2 \quad (36)$$

τ est un temps de l'ordre de $1/\omega$.

L'équation 36 se développe sous la forme :

$$J_r = \frac{b}{2} \left(h - h_0 + S_0 \log \frac{t}{\tau} \right)^2 \quad (37)$$

Cette formule se prête bien à des vérifications expérimentales.

La variation du champ alternatif est commandée par la variation du niveau d'eau du rhéostat liquide décrit à propos des désaimantations.

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la formule 37.

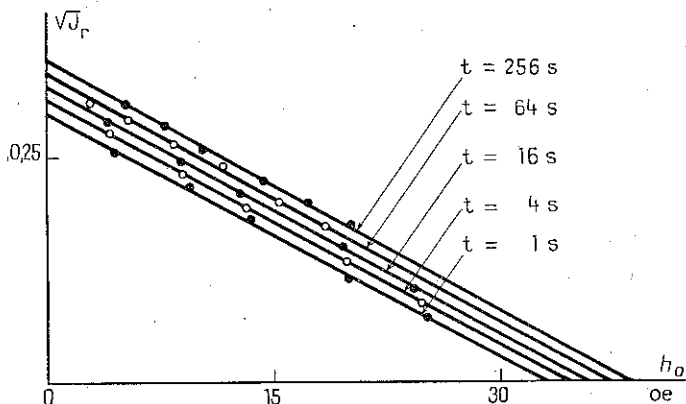


Fig. 22. — Effet des champs alternatifs sur l'aimantation rémanente.

Si l'on porte $\sqrt{J_r}$ en fonction de h_0 , les points sont correctement alignés. En faisant varier la valeur du paramètre t on obtient un réseau de droites parallèles (figure 22 pour une poudre de fer).

L'extrapolation de ces droites jusqu'à l'axe des abscisses fournit les valeurs H_0 du champ h_0 qu'il faut appliquer pour annuler l'aimantation rémanente. Les valeurs H_0 tirées de la figure 22 ont été portées

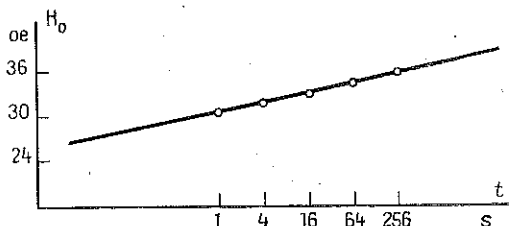


Fig. 23. — Champ alternatif nécessaire pour désaimanter en fonction de la durée d'aimantation.

sur la figure 23 en fonction de $\log t$. Les points sont sensiblement alignés : ceci est en accord avec la formule 37 d'où l'on tire :

$$H_0 = h + S \log \frac{t}{\tau} \quad (38)$$

La pente de la droite $H_0(\log t)$ permet de calculer S , et nous avons vérifié que la valeur trouvée par cette méthode était en accord avec celle déduite des mesures directes du trainage de la rémanente. La valeur de τ que donne l'extrapolation de la droite est voisine de $1/100$ s., ordre de grandeur satisfaisant car nous avons opéré avec un champ alternatif à 50 p/s.

21. Effet des compressions sur l'aimantation rémanente. — Dans un récent mémoire W. F. Brown (40) a proposé un modèle théorique pour interpréter les effets des tensions sur l'aimantation acquise par un ferromagnétique, dans le domaine de Rayleigh, le long de la courbe de première aimantation.

Partant des mêmes bases, nous avons étudié l'effet d'une compression sur l'aimantation rémanente et nous avons comparé les résultats expérimentaux à la théorie.

W. Brown analyse d'abord le comportement d'un monocristal de fer ayant une orientation arbitraire par rapport à la direction d'application du champ ou de la tension. En supposant toutes les orientations également probables, il en déduit, par un calcul de moyenne, les résultats pour un polycristal.

L'application d'un champ magnétique ou d'une tension provoque un déplacement de la paroi de séparation de deux domaines élémentaires de Weiss. Champ magnétique et tension agissent sur la paroi comme une pression hydrostatique fictive, qui, dans le cas d'un champ H et d'une tension T appliqués suivant la même direction, a pour valeur :

$$p = HJ_s \cos(J, H) + \frac{3}{2} T\lambda_s \cos^2(J, H) \quad (39)$$

J_s est l'aimantation à saturation, λ_s la magnétostriction à saturation d'un cristal, supposé cubique, aimanté suivant $[1,0,0]$. W. F. Brown divise les parois en trois classes :

— la classe A comprend les parois à 90° qui, sous l'effet d'une tension, se déplacent dans le même sens que sous l'action d'un champ positif ;

— la classe C, les parois à 90° dont le déplacement provoqué par un champ positif est de sens opposé à celui dû à une tension ;

— la classe B, les parois à 180° : une tension est sans action sur elles car les pressions équivalentes de part et d'autre de la paroi se compensent.

L. Néel (30) a démontré que, sous l'action d'un champ magnétique, le déplacement d'une paroi isolée obéit à un mécanisme conforme aux lois de Rayleigh.

En nous basant sur ces données, nous avons sur la figure 24, illustré le comportement des trois classes de parois, en assimilant une tension à un champ fictif.

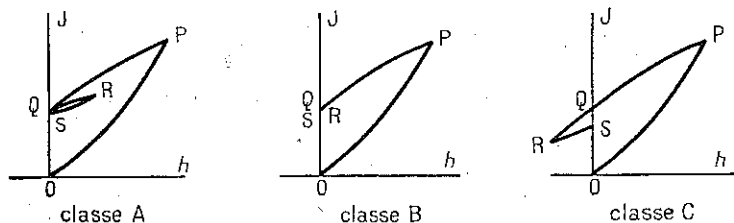


Fig. 24. — Effet des tensions sur l'aimantation rémanente pour les différents types de parois.

Le parcours OPQ représente la processus d'acquisition de l'aimantation rémanente par application puis suppression d'un champ magnétisant H ; le parcours QRS correspond à l'application (QR) et à la suppression (RS) d'une tension T . Seules les parois du type C interviennent dans le changement irréversible d'aimantation consécutif à l'application et à la suppression d'une tension. En supposant que les parois à 90° et à 180° contribuent également à l'aimantation et que

la surface totale des parois du type A est la même que celle des parois du type C, la variation d'aimantation rémanente prend la forme :

$$\Delta J_r = \frac{b}{4} H h_T \quad (40)$$

b est le coefficient de Rayleigh, h_T le champ fictif équivalent à la tension T .

Le calcul de Brown donne, pour une répartition isotrope des directions des axes des cristaux dans toute la substance :

$$h_T = 0,828 \cdot 10^8 \frac{\lambda_s}{J_s} T \quad (41)$$

lorsque T est exprimé en kg./mm^2 .

L'équation T peut encore s'écrire :

$$\Delta J_r = \gamma b H T \quad (42)$$

avec :

$$\gamma = 0,207 \cdot 10^8 \frac{\lambda_s}{J_s} \quad (43)$$

Dans son étude W. F. Brown n'a pas tenu compte des effets du trainage sur l'aimantation et nous les avons aussi négligés dans l'établissement des formules 40 et 42.

La théorie de L. Néel (17) permet la généralisation de ces formules en faisant intervenir le trainage de fluctuation.

Soit un échantillon ayant acquis une certaine aimantation rémanente à la suite de l'application d'un champ H pendant une durée t . Au bout d'un intervalle de temps t'_0 après la suppression de H , soumettons cet échantillon à l'action d'une tension T pendant une même durée t . Désignons par t' le temps écoulé depuis la suppression de H . Avant l'application de la tension ($t' < t'_0$), l'aimantation rémanente J_r est donnée par la formule 15, soit :

$$J_r = \frac{b}{2} (H + S_v \log t - S_v \log t')^2.$$

En assimilant la tension T à un champ fictif $+h_T$, 0, $-h_T$, suivant la classe A, B ou C des parois, on peut étendre le raisonnement que L. Néel a développé dans le paragraphe 6 de son mémoire au calcul de l'aimantation rémanente J_r qui subsiste après suppression de la tension ($t' > t'_0 + t$). Dans le cas où la tension est suffisamment intense pour que h_T soit nettement supérieur à $S_v \log t'$ pendant toute la durée de l'expérience (h_T en valeur absolue au moins égal à $7S_v$ ou $8S_v$), on trouve, en première approximation, la formule :

$$J_r = \frac{b}{4} (H + S_v \log t - S_v \log t')^2 + \frac{b}{4} (H - h_T)(H + S_v \log t - S_v \log t') \quad (44)$$

$$\underline{8S_v < h_T < H}.$$

La tension n'a pas effacé entièrement le traînage puisque J_r est encore fonction de t' : le premier facteur du second membre correspond aux parois B qui ne sont pas affectées par la tension, le second facteur aux parois A et C.

De la formule 44 et de l'expression de J_r on déduit en première approximation :

$$\frac{\partial J_r'}{\partial \log t'} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \frac{H - h_T}{H} \right) \frac{\partial J_r}{\partial \log t'} \quad (45)$$

expression valable seulement si $h_T > 8S_v$:

$\frac{\partial J_r}{\partial \log t'}$: pente de traînage avant la compression.

$\frac{\partial J_r'}{\partial \log t'}$: pente de traînage après la compression.

De la formule 44 on tire également :

$$\frac{\partial J_r'}{\partial h_T} = -\frac{b}{4} (H + S_v \log t - S_v \log t'). \quad (46)$$

Cette expression est bien équivalente à (40) en l'absence de traînage, c'est-à-dire quand $S_v = 0$.

Dans une première série d'expériences, nous avons opéré dans des conditions telles que le terme $S_v (\log t - \log t')$ soit négligeable devant H , en prenant H de l'ordre de 100 S_v et t' de l'ordre de 10 t .

Compte tenu de (41) et de (43) on peut alors écrire :

$$dJ_r' = -b\gamma H dT. \quad (47)$$

Pour éviter les effets du flambage, nous avons choisi des barreaux d'alnico courts (longueur : 24 mm.; section : 240 mm²); nous les avons comprimés, sans dépasser la limite élastique, à l'aide d'une presse hydraulique de l'Institut Polytechnique de Grenoble. Des mesures préliminaires ont montré que le champ magnétique dû à la presse était sans effet notable sur l'aimantation rémanente des alnicos étudiés. L'échantillon ayant acquis une certaine aimantation J_r sous l'action d'un champ H , nous avons examiné l'influence d'une compression P exercée parallèlement au champ. En appliquant des pressions croissantes $P_1, P_2, \dots$, etc., nous avons constaté une diminution de l'aimantation rémanente ΔJ_r sensiblement proportionnelle à P .

Sur la figure 25, sont représentées en fonction de P les valeurs de J_r/H obtenues avec un alnico recuit ($H_c = 200 \text{ oe}$; $S_v = 0,31 \text{ oe}$). Les points expérimentaux se situent à peu près sur des droites dont la pente est indépendante de H , sauf pour la plus faible valeur du champ d'aimantation. Ces résultats sont en accord avec la formule 47. Pour ce premier alnico, l'expérience donne $\gamma = 0,37$.

Pour un deuxième alnico, de $H_c = 540$ œ, nous avons trouvé $\gamma = 0,30$. Pour comparer ces valeurs à la valeur théorique tirée de la formule 43, il faut connaître λ_s . E. Nesbitt (41) a publié de nombreux résultats concernant la magnétostriction d'alnico's de propriétés voisines de ceux que nous venons de citer. A partir de ses données nous avons calculé γ .

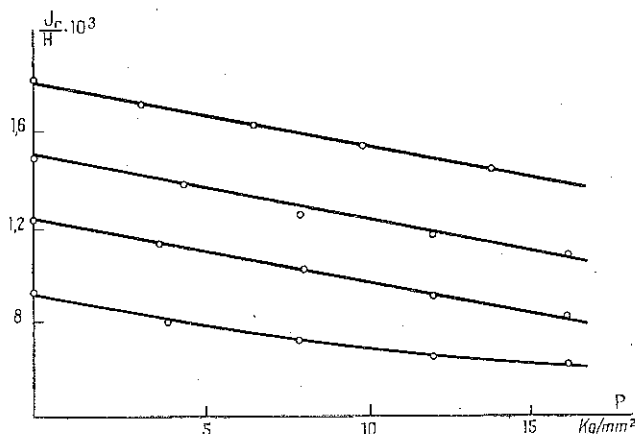


Fig. 25. — Diminution de l'aimantation rémanente sous l'influence des tensions.

Pour un alnico recuit de $H_c = 298$ œ, $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$, $J_s = 1100$, il vient : $\gamma = 0,47$.

Pour un alnico de $H_c = 450$ œ, $\lambda_s = 22,3 \cdot 10^{-6}$, $J_s = 1125$, il vient : $\gamma = 0,41$.

Les valeurs de γ ainsi déduites de la théorie ont le même ordre de grandeur que celles que nous avons déterminées expérimentalement.

Des valeurs que nous avons trouvées, on conclut qu'une pression de 1 kg./mm² est équivalente à un champ de :

1,48 œ pour le premier alnico.

1,20 œ pour le deuxième.

L'écart signalé entre la première courbe de la figure 25 et la formule théorique 47 peut être attribué à la valeur relativement grande du champ fictif équivalent aux tensions. Une pression de 15 kg./mm² équivaut en effet pour cet alnico à un champ de 22 œ, soit l'ordre de grandeur du champ magnétisant ($H = 26,2$ œ). On se trouve à la limite de validité de la formule 40.

Dans une nouvelle série d'expériences, l'échantillon a été comprimé au bout d'un intervalle de temps court après la suppression du champ

magnétisant. Nous avons aisément mesuré la variation résiduelle de l'aimantation rémanente en fonction du temps, ayant imposé au champ une valeur faible pour que la variation relative d'aimantation due au traînage soit grande.

Pour l'alnico de $H_c = 540$ œ et de $S_v = 1,70$ œ, aimanté dans un champ de 58 œ, nous avons trouvé, après application d'une pression de 12,5 kg./mm² la relation numérique :

$$\frac{\partial J_r'}{\partial \log t'} = 0,64 \frac{\partial J_r}{\partial \log t'}.$$

La formule théorique 45 donne :

$$\frac{\partial J_r'}{\partial \log t'} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \frac{58 - 12,5 \times 1,2}{58} \right) \frac{\partial J_r}{\log t'} = 0,69 \frac{\partial J_r}{\partial \log t'}.$$

L'accord est satisfaisant.

QUATRIÈME PARTIE

PERTES MAGNÉTIQUES DANS LES CHAMPS FAIBLES

22. Pertes dans un champ alternatif. — Deux effets associés résultent de l'application d'un champ alternatif à un matériau ferromagnétique : une perte d'énergie et un déphasage de l'induction par rapport au champ magnétique ou angle de perte.

En 1924, H. Jordan (20) a décelé l'existence de pertes résiduelles après déduction des pertes par hystérésis et par courants de Foucault. Il a remarqué que l'angle de perte qui leur correspondait était indépendant du champ et de la fréquence.

La nature des pertes résiduelles a fait l'objet d'un grand nombre d'investigations : H. Wittke (46), F. Preisach (14), W. B. Ellwood (45), V. E. Legg (44), R. Feldtkeller (48), etc. Dans les champs très faibles, G. Richter (5), J. L. Snøk (47), R. Becker (28), H. Wilde (9), ont exprimé l'angle de perte en fonction des caractéristiques du traînage quasi statique.

C'est seulement depuis les travaux de L. Néel (12, 17) que la diversité des résultats proposés s'explique par la coexistence de plusieurs espèces de traînage. Cet auteur a pu calculer les pertes associées au traînage réversible et au traînage irréversible, et conclure que les angles de perte qui leur correspondent obéissent à des lois différentes pour les deux catégories de traînage.

En ce qui concerne le traînage de fluctuations thermiques, L. Néel a évalué la puissance perdue par cycle et par centimètre cube ; dans un champ alternatif $h_0 \sin \omega t$:

$$W_t = \pi^2 b S_p h_0^2. \quad (48)$$

Elle est indépendante de la fréquence et liée à la constante caractéristique de traînage par une expression simple.

Le déphasage de l'aimantation par rapport au champ s'écrit :

$$\operatorname{tg} \delta_t = \frac{\pi b S_p}{a_0}. \quad (49)$$

a_0 et b sont les coefficients de Rayleigh.

Les pertes par traînage se superposent aux pertes par courants de Foucault et par hystérésis. On sait que ces dernières ont pour expression, dans le domaine de Rayleigh :

$$w_h = \frac{4}{3} b h^2. \quad (50)$$

Le déphasage correspondant de l'aimantation par rapport au champ est :

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{4}{3} \frac{b}{a_0} h. \quad (51)$$

Seules les pertes par courants de Foucault dépendent de la fréquence. $\operatorname{tg} \delta_h$ est fonction linéaire du champ ; $\operatorname{tg} \delta_t$ en est indépendant. Le principe de séparation des pertes par variation sélective des paramètres, préconisé par Jordan, est donc applicable lorsqu'il y a traînage de fluctuation.

Aux basses inductions, les pertes sont, en général déterminées par la mesure de résistances de pertes avec des ponts alimentés en courant alternatif. Mais les méthodes mises en œuvre sont assez délicates et mal adaptées aux substances magnétiquement dures, les plus indiquées pour l'étude du traînage irréversible. Ce chapitre est consacré à l'étude d'une méthode de mesure des pertes, plus appropriée à l'évaluation de la puissance perdue par traînage de fluctuation.

Nous avons d'abord établi que, théoriquement, dans le domaine de Rayleigh, il existe un rapport simple entre les pertes dans un champ tournant et les pertes dans un champ alternatif, tant pour celles qui sont liées au traînage que pour celles dues à l'hystérésis. La réalisation d'un dispositif expérimental sensible et d'une grande souplesse d'utilisation nous a permis de vérifier la relation existant entre les pertes résiduelles dans les champs tournants et le traînage des expériences quasi statiques.

Certaines lois de ce traînage ont été ainsi précisées.

En conclusion, les pertes dans les champs tournants sont, d'après (48) et (50), données par :

$$W'_h = \pi b h^3 \quad (52)$$

$$W'_l = 2\pi^2 b S_p h^2. \quad (53)$$

24. Principe de la mesure des pertes dans un champ tournant. — Les pertes se traduisent dans un champ tournant, comme dans un champ alternatif, par un retard de phase ε de l'aimantation par rapport au champ magnétique ; par suite, l'appareil producteur du champ tournant h exerce sur un centimètre cube de substance un couple :

$$C = Jh \sin \varepsilon.$$

En désignant par φ l'angle de rotation du champ, l'énergie dépensée par cycle est :

$$E = \int_0^{2\pi} C d\varphi = 2\pi Jh \sin \varepsilon.$$

Si l'on opère dans des conditions telles que les pertes par courants induits soient négligeables, on a :

$$2\pi Jh \sin \varepsilon = W'_h + W'_l.$$

Dans un champ h très faible, pour une substance magnétiquement dure, J est pratiquement égal à $a_0 h$ (§ 12). Les angles ε étant très petits, on confond $\sin \varepsilon$, ε et $\operatorname{tg} \varepsilon$. On peut écrire, en première approximation :

$$2\pi a_0 h^2 \operatorname{tg} \varepsilon = W'_h + W'_l.$$

Cette équation permet d'évaluer d'après (52) et (53), les angles de perte associés au traînage et à l'hystérésis :

$$\operatorname{tg} \varepsilon_h = \frac{b}{2a_0} h \quad \operatorname{tg} \varepsilon_l = \frac{\pi b S_p}{a_0}.$$

On retrouve pour le traînage le même angle de perte que dans un champ alternatif.

L'angle de perte par traînage est, sous une autre forme, égal à :

$$\operatorname{tg} \varepsilon_l = \frac{\pi b H_c}{a_0} \cdot \frac{S_p}{H_c}.$$

D'après L. Néel, $\frac{bH_c}{a_0}$ varie peu d'une substance à une autre. Nous avons montré, d'autre part (fig. 20), qu'en première approximation, S_p est proportionnel à H_c . Il en résulte que, pour toutes les substances ferromagnétiques, les angles de perte seront du même ordre de grandeur.

Pour mesurer les pertes, nous avons équilibré le couple dû au champ tournant par le couple de torsion d'un fil.

Si Γ est la constante de torsion de ce fil, l'équilibre est atteint lorsque l'échantillon a tourné d'un angle θ tel que :

$$\Gamma\theta = \nu h^2 \left(\pi b S_v + \frac{b}{2} h \right) \quad (54)$$

ν : volume de l'échantillon.

Lorsque Γ est connu, la mesure de θ fournit les éléments nécessaires au calcul des pertes.

25. Dispositif expérimental. — L'équipage mobile portant l'échantillon est suspendu à un fil de torsion en tungstène. Il comporte, de haut en bas successivement :

- un cadre en laiton portant des palettes pour réaliser un amortissement dans l'huile;
- une tige de verre sur laquelle est fixé un miroir pour le repérage optique des rotations de l'équipage;
- un porte-échantillon en plexiglas.

La partie de l'équipage soumise au champ tournant est en verre et en plexiglas pour éviter les courants de Foucault. L'équipage est enfermé dans un tube en pyrex portant une fenêtre plane à la hauteur du miroir.

Nous avons représenté sur la figure 27 la partie supérieure du système. La possibilité de faire le vide par le tube A et d'introduire par le tube B un gaz quelconque, air, hydrogène ou hélium, a été prévue pour les mesures à basse température. La couronne C en acier, collée à la picéine sur le tube de verre, le chapeau D et le joint toroidal E assurent au tube une fermeture étanche.

Les champs tournant à faible période sont engendrés par la rotation de deux bobines de Helmholtz entraînées par un moteur à réducteur de vitesse. Pour créer des champs tournant à des fréquences égales ou supérieures à 50 p/s., nous avons construit trois couples de deux bobines, décalées de $2\pi/3$ et alimentées en courant triphasé. Un alternateur entraîné par un moteur shunt nous a permis de produire des champs tournant à toutes les fréquences intermédiaires entre 250 p/s. et 800 p/s. Le réglage de l'intensité est commandé par l'excitation de l'alternateur.

Pour étudier les pertes à basse température, un vase Dewar a été spécialement construit pour être introduit entre les bobines de champ (fig. 28). La forme sphérique de

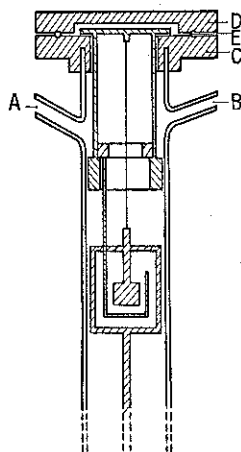


Fig. 27. — Suspension de l'équipage mobile pour les mesures dans les champs tournants.

la partie supérieure augmente la capacité du vase. Les gaz vaporisés au cours des essais, en particulier l'hélium, sont récupérés et renvoyés aux installations du Laboratoire des Basses Températures dirigé par M. le Professeur Weil. Dans ce but, un soufflet en tombac et un joint de caoutchouc constituent une liaison étanche et souple entre le tube de verre et le chapeau de maillechort coiffant le vase Dewar.

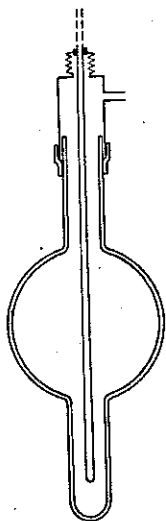


Fig. 28. — Dispositif pour les mesures à basses températures.

La constante de torsion de chaque fil de suspension a été déterminée par la méthode classique : lecture de la période d'oscillation du système sans surcharge, puis avec une surcharge de moment d'inertie connu. Avec un fil de tungstène de $30\ \mu$, on obtient pour la longueur de fil utilisé (19 cm.), une constante de torsion de l'ordre de 0,800 erg/rd. Une énergie dissipée de 0,5 erg par cycle se manifeste, sur l'échelle graduée située à 1 m. du miroir, par une déviation du spot de 20 cm.

Pour un alnico de caractéristiques suivantes :

$$v = 0,455\ \text{cm}^3 \quad b = 2,9 \cdot 10^{-4} \quad S_r = 2,4\ \text{oe}$$

l'énergie de 0,5 erg est celle perdue par l'échantillon pour un cycle de rotation d'un champ tournant de 7,5 oe. Pour cette valeur du champ, le calcul indique que les pertes par trainage sont sensiblement doubles des pertes par hystérésis. Avec un fil de $15\ \mu$, la sensibilité est environ 16 fois plus grande.

Il est donc possible de soumettre à l'étude un domaine où les pertes par hystérésis deviennent faibles par rapport aux pertes par trainage.

Le dispositif que nous avons mis au point nous a ainsi conduit à explorer, dans les champs faibles, un domaine que nous n'aurions pu envisager d'atteindre par les procédés quasi statiques que nous avons décrits.

26. Résultats expérimentaux. — Travaux antérieurs. — Depuis les premiers travaux de Baily (51) sur l'hystérésis tournante, plusieurs auteurs ont mesuré les pertes dans des champs tournants, mais, en général, ils ont opéré dans des champs magnétiques intenses, et leurs résultats ne peuvent être interprétés en partant des équations de Rayleigh (51 à 60).

Cependant, Brailsford (56, 57) a suivi l'évolution du rapport $\frac{W'_h}{W_h}$ en fonction de l'induction, depuis l'aimantation à saturation jusqu'à 1/10 de sa valeur environ : ce rapport croît quand l'induction décroît. Pour les valeurs de l'induction les plus faibles, la valeur trouvée est en moyenne un peu supérieure à 2 ; elle se rapproche de la valeur théorique 2,36 que nous avons calculée pour le domaine de Rayleigh.

Séparation des pertes dans les champs tournants. — Les principes et dispositifs expérimentaux que nous avons décrits ont, tout d'abord, été appliqués à la détermination des pertes dans les champs tournants. Pour être à l'abri des effets dûs aux courants induits nous avons opéré dans des champs tournant à faible période : 1,5 p/s. à 2p/s. Dans ces conditions, pour les échantillons choisis, les pertes par courants induits ne dépassent pas 2 à 3 o/o des pertes totales. L'équation 54 donne la relation entre les pertes magnétiques totales et les pertes par hystérésis et par trainage, sous la forme :

$$W' = W'_h + W'_t = 2\pi f \Phi = \nu h^2 (2\pi^2 b S_p + \pi b h) \quad (55)$$

Nous avons tracé la courbe de variation des pertes totales pour des valeurs croissantes du champ (fig. 29). Les courbes illustrent trois séries de mesures effectuées aux températures : 293° K, 77° K, 20° K. La figure 30 représente les valeurs correspondantes du rapport W'/h^2 en fonction du champ. Les points sont correctement alignés, ce qui

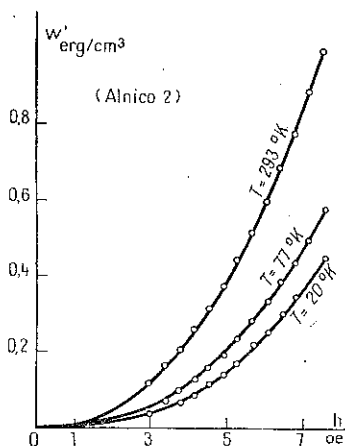


Fig. 29. — Pertes magnétiques dans les champs tournants.

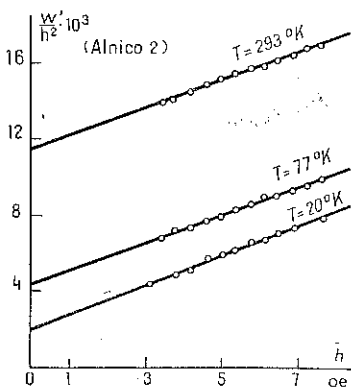


Fig. 30. — Séparation des pertes par hystérésis et des pertes par trainage.

confirme les prévisions théoriques contenues dans la formule 55. L'extrapolation des droites pour $h=0$ fournit la valeur des pertes dues au traînage; de leur pente, on déduit les pertes par hystérésis.

Rapport des pertes dans les champs alternatifs et dans les champs tournants. — L'expression des pertes dans des champs alternatifs (formules 48 et 50) fait appel aux valeurs des constantes caractéristiques de l'échantillon. Nous avons tiré a_0 , b , S_r de mesures quasi statiques. Nous groupons dans le tableau les valeurs du rapport des pertes par hystérésis et par traînage dans des champs tournants et dans des champs alternatifs, pour quelques-uns des échantillons éprouvés;

Echantillon	a_0	b	S_r	W'_h/W_h	W'_t/W_t
Alnico 1 . . .	0,348	$2,83 \cdot 10^{-4}$	2,4	2,65	2,10
Ferrite Co . . .	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$3,35 \cdot 10^{-6}$	7,1		2,25
Alnico 2 . . .	0,303	$2,88 \cdot 10^{-4}$	2,3	2,00	1,75

Les valeurs des rapports $\frac{W'_h}{W_h}$ et $\frac{W'_t}{W_t}$ ne diffèrent pas de plus de 15 o/o des valeurs théoriques; ces écarts sont de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure. L'accord est donc très satisfaisant. Les bases théoriques semblent solides.

Etude de S_r à l'aide des champs tournants. — La comparaison des formules 52 et 53 met en évidence qu'il y a égalité des pertes par hystérésis et par traînage lorsque :

$$h = 2\pi S_r.$$

Du tracé de la droite $(W'/h^2, h)$, on déduit facilement la valeur du champ pour laquelle il y a égalité des pertes; on en tire directement la valeur de la constante S_r , sans avoir à mesurer ni la constante de torsion du fil, ni les coefficients de Rayleigh du matériau utilisé.

On dispose ainsi d'un procédé nouveau et particulièrement simple de détermination de la constante de traînage.

Par ce procédé, nous avons tout d'abord suivi la variation de S_r en fonction de la température. Les trois droites de la figure 30 ayant sensiblement la même pente, le coefficient de Rayleigh b garde, pour les trois températures, la même valeur. C'est dire que le rapport des

ordonnées à l'origine est égal au rapport des valeurs de S_v à ces températures. Pour l'échantillon d'alnico 2 :

$$\frac{(S_v)_{293^\circ\text{K}}}{(S_v)_{77^\circ\text{K}}} = 2,60 \quad \frac{(S_v)_{293^\circ\text{K}}}{(S_v)_{20^\circ\text{K}}} = 5,7.$$

D'autre part :

$$\left(\frac{293}{77}\right)^{3/4} = 2,72 \quad \left(\frac{293}{20}\right)^{3/4} = 7,5$$

S_v varie donc comme $T^{3/4}$ jusqu'à la température de l'air liquide. A plus basse température on se rapproche d'une loi en $T^{1/2}$.

Les mesures dans les champs tournants apportent la confirmation de la loi trouvée au cours des expériences quasi statiques.

Les mêmes expériences effectuées sur un échantillon de ferrite de cobalt ($H_c = 1\,500$ œ) ont conduit à un résultat très différent :

$$\frac{(W_t)_{293^\circ\text{K}}}{(W_t)_{77^\circ\text{K}}} = \frac{(bS_v)_{293^\circ\text{K}}}{(bS_v)_{77^\circ\text{K}}} = 8$$

$$\frac{(W_t)_{293^\circ\text{K}}}{(W_t)_{20^\circ\text{K}}} = \frac{(bS_v)_{293^\circ\text{K}}}{(bS_v)_{20^\circ\text{K}}} = 29.$$

Ces résultats peuvent être attribués aux propriétés du ferrite de cobalt à basse température. L. Weil (62) a en effet observé une variation importante du champ coercitif du ferrite de cobalt quand on abaisse la température, et, corrélativement, il est probable que le coefficient de Rayleigh b diminue beaucoup.

En raison de sa haute résistivité, nous avons poursuivi, sur le ferrite de cobalt, nos essais en faisant varier la fréquence jusqu'à 800 périodes par seconde, les pertes par courants induits restant négligeables. Sur la figure 31 sont reportées les valeurs du rap-

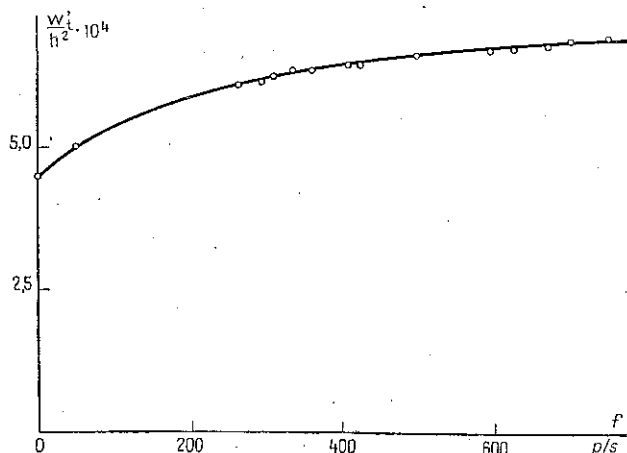


Fig. 31. — Variation des pertes par trainage en fonction de la fréquence.

port W'_{1/n^2} en fonction de la fréquence : lorsque celle-ci croît de 0 à 800 p/s., les pertes résiduelles augmentent d'environ 50 o/o. Ce résultat semblerait indiquer que, dans les champs très faibles, de l'ordre de 1/350 du champ coercitif, la constante de trainage subit une variation lente en fonction de la fréquence.

CONCLUSION

En isolant le trainage de fluctuation de toute autre espèce de trainage, nous nous sommes efforcé d'en décrire les différents aspects et d'en expliciter les lois dans une étude d'ensemble dont il n'avait jusqu'alors pas fait l'objet.

C'est l'idée nouvelle, due à L. Néel, d'une distinction entre différentes catégories de trainage qui a suggéré ce travail.

L'hypothèse d'un champ fictif fluctuant dont L. Néel est parti pour ériger sa théorie du trainage de fluctuation, constitue la base de l'interprétation de toutes nos expériences.

Résumons les principaux caractères du trainage irréversible que nous avons mis en évidence.

Le champ fluctuant de trainage garde sensiblement la même valeur dans tout le domaine d'hystérésis.

Ceci autorise à caractériser le trainage, pour une substance donnée, par une constante S_p homogène à un champ magnétique.

L'aimantation varie proportionnellement au logarithme du temps. La constante de proportionnalité est le produit de la susceptibilité différentielle irréversible et de la constante S_p .

Dans le domaine de Rayleigh les lois du trainage s'expriment en des formules particulièrement simples.

La variation de la racine carrée de l'aimantation rémanente est une fonction linéaire de $\log t$ et de $\log t'$, où t est égal à la durée de l'aimantation préalable et t' à l'intervalle de temps écoulé depuis le retour du champ à zéro.

Le trainage de l'aimantation créée par un champ H est le double du trainage de l'aimantation rémanente correspondante.

Nous avons vérifié ces lois sur une grande échelle de temps.

L'étude de la variation du paramètre S_p en fonction de la température a montré qu'il était sensiblement proportionnel à $T^{3/4}$ entre la température de l'hydrogène liquide et 100° C.

Il existe un parallélisme entre l'effet du temps sur l'aimantation et l'influence de certains facteurs : recuit, champ alternatif décroissant, compression. Dans le domaine de Rayleigh :

— Une élévation de température, suivie d'un retour à la tempéra-

ture initiale entraîne une diminution de la racine carrée de l'aimantation rémanente proportionnelle à l'élévation de température.

— Un faible champ alternatif, décroissant jusqu'à zéro, entraîne une diminution de la racine carrée de l'aimantation rémanente qui lui est proportionnelle.

— Une pression entraîne une diminution de l'aimantation rémanente qui lui est proportionnelle.

— Un recuit ou un champ alternatif supprime le traînage, une compression ne l'efface que partiellement.

Le traînage se manifeste, dans les champs tournants comme dans les champs alternatifs, par des pertes énergétiques. Mais dans les champs tournants les pertes par traînage sont multipliées par 2 tandis que les pertes par hystérésis sont multipliées par 2,36.

Après déduction des pertes par hystérésis et par courants de Foucault, les pertes résiduelles correspondant au traînage sont proportionnelles à S_v .

Des expériences dans les champs tournants effectuées à différentes températures ont confirmé la loi de variation thermique de S_v établie au cours d'expériences quasi statiques.

La validité de toutes ces lois, éprouvée sur une grande variété de substances, permet de conclure à la généralité du traînage de fluctuation.

Notre travail apporte un premier témoignage en faveur des hypothèses proposées et développées par L. Néel, dans sa théorie générale du traînage.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. A. EWING. — *Phil. Trans.*, 1885, **176**, 569.
- (2) J. A. EWING. — *Proc. Roy. Soc.*, 1889, **46**, 269.
- (3) H. ATORF. — *Z. f. Physik*, 1932, **76**, 513.
- (4) C. E. WEBB et L. H. FORD. — *J. Inst. El. Eng.*, 1934, **75**, 787.
- (5) G. RICHTER. — *Ann. Phys. Lpz.*, 1937, **29**, 605.
- (6) C. W. HEAPS. — *Phys. Rev.*, 1938, **54**, 288.
- (7) J. L. SNEK. — *Physica*, 1938, **5**, 663.
- (8) A. MITREVITCH. — *J. de Phys.*, 1936, **7**, 133.
- (9) H. WILDE. — *Frequenz*, 1949, **3**, 309.
- (10) H. FAHLENBRACH. — *Ann. Physik*, 1948, **2**, 335.
- (11) R. FELDTKELLER. — *E. angew. Phys. Dtsch.*, 1950, **2**, 494.
- (12) L. NÉEL. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 339.
- (13) L. NÉEL. — *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 249.
- (14) F. PREISACH. — *Z. f. Physik*, 1935, **94**, 277.
- (15) P. COURVOISIER. — *Sitz der Bayer Ak. Wiss.*, 1945, **10**, 89.
- (16) L. NÉEL. — *Ann. Géophys.*, 1949, **5**, 99.
- (17) L. NÉEL. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 49.
- (18) R. STREET et J. C. WOOLLEY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62 A**, 141.
- (19) R. STREET et J. C. WOOLLEY. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63 B**, 509.
- (20) H. JORDAN. — *Elektr. Nachr. Techn.*, 1924, **1**, 7.
- (21) R. M. BOZORTH. — *Phys. Rev.*, 1928, **32**, 124.
- (22) J. OKURO et N. YAMANOKA. — *Sc. Rep. Tokoku Imp. Un.*, 1939, **27**, 429.
- (23) S. MAEDA. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1950, **5**, 358.
- (24) R. V. TELESNIN. — *Zh. eksper. Teor. Fiz. SSSR*, 1948, **18**, 970.
- (25) R. V. TELESNIN. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1950, **75**, 659.
- (26) C. KITTEL. — *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 640.
- (27) P. DEJEAN. — *Thèse Paris*, 1922.
- (28) R. BECKER et W. DÖRING. — *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin, 1939.
- (29) LORD RAYLEIGH. — *Phil. Mag.*, 1887, **23**, 225.
- (30) L. NÉEL. — *Cahiers de Phys.*, 1942, **12**, 1.
- (31) L. NÉEL. — *Cahiers de Phys.*, 1943, **13**, 18.
- (32) R. GANS. — *Ann. Physik*, 1910, **33**, 1065.
- (33) E. THELLIER. — *Ann. Inst. Phys. Globe*, 1938, **16**, 157.
- (34) R. FORRER. — *J. de Phys.*, 1929, **7**, 247.
- (35) A. LAGAZE. — *Thèse, Grenoble*, 1950.
- (36) E. DARMOIS et G. RIBAUD. — *Ann. Phys.*, 1924, **1**, 173.
- (37) L. LLIBOUTRY. — *Thèse, Grenoble*, 1950.
- (38) R. STREET, J. C. WOOLLEY, P. B. SMITH. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65 B**, 461.
- (39) R. STREET, J. C. WOOLLEY, P. B. SMITH. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65 B**, 679.
- (40) W. F. BROWN. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 147.
- (41) E. A. NESBITT. — *J. Applied. Phys.*, 1950, **21**, 879.
- (42) R. M. BOZORTH et D. M. CHAPIN. — *J. Applied. Phys.*, 1942, **13**, 320.
- (43) M. PESCHARD. — *Revue de Métal.*, 1925, **22**, 490.
- (44) V. E. LEGG. — *Bell. Syst. Techn. J.*, 1936, **16**, 39.

- (45) W. B. ELLWOOD et V. E. LEGG. — *J. applied Phys.*, 1937, 8, 351.
 - (46) H. WITTKÉ. — *Ann. Phys.*, 1938, 31, 97.
 - (47) J. L. SNEK. — *Physica*, 1939, 6, 797.
 - (48) R. FELDTKELLER, H. HETTICH. — *Z. angew. Phys. Dtsch.*, 1950, 2, 434.
 - (49) G. CORAZZINI. — *Post. Telecom. Ital.*, 1943, 15, 271.
 - (50) T. A. ELKINA. — *Zh. eksper. teor. SSSR*, 1950, 20, 84.
 - (51) F. G. BAILY. — *Trans. Roy Soc. Londres*, 1896, 187 A, 715.
 - (52) R. BEATTIE. — *Phil. Mag.*, 1901, 1, 642.
 - (53) P. WEISS et V. PLANER. — *J. Physique*, 1908, 7, 5.
 - (54) R. GANS et R. G. LOYARTE. — *Arch. Elektrotech.*, 1915, 3, 139.
 - (55) J. VONHARLEM. — *Ann. Phys.*, 1932, 14, 667.
 - (56) F. BRAILSFORD. — *J. Inst. Elec. Eng.*, 1938, 83, 566.
 - (57) F. BRAILSFORD. — *J. Inst. Elec. Eng.*, 1939, 84, 399.
 - (58) L. P. TARASOV. — *Phys. Rev.*, 1939, 56, 1170.
 - (59) F. J. BECK et J. G. CLARKE. — *J. applied. Phys.*, 1941, 12, 860.
 - (60) H. E. JÄESCHKE. — *Arch. Elektrotechn.*, 1943, 37, 413.
 - (61) K. KRONENBERG. — Résultats inédits.
 - (62) L. WEIL. — Résultats inédits.
 - (63) R. FELDTKELLER, H. WILDE, G. HOFFMAN. — *Z. angew. Dtsch.*, 1951, 3, 401.
 - (64) N. BULGAKOV, E. KONDORSKY. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1949, 69, 325.
-

TABLE DES MATIÈRES

Paragraphes	Pages
INTRODUCTION.	1
1. Historique.	1
2. But de ce travail.	2

PREMIÈRE PARTIE. — Le traînage magnétique dans le domaine de Rayleigh.

I. — Hypothèses théoriques sur le traînage irréversible.

3. Rappel de la théorie de L. Néel	3
4. Les lois de Rayleigh.	5

II. — Dispositifs expérimentaux.

5. Choix et désaimantation des échantillons	6
6. Magnétomètre :	
a) Tube magnétométrique	7
b) Bobines d'aimantation.	7
c) Mesures à différentes températures	8
7. Appareils d'induction :	
a) Principe	9
b) Caractéristiques du premier appareil	9
c) Caractéristiques du deuxième appareil	11

III. — Résultats des mesures dans les champs faibles.

8. Traînage de l'aimantation rémanente	11
9. Interprétation de ces résultats.	14
10. Accommodation des cycles d'aimantation	16
11. Variation de l'aimantation rémanente en fonction de la durée d'application du champ magnétisant	19
12. Traînage sous champ	19
13. Traînage sur une grande échelle de temps :	
a) Mesures dans les temps courts	22
b) Mesures dans les temps longs	23
14. Variation de S_r en fonction de la température.	25

**DEUXIÈME PARTIE. — Le trainage magnétique
en dehors du domaine de Rayleigh.**

15. But de ce chapitre	27
16. Influence du champ démagnétisant sur le trainage	28
17. Détermination de S_p en différents points du domaine d'hysté- résis	30
18. Généralité du trainage de fluctuation	33

**TROISIÈME PARTIE. — Effet des recuits,
des champs alternatifs et des compressions
sur l'aimantation rémanente.**

19. Effet des recuits sur l'aimantation rémanente	34
20. Effet d'un champ alternatif décroissant sur l'aimantation réma- nente.	38
21. Effet des compressions sur l'aimantation rémanente	39

**QUATRIÈME PARTIE. — Pertes magnétiques
dans les champs faibles.**

22. Pertes magnétiques dans un champ alternatif.	44
23. Calcul des pertes dans un champ tournant.	46
24. Principe de la mesure des pertes dans un champ tournant.	48
25. Dispositif expérimental.	49
26. Résultats expérimentaux :	
Travaux antérieurs.	50
Séparation des pertes dans les champs tournants	51
Rapport des pertes dans les champs tournants et dans les champs alternatifs	52
Etude de S_p à l'aide des champs tournants	52
CONCLUSION	54
BIBLIOGRAPHIE	56

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La séparation des isotopes stables.

Vu :

Grenoble, le 5 mars 1953.

Le Président de la thèse :

L. NÉEL

Vu :

Grenoble, le 6 mars 1953.

Le Doyen de la Faculté des Sciences :

L. MORET

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Pour le Recteur de l'Académie de Grenoble,
le Doyen Délégué :*

COLLIARD