



200.142
1951
1
Double

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

RENÉ PAUTHENET

Ingénieur I. E. G.

1^{re} THÈSE. — AIMANTATION SPONTANÉE DES FERRITES.

2^e THÈSE. — PROPAGATION DES ONDES A FRONT RAIDE DANS
LES MACHINES ÉLECTRIQUES.

Soutenues le 17 mars 1951 devant la Commission d'examen.

MM. L. NÉEL..... *Président.*

F. ESCLANGON.....
L. WEIL.....
R. LANGLOIS-BERTHELOT. } *Examineurs.*

BIBLIOTHÈQUE
GRENOBLE
UNIVERSITAIRE

10249700

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1952

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : **PAUTHENET.**

Prénom : **René.**

Date de la soutenance : 17 mars 1951.

PAUTHENET (René). — Aimantation spontanée des ferrites. *Paris*, Masson, 1952. In-8°, 37 p., 21 fig.

Th. Ing.-Doct., Grenoble, 1951.

PAUTHENET (René). — Aimantation spontanée des ferrites. *Paris*, Masson, 1952. In-8°, 37 p., 21 fig.

Th. Ing.-Doct., Grenoble, 1951.

PAUTHENET (René). — Aimantation spontanée des ferrites. *Paris*, Masson, 1952. In-8°, 37 p., 21 fig.

Th. Ing.-Doct., Grenoble, 1951.

PAUTHENET (René). — Aimantation spontanée des ferrites. *Paris*, Masson, 1952. In-8°, 37 p., 21 fig.

Th. Ing.-Doct., Grenoble, 1951.

200.142
1951
1

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

RENÉ PAUTHENET

Ingénieur I. E. G.

1^{re} THÈSE. — AIMANTATION SPONTANÉE DES FERRITES.

2^e THÈSE. — PROPAGATION DES ONDES A FRONT RAIDE DANS
LES MACHINES ÉLECTRIQUES.

Soutenues le 17 mars 1951 devant la Commission d'examen.

MM. L. NÉEL..... *Président.*

F. ESCLANGON.....

L. WEIL.....

R. LANGLOIS-BERTHELOT.

} *Examineurs.*

BIBLIOTHÈQUE
GRENOBLE
UNIVERSITAIRE
PARIS

10249700

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1952

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

FACULTÉ DES SCIENCES

	MM.	
<i>Doyens honoraires</i>	GAU, FORTRAT.	
<i>Doyen</i>	MORET.	
<i>Professeurs hono- raires</i>	{ FLUSIN..... Electrochimie, Electrometallurgie. FAVARD Professeur à la Sorbonne. FORTIER Professeur de mécanique.	
	{ GIGNOUX Géologie et Minéralogie, Membre de l'Institut. FORTRAT..... Physique générale, Correspondant de l'Institut. MORET..... Géologie. ANDRIEUX..... Chimie. de LITARDIERE . Botanique, Correspondant de l'Ins- titut.	
<i>Professeurs</i>	{ BRELOT..... Calcul différentiel et intégral. ESCLANGON.... Physique industrielle. DORIER..... Zoologie. HEILMANN..... Chimie. NÉEL..... Physique expérimentale. KRAVTCHEKNO . Mécanique rationnelle. PARDE..... Hydrologie fluviale. BENOIT..... Radio-Electricité. CHÈNE..... Chimie papetière. NOBECOURT Micrographie papetière. WEIL..... Physique.	
<i>Professeurs sans chaire</i>	{ DODERO.... Electrochimie, Electrometallurgie. KUNTZMANN.... Analyse appliquée. D'ORGEVAL Mathématiques. FALLOT..... Physique.	
<i>Maître de Confé- rences honoraire</i>	OFFNER	Botanique.
<i>Maîtres de Confé- rences</i>	{ REULOS Physique. SILBER Mécanique des fluides. TRAYNARD Chimie. SANTON..... Mécanique des fluides. FELICI..... Physique. GALVANI..... Mathématiques. BARBIER..... Géologie.	
<i>Secrétaire</i>	GRENIER.	

BLE

ctrométallurgie.
orbonne.
canique.

ralogie, Membre
e, Correspondant

pondant de l'Ins-
et intégral.
elle.

mentale.
nelle.
le.

etière.

ectrométallurgie.
e.

nides.

nides.

A MONSIEUR L. NÉEL

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE GRENOBLE
DIRECTEUR DU LABORATOIRE D'ELECTROSTATIQUE
ET DE PHYSIQUE DU MÉTAL

Hommages respectueux et reconnaissants.

AIMANTATION SPONTANÉE DES FERRITES (1)

Par R. PAUTHENET

SOMMAIRE. — La première partie de ce mémoire est consacrée à la description d'une installation de mesure des aimantations, avec une précision de l'ordre du millième, dans des champs pouvant atteindre 20 000 œrstedes et à des températures pouvant varier depuis 200 K jusqu'à 1 000° K.

Dans la seconde partie, on expose les résultats de mesures concernant quelques ferrites purs ou mixtes. La variation thermique de l'aimantation spontanée des ferrites de Ni, Co, Fe et Mn a été étudiée jusqu'au point de Curie et on a montré que les courbes peuvent s'interpréter d'une manière satisfaisante par la théorie du ferrimagnétisme, en utilisant les coefficients de champ moléculaire déterminés par P. Maroni dans la région paramagnétique. On a étudié les variations du moment à saturation absolue des ferrites de Cu et de Mg et montré que les résultats s'accordent avec la théorie de L. Néel, relative à l'équilibre statistique des ions bivalents sur les sites tétraédriques et octaédriques. Enfin on a examiné les ferrites mixtes de nickel et de zinc et montré, que, pour les faibles teneurs en zinc, le moment à saturation absolue variait conformément aux prévisions de la théorie du ferrimagnétisme. On a également déterminé la variation thermique de l'aimantation spontanée de ces ferrites mixtes et précisé l'influence des traitements thermiques.

INTRODUCTION

1. Historique. — En 1907, P. Weiss (1) a mesuré l'intensité d'aimantation d'un échantillon de magnétite naturelle (ferrite de fer : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$) dans un champ magnétique de 8 300 œ et à des températures comprises entre 77° K et celle de disparition du ferromagnétisme (point de Curie ferromagnétique). En 1909, Hilpert (2) a montré que, par substitution dans la magnétite de l'ion bivalent Fe par un autre ion bivalent M, on obtient les *ferrites*, de formule générale $\text{Fe}_2\text{O}_2\text{MO}$, dont quelques-uns doués de propriétés ferromagnétiques. En 1926, Fores-

(1) Thèse soutenue le 17 mars 1951.

tier et Chaudron (3) ont abordé l'étude thermomagnétique au-dessus de la température ordinaire de certains de ces corps. En 1929, P. Weiss et R. Forrer (4) ont repris l'étude de la magnétite avec une précision relative du millième, depuis les basses températures jusqu'à la température ordinaire. Récemment, Ch. Guillaud a étudié, dans ce même domaine de températures, les ferrites simples de Mn et de Co (5), les ferrites mixtes de Ni-Zn (6), de Co-Zn (7), de Mn-Zn (7), de Mg-Zn (8), ainsi que les systèmes mixtes formés par substitution d'une fraction d'ion bivalent par une fraction égale d'un autre ion bivalent tels $(\text{Fe}_2\text{O}_3, x\text{NiO}, (1-x)\text{MnO})$, $(\text{Fe}_2\text{O}_3, x\text{CoO}, (1-x)\text{NiO})$, $(\text{Fe}_2\text{O}_3, x\text{MnO}, y\text{CoO}, z\text{NiO})$ (8) et ceux formés par substitution d'une fraction d'ion ferrique par une fraction égale d'un autre ion trivalent, tels $(x\text{Fe}, (2-x)\text{Al})\text{O}_3$, FeO (8). Simultanément, E. W. Gorter (9) (10) a déterminé l'aimantation à saturation de plusieurs ferrites mixtes de Zn avec l'un des constituants suivants : Mn, Fe, $\text{Fe}_{0,5}\text{-Li}_{0,5}$, Ni, Mg, Co.

Afin d'éprouver la validité de la théorie de ferromagnétisme des ferrites, ou *ferrimagnétisme*, proposée récemment par L. Néel (11), nous avons déterminé la variation de l'aimantation spontanée d'un grand nombre de ferrites depuis la température de l'hydrogène liquide ou celle de l'azote liquide, bouillant respectivement sous la pression atmosphérique normale à 20,4° K et 77° K, jusqu'au point de Curie ferromagnétique.

Nous exposons, dans une première partie, le principe des méthodes expérimentales, la description sommaire des appareils et leurs conditions d'utilisation, dans une seconde partie les résultats des mesures sur les ferrites et leur confrontation avec la théorie.

PREMIÈRE PARTIE

TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE

2. Principe des mesures. Le problème technique. — Nous mesurons les aimantations en appliquant la méthode classique d'extraction proposée par P. Weiss (12) et développée avec de nombreux détails et variantes dans les travaux de Peschard (13), Weiss et Forrer (14) (4), Sadron (15), Fallot (16) et Taglang (17). Elle consiste à extraire brusquement un échantillon de substance magnétique, porté à une température définie dans un champ magnétique déterminé, d'un ensemble de bobines induites reliées à un galvanomètre balistique.

L'aimantation spontanée spécifique σ_s (relative à 1 g. de matière),

magnétique au-dessus
 s. En 1929, P. Weiss
 avec une précision
 ures jusqu'à la tem-
 a étudié, dans ce
 mples de Mn et de
 (7), de Mn-Zn (7),
 és par substitution
 gale d'un autre ion
 $x\text{CoO}$, $(1-x)\text{NiO}$,
 r substitution d'une
 autre ion trivalent,
 . W. Gorter (9) (10)
 eurs ferrites mixtes
 1, Fe, $\text{Fe}_{0,5}\text{-Li}_{0,5}$, Ni,

romagnétisme des
 nt par L. Néel (11),
 ion spontanée d'un
 re de l'hydrogène
 ectivement sous la
 , jusqu'au point de

ncipe des méthodes
 reils et leurs condi-
 sultats des mesures
 e.

— Nous mesurons
 sique d'extraction
 ombreux détails et
 s et Forrer (14) (4),
 ste à extraire brus-
 que, porté à une
 e déterminé, d'un
 omètre balistique.
 à 1 g. de matière),

à une température donnée, s'obtient en extrapolant jusqu'au point d'abscisse nulle la courbe représentant la variation de l'aimantation spécifique σ en fonction de l'inverse du champ H_i qui règne à l'intérieur de l'échantillon; cette courbe est en général une droite d'équation $\sigma = \sigma_s \left(1 - \frac{a}{H_i}\right)$, dans laquelle le coefficient a représente la dureté magnétique de la substance.

L'aimantation à saturation absolue σ_0 (aimantation spontanée à 0° K) se détermine en extrapolant jusqu'au zéro absolu la courbe de variation de l'aimantation spontanée représentée en fonction de T , $T^{\frac{3}{2}}$, ou T^2 suivant les échantillons.

Le point de Curie ferromagnétique θ_f a été défini comme étant la température à partir de laquelle le champ coercitif est nul. La justification en sera donnée dans un paragraphe ultérieur (§ 14 b).

La résolution du problème technique doit satisfaire aux conditions suivantes :

a) Placer un échantillon de substance dans un champ magnétique d'intensité variable jusqu'à 20 000 œ et tel que sa non-uniformité dans le volume occupé par l'échantillon n'ait pas d'influence appréciable sur la valeur de l'aimantation.

b) Porter cet échantillon à une température variant entre 20,4° K et 1 000° K, uniforme dans son volume.

c) Permettre des mesures rapides avec la précision maximum et le minimum de facteurs de correction.

Dans ce but, nous avons construit un gros électro-aimant perforé suivant l'axe des noyaux polaires, d'un trou cylindrique, permettant d'introduire dans l'entrefer un four électrique à tube de platine ou un vase Dewar, à l'intérieur desquels est placé l'échantillon à étudier.

CHAPITRE PREMIER

L'ÉLECTRO-AIMANT (1).

3. Description. — Sa conception s'inspire des différents types construits précédemment par P. Weiss et ses élèves.

Le circuit magnétique est du type cuirassé (fig. 1); le diamètre des noyaux est de 320 mm. à leur sortie de la culasse, il diminue graduellement; le contour des noyaux se termine en forme de parabole.

(1) Il a été réalisé suivant les indications de MM. Néel et Fallot. La culasse a été coulée aux aciéries d'Ugine; l'usinage et le montage ont été effectués à l'atelier central de l'E. N. S. E. H. G.

loïde tronqué normalement à l'axe suivant un cercle de 50 mm. de diamètre. Les nez polaires sont interchangeables, ils sont en fer doux dans le cas de nos mesures. Les noyaux polaires sont perforés suivant l'axe d'un trou cylindrique dont le diamètre s'abaisse à 15 mm. dans le nez polaire. L'entrefer réglable a été fixé à 26 mm. L'enroulement inducteur comprend 2 000 spires de tube de cuivre, de 7 mm. de diamètre extérieur et 4,4 mm. de diamètre intérieur, réparties en quatre bobines; chacune d'elles est formée de cinq sections, de longueur inférieure à 160 m., connectées en série pour le passage du courant électrique et en parallèle pour la circulation de l'eau de refroidissement.

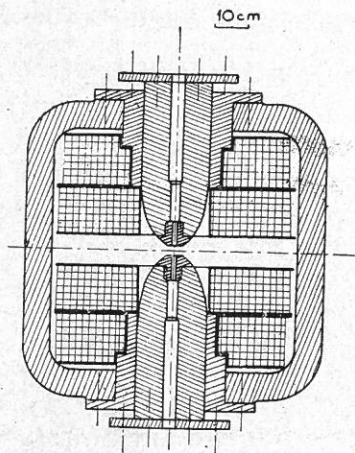


Fig. 1: Coupe de l'électro-aimant.

4. Topographie du champ de l'entrefer. — Il importe de connaître la topographie du champ magnétique au voisinage du centre de symétrie de l'entrefer, afin de donner aux échantillons des dimensions telles que la non-uniformité du champ ne produise qu'une erreur négligeable.

Opérant avec une petite bobine plate, circulaire, repérée par la position de son centre et reliée à un galvanomètre balistique, nous avons déterminé, pour différentes intensités inductrices, la valeur moyenne H_m du champ dans la surface de la bobine. En désignant par H_{m_0} la valeur moyenne du champ dans la bobine lorsque son centre est au centre de symétrie de l'entrefer, nous avons représenté la variation des écarts relatifs $\frac{H_m - H_{m_0}}{H_{m_0}}$ 0/00 pour différents points de l'axe longitudinal (fig. 2 a) et d'un axe transversal passant par le centre de symétrie (fig. 2 b) ⁽¹⁾.

Si l'on considère un échantillon de 9 mm. de longueur et de 2 mm.

⁽¹⁾ Connaissant la variation du champ moyen dans la bobine en fonction de la distance de son centre au centre de symétrie de l'entrefer, on peut déterminer la variation du champ exact H en chaque point de l'axe; le calcul, effectué pour les points de l'axe transversal, montre que, si H_0 est le champ exact au centre, la variation relative de : $\frac{H - H_0}{H_0}$ 0/00 est du même ordre de grandeur que : $\frac{H_m - H_{m_0}}{H_{m_0}}$ 0/00.

de diamètre, les $\frac{2}{3}$ de son volume sont placés dans une zone de champ extérieur uniforme à 2 0/00, l'écart relatif maximum étant de 15 0/00 aux extrémités du grand axe. Pour une loi d'approche linéaire $\sigma = \sigma_s \left(1 - \frac{a}{H_i}\right)$ avec un coefficient de dureté magnétique a égal à 50, le calcul montre que dans le cas le plus défavorable où le

champ varierait de 15 0/00 à l'intérieur du volume entier de l'échantillon, la variation relative sur l'aimantation serait inférieure à 0,08 0/00 pour des valeurs du champ supérieures à 10 000 œ.

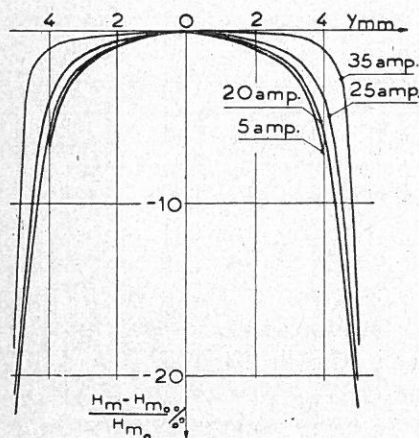


Fig 2a : Courbes $\frac{H_m - H_{m_0}}{H_{m_0}} \%$ suivant l'axe longitudinal pour $I = 35-25-20-5$ amp.

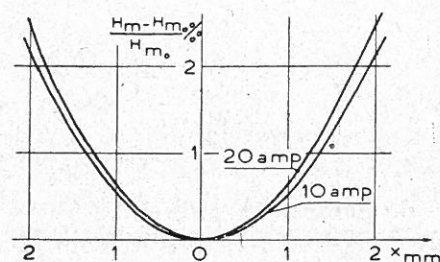


Fig 2b : Courbes $\frac{H_m - H_{m_0}}{H_{m_0}} \%$ suivant l'axe transversal pour $I = 20-10$ amp.

Cette variation est *a fortiori* plus petite dans le cas de nos échantillons; elle est donc négligeable.

5. Etalonnage du champ magnétique de l'électro-aimant. — L'entrefer est un cylindre droit de 50 mm. de diamètre et 26 mm. de hauteur. Le courant inducteur, fourni par une batterie d'accumulateurs de 80 V, est réglé par un rhéostat à plots et mesuré par un ampèremètre de précision.

Cet étalonnage a été réalisé en faisant tourner de 180° dans le champ une petite bobine reliée à un galvanomètre balistique et de dimensions comparables à celles de nos échantillons. Nous avons mesuré ainsi la valeur moyenne du champ auquel est soumis l'échantillon. La surface de cette bobine a été déterminée à partir d'une surface étalon connue à $\frac{1}{3000}$ près, en comparant au galvanomètre balistique les flux coupés par chacune d'elles dans un même champ uniforme créé par un électro-aimant à entrefer cylindrique de grand diamètre par rapport à celui des bobines. La surface étalon était constituée par une spire de fil de cuivre, enroulée sur un corps en laiton cylindrique et soigneusement usiné, dont le diamètre a été mesuré au comparateur. Nous donnons ci-dessous le tableau d'éta-

erle de 50 mm. de
ils sont en fer doux
mesures. Les noyaux
orés suivant l'axe
ue dont le diamètre
dans le nez polaire.
a été fixé à 26 mm.
ucteur comprend
ube de cuivre, de
xtérieur et 4,4 mm.
leur, réparties en
hacune d'elles est
tions, de longueur
n., connectées en
ssage du courant
parallèle pour la
u de refroidisse-

porte de connaître
age du centre de
tillons des dimen-
e produise qu'une

re, repérée par la
e balistique. nous
utrices, la valeur
ine. En désignant
obine lorsque son
avons représenté
r différents points
sal passant par le
gueur et de 2 mm.

bobine en fonction
l'entrefer, on peut
point de l'axe; le
ntre que, si H_0 est
 $\frac{-H_0}{H_0}$ 0/00 est du

lonnage relatif à la branche descendante du cycle d'aimantation de l'électro-aimant.

TABEAU I (fig. 3)

I amp.	H œ	I amp.	H œ	I amp.	H œ
1	950	13	10 780	24	17 150
2	1 790	14	11 500	25	17 450
3	2 630	15	12 280	26	17 730
4	3 450	16	13 020	27	18 000
5	4 270	17	13 730	28	18 280
6	5 090	18	14 400	29	18 490
7	5 910	19	15 010	30	18 710
8	6 720	20	15 570	31	18 920
9	7 530	21	16 020	32	19 130
10	8 340	22	16 420	33	19 340
11	9 150	23	16 810	34	19 540
12	9 970				

6. Bobines induites (fig. 4). — Sur un corps en cibanite A, sont placées deux bobines B_1 et B_2 de fil de cuivre, fixées et isolées à l'araldite : la bobine intérieure B_1 comprend environ 3400 spires de fil de 15/100 mm, la bobine

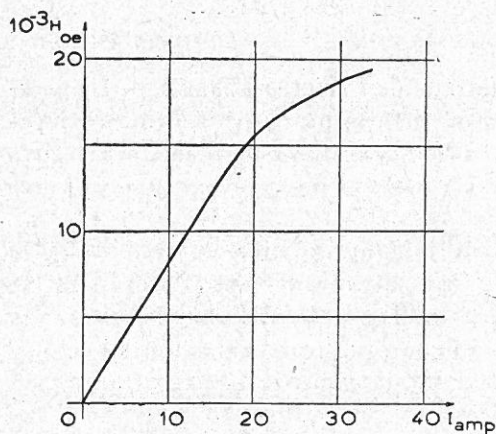


Fig 3 : courbe d'étalonnage de l'électro-aimant.

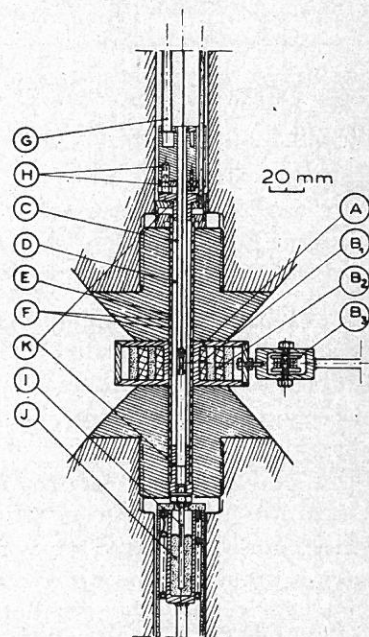


Fig 4 - Bobines induites et Four électrique.

extérieure B_2 enroulée en sens inverse de la précédente et de surface totale approximativement égale, comprend environ 1100 spires de fil de 30/100 mm.

L'effet de l'extraction hors de ces bobines, mises en série, d'un dipôle magnétique placé en leur centre commun prédomine dans la bobine B_1 ; la bobine B_2 est destinée à compenser les courants induits dans B_1 par les variations accidentelles du champ dans l'entrefer. Une troisième bobine B_3 , en série avec les deux précédentes, orientable dans le champ de fuite de l'électro-aimant, permet une compensation parfaite pour chaque intensité du champ : par un étalonnage préalable, nous avons déterminé l'inclinaison de la bobine pour laquelle l'effet d'une variation du courant inducteur de 1 o/o autour d'une valeur définie est annihilé.

7. Etalonnage en valeur absolue du circuit induit. — Nous l'avons réalisé en mesurant la déviation du galvanomètre balistique — pour une valeur donnée de la résistance ohmique placée à ses bornes — correspondant à une variation connue de moment magnétique. Ce moment M est celui d'une bobine d'aire connue avec précision (§ 5), parcourue par un courant mesuré au moyen d'un ampèremètre étalonné. La bobine, refroidie par un bain de pétrole, est placée au centre de l'entrefer à la même place que l'échantillon. Lorsqu'on modifie la résistance ohmique du circuit induit, pour changer la sensibilité du galvanomètre, le nouvel étalonnage en valeur absolue est obtenu par l'intermédiaire d'une mutuelle inductance dont le secondaire est inséré à demeure dans le circuit induit; il suffit de comparer, dans chaque sensibilité, les déviations du galvanomètre balistique, correspondant à une variation de flux produite en annulant un courant de 1 amp. dans le primaire de la mutuelle inductance.

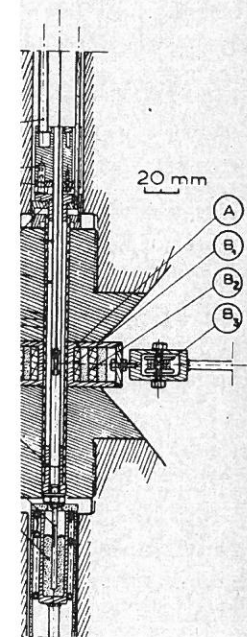
8. Correction d'images magnétiques. — Si, après avoir effectué l'étalonnage précédent dans un champ nul, on répète la mesure dans des champs progressivement croissants, on constate que, pour une même variation de moment magnétique M ; le galvanomètre balistique enregistre des déviations progressivement décroissantes : il s'agit d'une variation de l'intensité des images magnétiques de la substance dans les pièces polaires, variation liée à la diminution de la perméabilité qui accompagne l'aimantation de ces pièces.

Comme nos échantillons pouvaient tous être taillés à la même longueur, mais à des largeurs différentes — comprises entre 1,2 et 2 mm. — imposées par la largeur du bâtonnet origine, nous avons étudié la variation du facteur ϵ o/o de correction d'images magnétiques (tableau 2 et fig. 5) au moyen de trois bobines de 9 mm. de longueur et de diamètre moyen respectif : 1,6 mm.; 2,2 mm.; 4,8 mm.

Nous remarquons qu'il suffit que ϵ soit connu au maximum à 2 o/o près pour que l'erreur sur le moment soit de 1 o/oo.

e d'aimantation de

amp.	H oe
24	17 150
25	17 450
26	17 730
27	18 000
28	18 280
29	18 490
30	18 710
31	18 920
32	19 130
33	19 340
34	19 540



is induites et
électrique.

ente et de surface
1 100 spires de

TABLEAU 2

Facteur de correction d'images magnétiques ϵ o/o			
I amp. $\backslash$ Φ mm.	1,6 mm.	2,2 mm.	4,8 mm.
4	0,038	0,049	0,052
6	0,081	0,068	0,096
8	0,186	0,13	0,214
10	0,334	0,24	0,407
12	0,553	0,46	0,791
14	0,867	0,87	1,29
16	1,38	1,38	1,91
18	2,18	2,18	2,82
20	2,98	3,10	3,60
22	3,69	3,78	4,20
24	4,17	4,36	4,70
26	4,54	4,63	5,04
28	4,77	4,99	5,31
30	4,99	5,25	5,50
32	5,17	5,46	5,65
34	5,31	5,61	5,75

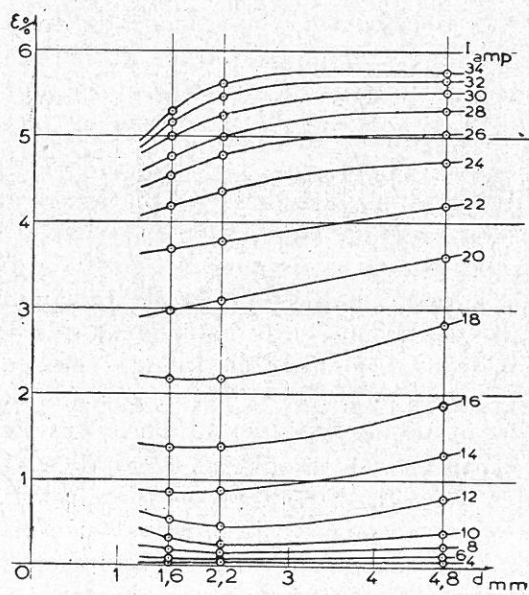


Fig 5 - Courbes donnant la variation de la correction d'images magnétiques pour différentes intensités et différents diamètres.

CHAPITRE II

LES TEMPÉRATURES ET LE SYSTÈME D'EXTRACTION

4,8 mm.

0,052
 0,096
 0,214
 0,407
 0,791
 1,29
 1,91
 2,82
 3,60
 4,20
 4,70
 5,04
 5,31
 5,50
 5,65
 5,75

9. Les hautes températures. — L'échantillon est chauffé à l'intérieur d'un four (fig. 4) à tube de platine, s'introduisant dans la cavité cylindrique des noyaux polaires. Le tube de platine C a 6,9 mm. de diamètre intérieur et 7,6 mm. de diamètre extérieur; il est entouré d'un calorifugeage d'air D de 1,7 mm. d'épaisseur, puis d'une chambre périphérique E de 1 mm., dans laquelle circule, suivant un chemin défini par une double hélice F, un débit uniforme d'eau de refroidissement. Cette eau entre et ressort par la partie supérieure du four, ce qui empêche la formation de bulles d'air. L'amenée de courant supérieure G est constituée par quatre tubes de cuivre parcourus par un courant d'eau, soudés à une mâchoire H en cuivre. Dans cette mâchoire refroidie, le contact électrique est assuré par serrage, entre les mors, de bandes du tube de platine rabattues en étoile, obtenues en fendant ce tube en huit parties égales, suivant une génératrice, sur une longueur de 9 mm.; une tige de cuivre I, brasée à l'intérieur du tube de platine et plongée dans un godet à mercure J refroidi, constitue l'amenée de courant inférieure. Les parties sous tension sont isolées par des pièces en stéatite K.

La faible inertie thermique de ce four rend sa température très sensible aux fluctuations accidentelles de tension du réseau. Pour éviter cet inconvénient, nous avons projeté d'alimenter le four par un alternateur entraîné par un moteur synchrone, sujet uniquement aux fluctuations de fréquence. A défaut de moteur synchrone suffisamment puissant, nous avons utilisé un moteur asynchrone sur lequel les variations de tension produisent des variations relatives plus faibles de vitesse. Un transformateur permet d'élever l'intensité à la valeur de 150 amp., nécessaires pour atteindre 800° C. Le réglage de la puissance se fait par le réglage de l'excitation de l'alternateur.

Les températures sont mesurées au moyen d'un couple B. T. E. C. T. E. d'Imphy, non magnétique, relié à un potentiomètre permettant d'apprécier 3/10 de degré; l'étalonnage du couple a été fait au moyen des points fixes suivants: températures de solidification de l'aluminium, du zinc, du plomb; températures d'ébullition du soufre, de la naphthaline, de l'eau distillée, auxquelles nous avons apporté les corrections de pression atmosphérique.

10. Les basses températures. — On introduit à la place du four un vase Dewar contenant de l'hydrogène liquide (18) ou de l'azote

liquide, bouillant respectivement, sous la pression de 760 mm. de mercure, à 20, 4° K et 77, 3° K ; l'échantillon est directement plongé dans le liquide. L'expérience a montré que l'azote liquide contenait toujours une certaine quantité d'oxygène liquide, dont la proportion par rapport à la quantité d'azote croissait régulièrement au fur et à mesure de l'évaporation du liquide. Il importe, dans ce cas, d'apporter de nouvelles corrections aux mesures, en raison des propriétés paramagnétiques du mélange oxygène-azote, variables avec la concentration en oxygène (19) : en effet, l'extraction de l'échantillon et de son support hors des bobines induites a pour résultat de substituer à son moment réel M , le moment m du même volume du mélange oxygène-azote ; le moment effectivement mesuré au galvanomètre balistique est de ce fait : $M' = M - m$.

Nous avons remarqué qu'à champ constant, lorsque la teneur en oxygène est faible, la variation de m est sensiblement linéaire en fonction du temps. Connaissant les valeurs de m pour un champ donné et à un certain instant avant et après la mesure d'aimantation de la substance pour le même champ, on peut en déduire par interpolation la correction à apporter à cette dernière mesure. Pour connaître m , il suffit d'extraire le porte-échantillon plongé dans le liquide, contenant une substance de magnétisme négligeable.

11. Le système d'extraction. — Le porte-échantillon et la partie inférieure de la tige d'extraction sont en laiton non magnétique, la partie supérieure est en nichrome pour diminuer les pertes par conduction thermique. En raison du rôle d'écrans joué par les noyaux polaires, il suffit de déplacer l'échantillon d'environ 7 cm. pour supprimer toute action sur les bobines induites. La dilatation thermique de la tige produit un décentrage de l'échantillon, mis en évidence par le sens de déviation du spot ; l'expérience montre que, dans le cas d'un ellipsoïde de fer d'axes 1,8 et 9 mm. l'erreur due à un décentrage de 8/10 mm. autour du centre est inférieure au millième.

CHAPITRE III

LES ÉCHANTILLONS. MESURES SUR LE FER

12. Forme et coefficient de champ démagnétisant des échantillons. — On sait que l'aimantation d'un corps placé dans un champ magnétique uniforme n'est uniforme que dans le cas où le volume de la substance est limité par une surface du second degré (ellipsoïde ou sphère) (20). Quand cela a été possible, nous avons taillé nos échantil-

lons en forme d'ellipsoïde de révolution et déduit des tables d'Osborn (21) le coefficient de champ démagnétisant N ; dans le cas contraire, en particulier pour des bâtonnets fragiles de poudre comprimée et frittée, nous donnions à nos échantillons la forme plus simple d'un parallélépipède rectangle à base carrée ; une valeur approchée du coefficient de champ démagnétisant moyen N_m a été alors déterminée, sur des échantillons de fer de même forme, en utilisant la méthode de Peschard (13), qui consiste à admettre que lorsque l'échantillon de fer est éloigné de la saturation, le champ appliqué est égal au champ démagnétisant. L'ordre de grandeur de ce coefficient pour nos échantillons a été de 0,6.

13. Vérification des étalonnages par des mesures sur des échantillons de fer. — Nous avons déterminé les valeurs des moments à saturation absolue de deux échantillons de fer très pur : l'un provenant du National Physical Laboratory (22), l'autre étant un échantillon de fer de Yensen (23) ; chacun contenait un pourcentage d'impuretés inférieur à 0,01 o/o. Avec les valeurs adoptées pour le facteur de correction d'images (§ 8), nous avons obtenu des lois en $1/H_i$ linéaires à 1 o/oo près. De l'étalonnage en valeur absolue (§ 7), nous déduisons les valeurs respectives des moments atomiques à saturation absolue exprimés en magnétons de Bohr :

Fer N. P. L.	2,220
Fer Yensen	2,217

en bon accord avec la valeur de 2,217 magn. de Bohr, déterminée par P. Weiss et R. Forrer (4), sur un échantillon de fer pur de W. C. Heraeus.

DEUXIÈME PARTIE

LES FERRITES ⁽¹⁾

Comme nous le verrons il importe, dans l'étude de l'aimantation d'un ferrite, de préciser les *traitements thermiques antérieurs auxquels celui-ci a été soumis*. En règle générale, nous avons d'abord étudié l'échantillon à l'état refroidi lentement, puis envisagé, le cas échéant, les variations produites sur les grandeurs ferromagné-

⁽¹⁾ Nos différents échantillons, sauf ceux de magnétite, ont été prélevés sur des bâtonnets frittés de poudre comprimée, préparés par MM. L. Weil et L. Bochirol. Leur pureté a été vérifiée aux rayons X par M. F. Bertaut.

tiques caractéristiques par certains traitements thermiques, principalement par la trempe.

Dans le cadre de notre étude, nous avons classé nos échantillons en trois catégories :

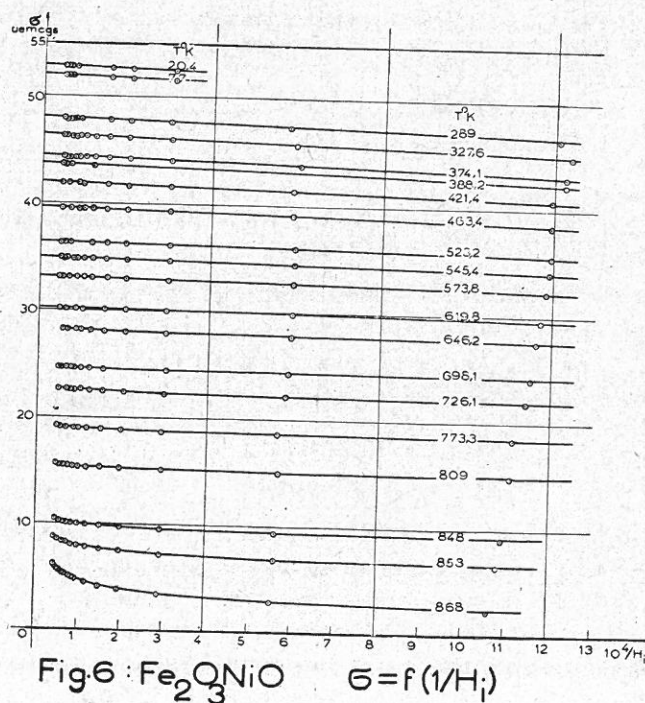
- 1° les ferrites simples de Ni, Co, Fe, Mn,
- 2° les ferrites simples de Cu et de Mg,
- 3° les ferrites mixtes de Ni-Zn.

CHAPITRE PREMIER

VARIATION THERMIQUE DE L'AIMANTATION SPONTANÉE DES FERRITES DE Ni, Co, Fe, Mn (24)

A. — Les résultats expérimentaux (tableau 3)

14. Exemple détaillé de mesures : la ferrite de nickel, $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$, refroidi depuis 1200°C en 15 heures. — a) Détermination de l'aiman-



tion spontanée spécifique σ_s . — Nous avons représenté (fig. 6), pour différentes températures comprises entre $20,4^\circ\text{K}$ et 868°K , la variation

thermiques, princi-
 sé nos échantillons

isotherme de l'aimantation spécifique σ en fonction de l'inverse du champ intérieur. L'extrapolation de chaque courbe jusqu'à l'axe des ordonnées donne la valeur de l'aimantation spontanée spécifique à la température correspondante.

Nous distinguerons deux familles de courbes :

1° entre 20,4° K et 620° K, la loi d'approche linéaire $\sigma = \sigma_s \times \left(1 - \frac{a}{H_i}\right)$

est valable dans le domaine de champs étudiés de 1 000 à 20 000 œ, avec un coefficient de dureté magnétique a décroissant régulièrement de 30 à 15 lorsque la température croît de 20,4° K à 545,4° K (fig. 11).

2° Au-dessus de 620° K, σ varie linéairement avec $1/H_i$ dans les champs les plus faibles puis plus rapidement dans les champs forts, d'autant plus que la température est plus élevée, pour suivre finalement une allure hyperbolique dans la zone paramagnétique au-dessus du point de Curie. Ceci montre bien la progressivité du passage de la zone ferromagnétique à la zone paramagnétique. Il en résulte que dans cette région la détermination de l'aimantation spontanée se fait avec une erreur importante, qui toutefois ne dépasse pas 20/0 vers 800° K. Au delà, dès qu'on s'approche à moins de 50° du point de Curie, la détermination de σ_s devient impossible.

b) *Détermination du point de Curie ferromagnétique θ_f .* — Il en résulte que la détermination du point de Curie ferromagnétique, en utilisant sa propriété fondamentale d'être la température de disparition de l'aimantation spontanée, est très imprécise. P. Curie (25) a restreint l'indétermination en prenant comme « température de transformation magnétique du fer » la température moyenne des points d'inflexion des courbes $\sigma = f(T)$ à champ constant, que nous avons représentées (fig. 7) pour le ferrite de nickel. Pour tous les ferrites que nous avons étudiés, nous avons convenu de définir ce point comme étant la température la plus basse à partir de laquelle le corps ne manifeste que des propriétés paramagnétiques, en particulier une aimantation nulle dans un champ nul, quelle que soit l'histoire magnétique antérieure de l'échantillon. A l'appui de cette définition, signalons les résultats de R. Forrer (26), montrant que pour la magnétite le champ coercitif s'annule au point de Curie ferromagnétique. En procédant par tâtonnements, on trace les courbes $\sigma(H_i)$ (fig. 7), qui permettent de définir le point à 870° K avec une erreur de $\pm 2^\circ$.

c) *Détermination de l'aimantation à saturation absolue spécifique σ_0 .* — La représentation graphique (fig. 10) de la variation thermique de l'aimantation spontanée spécifique en fonction du carré de la température absolue, entre 20,4° K et 463,4° K, montre que les points expérimentaux sont, au millième près, situés sur une droite dont l'extrapolation jusqu'au zéro absolu donne la valeur de l'aimantation à saturation absolue spécifique σ_0 . Si, aux très basses tempé-

SPONTANÉE

(24)

bleau 3)

e nickel, $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$,
 nation de l'aiman-



senté (fig. 6), pour
 368° K, la variation

ratures, voisines de celle de l'hydrogène liquide, la loi théorique en $T^{\frac{3}{2}}$ de F. Bloch (27), vérifiée sur le fer et le nickel par M. Falot (16), est valable pour les ferrites, l'erreur résultante commise sur l'extrapolation précédente serait de l'ordre du millième. Nous pouvons donc admettre que la loi en T^2 est valable à 2 millièmes près jus-

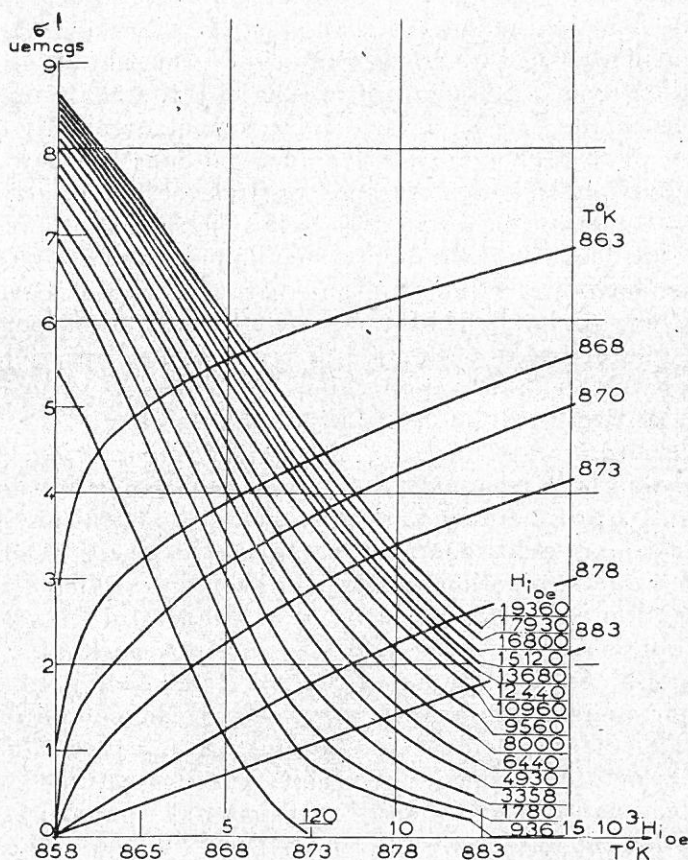


Fig. 7 : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$

$\sigma = f(T)$ H_i est constant
 $\sigma = f(H_i)$ T est constant

qu'au zéro absolu, et nous obtenons ainsi $\sigma_0 = 53,0 \pm 0,1$ u.e.m.c.g.s. En rapportant ce moment à la molécule, on obtient un moment effectif μ_{eff} de : 2,224 magnétons de Bohr.

Ce moment reste le même, aux erreurs d'expériences près, que l'échantillon ait été refroidi lentement ou trempé à l'eau depuis 1200°C .

15. Étude du ferrite de cobalt, $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$, refroidi depuis 1200°C en 15 heures. — La même étude faite sur le ferrite de cobalt donne les résultats suivants :

La loi d'approche linéaire est valable au-dessus de valeurs du champ d'autant plus grandes que la température est plus basse, soit 14 000 œ à la température ordinaire et plus de 20 000 œ à 77° K (fig. 8).

La dureté magnétique a décroît brusquement (fig. 11) d'une valeur de 314 à 284° K à une valeur de l'ordre de 28 à 447,2° K. L'anomalie magnétique, observée par Ch. Guillaud (5), apparaît sur nos courbes (fig. 8) entre les températures de 77° K et 20,4° K. La courbe $\sigma = f(T^2)$ est linéaire entre 284° K et 480,2° K (fig. 10) ; si cette linéarité se pour-

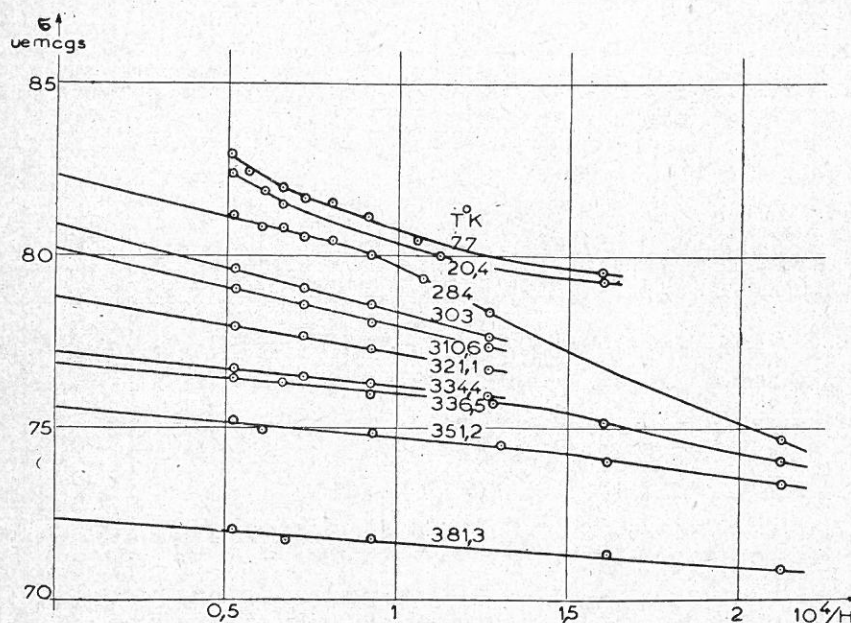


Fig. 8 $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{CoO}$ $\sigma = f(1/H_1)$

suit jusqu'au zéro absolu, la valeur du moment effectif à saturation absolue rapporté à la molécule est : $\mu_{\text{eff}} = 3,94 \pm 0,02$. Une étude supplémentaire faite à 284° K sur trois échantillons du même ferrite trempés depuis des température étagées entre 320° C et 1 000° C montre que l'aimantation spontanée conserve la même valeur à 3 0/00 près.

Si, après avoir déterminé à température ordinaire la courbe d'aimantation d'un échantillon de ferrite de cobalt refroidi lentement en l'absence de champ magnétique, on trace la même courbe, pour le même échantillon refroidi lentement depuis 700° C dans un champ magnétique, on constate que les deux courbes donnent la même valeur de l'aimantation spontanée, mais que, dans les champs inférieurs à 6 000 œ, les ordonnées de la deuxième sont respectivement

la loi théorique
nickel par M. Fal-
tante commise sur
lième. Nous pou-
aillièmes près jus-

T°K
863
868
870
873
878
883
15 10³ H₁ / T°K

stant
stant

± 0,1 u.e.m.c.g.s.
ient un moment

riences près, que
au depuis 1 200° C.

depuis 1 200° C en
cobalt donne les

situées au-dessus de celles de la première ⁽¹⁾. Un résultat semblable a été obtenu par Ch. Guillaud (28) sur la vectolite (44 o/o Fe_3O_4 , 30 o/o Fe_2O_3 , 26 o/o Co_2O_3).

16. Etude de la magnétite naturelle, $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$. — Nous avons constaté, après avoir effectué les mesures à haute température que l'échantillon avait perdu 7 o/o de son ferromagnétisme à la température ordinaire.

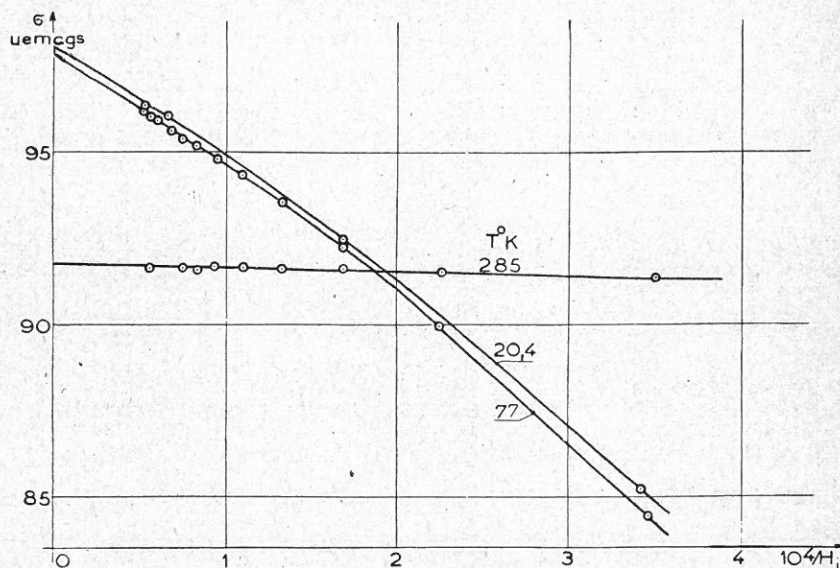


Fig 9 : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$ $\mu_{\text{eff}} = f(1/H_1)$

Les courbes (fig. 9) mettent en évidence, entre 77° K et 285° K ⁽²⁾, l'anomalie magnétique observée par P. Weiss et R. Forrer (4). La dureté magnétique a , constante et égale à 17 au-dessus de la température ordinaire passe à des valeurs de 355 à 77° K et 382 à 20,4° K (fig. 11). Cependant, les valeurs de l'aimantation spontanée déterminée à ces deux dernières températures obéissent à la même loi linéaire en T^2 que celle qui est valable pour les points au-dessus de la température ordinaire (fig. 10); par extrapolation, on obtient comme valeur du moment effectif à saturation absolue $\mu_{0,\text{eff}} = 4,082 \pm 0,007$ magnétons de Bohr.

⁽¹⁾ L'aimantation est étudiée dans la direction même suivant laquelle a agi le champ magnétique au cours du refroidissement.

⁽²⁾ Avec plus de précision entre 100° K et 120° K, d'après P. Weiss et R. Forrer (4), L. R. Bickford (29), C. A. Domenicali (30).

17. Etude du ferrite de manganèse, $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MnO}$, refroidi depuis 1200°C en 15 heures. — La préparation de ce ferrite est délicate. Nous

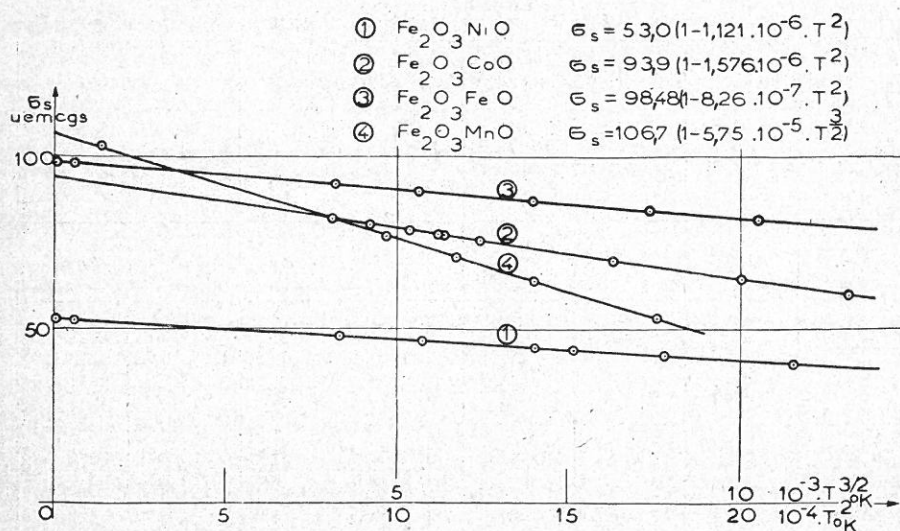


Fig. 10: Lois de variation de l'aimantation spontanée des ferrites de Ni-Co-Fe-Mn en fonction de la température.

donnons les résultats relatifs à l'échantillon, de plus forte saturation absolue, appartenant à une série de plusieurs possédant à 3 o/o près la même valeur de l'aimantation spontanée à température ordinaire.

La valeur peu élevée du point de Curie (303°C) fait que la loi linéaire en T^2 n'est pas valable sur une grande étendue de la température; la variation de l'aimantation spontanée obéirait plutôt, à 1 o/o près, entre

77°K et $526,3^\circ\text{K}$, à une loi linéaire en $T^{\frac{3}{2}}$ (fig. 10), donnant par extrapolation le moment effectif à saturation absolue $\mu_{0\text{eff}} = 4,40$ magnétons de Bohr à 1 o/o près.

R. PAUTHENET

2

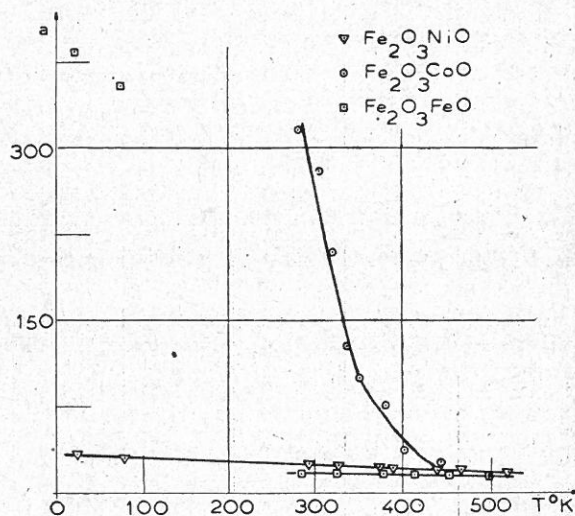
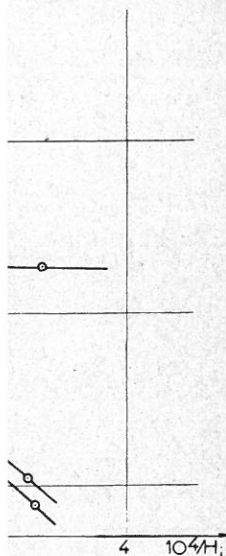


Fig. 11: Variation de la dureté magnétique a en fonction de la température.

résultat semblable
lite (44 o/o Fe_3O_4 ,

0. — Nous avons
te température que
nétisme à la tempé-



77° K et 285° K (2),
t R. Forrer (4). La
dessus de la tempé-
° K et 382 à 20,4° K
on spontanée déter-
ssent à la même loi
oints au-dessus de la
, on obtient comme
 $\mu_{0\text{eff}} = 4,082 \pm 0,007$

ne suivant laquelle a
nt.
, d'après P. Weiss et
(30).

18. Tableau récapitulatif des résultats relatifs à l'étude des fer-
rites de Ni, Co, Fe, Mn.

TABLEAU 3

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$ $\mu_{\text{eff}} = 2,224$ $\theta_f = 870^\circ \text{K}$ $\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = 1-1,127 \cdot 10^{-6} T^2$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$ $\mu_{\text{eff}} = 3,94$ $\theta_f = 769^\circ \text{K}$ $\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = 1-1,576 \cdot 10^{-6} T^2$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO (I)}$ $\mu_{\text{eff}} = 4,082$ $\theta_f = 847^\circ \text{K}$ $\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = 1-0,826 \cdot 10^{-6} T^2$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MnO}$ $\mu_{\text{eff}} = 4,40$ $\theta_f = 576^\circ \text{K}$ $\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = 1-5,75 \cdot 10^{-5} T^{3/2}$	
T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0
0,0234	1	0,369	0,876	0,0241	0,999	0,134	0,966
0,0885	0,984	0,394	0,861	0,091	0,995	0,495	0,716
0,332	0,908	0,404	0,853	0,336	0,932	0,562	0,659
0,376	0,877	0,417	0,838	0,384	0,914	0,634	0,595
0,430	0,840	0,435	0,821	0,440	0,885	0,738	0,499
0,446	0,824	0,437	0,817	0,491	0,858	0,840	0,392
0,484	0,793	0,457	0,804	0,534	0,831	0,914	0,304
0,533	0,748	0,496	0,77	0,589	0,793	0,984	0,169
0,601	0,686	0,524	0,741	0,637	0,757		
0,627	0,660	0,581	0,690	0,692	0,708		
0,660	0,626	0,624	0,648	0,745	0,656		
0,712	0,569	0,670	0,602	0,801	0,595		
0,743	0,531	0,700	0,567	0,860	0,521		
0,802	0,464	0,742	0,517	0,899	0,457		
0,834	0,424	0,793	0,462	0,933	0,383		
0,888	0,356	0,838	0,406	0,980	0,228		
0,93	0,287	0,900	0,314				

à l'étude des fer-

Pour la valeur indiquée la plus proche du point de Curie, l'erreur totale maximum sur σ_s/σ_0 est de 2 0/0.

(1) : les résultats des mesures effectuées sur la magnétite à la température ordinaire et 77° K sont à rapprocher de ceux obtenus par P. Weiss et R. Forrer (4) sur un échantillon de magnétite de Binn.

B. — La théorie du Ferrimagnétisme (11) et les ferrites de Ni, Co, Fe, Mn.

19. Les principes fondamentaux de la théorie. — a) *Les données cristallographiques.* — Les ferrites, à structure de spinelle, possèdent un réseau cristallin formé d'un empilement cubique compact d'ions oxygène dans les interstices duquel les ions métalliques sont répartis sur deux catégories différentes de sites : les sites tétraédriques A, entourés de quatre atomes d'oxygène et les sites octaédriques B, entourés de six atomes d'oxygène ; par molécule, il y a un site A et deux sites B. Le ferrite est *normal*, lorsque les deux ions ferriques d'une molécule Fe^{+++} occupent les sites B et l'ion bivalent M^{++} le site A ; il est *inverse*, lorsque l'ion bivalent occupe un site B, les deux ions ferriques étant placés sur l'autre site B et sur le site A.

D'après Verwey (31), l'étude aux rayons X permet de conclure, avec un certain degré de certitude, que les ferrites de Ni, Co, Fe, Mn, possèdent une structure inverse. Ce résultat a été confirmé sur le ferrite de nickel par F. Bertaut (32).

b) *L'hypothèse fondamentale.* — Afin de rendre compte des propriétés magnétiques des ferrites, L. Néel a émis l'hypothèse qu'à toute température inférieure au point de Curie, en raison de fortes interactions négatives existant entre atomes situés sur des sites de nature différente, les aimantations spontanées partielles résultantes $\vec{M}_{as}$ et $\vec{M}_{bs}$ des ions situés respectivement sur les sites A et B sont anti-parallèles.

20. Aimantation à saturation absolue des ferrites inverses. — Il en résulte que, dans un ferrite inverse, le moment à saturation absolue de la molécule est égal au moment de l'ion bivalent. Ce moment, selon les résultats des mesures du facteur spectroscopique de Landé g (tableau 4) par les expériences de résonance ferromagnétique (29) (33) (34), est égal à la somme du moment du spin de l'ion bivalent et d'une certaine fraction du moment orbital de cet ion. Si S désigne le nombre quantique magnétique de spin de l'ion bivalent, sa valeur effective théorique, d'après C. Kittel (35), est :

$$\mu_{0\text{eff}} = gS.$$

$\text{Fe}_3\text{O}_3\text{MnO}$ $\mu_{0\text{eff}} = 4,40$ $\theta_f = 576^\circ \text{K}$ $\frac{\sigma_s}{\sigma_0} = 1-5,75 \cdot 10^{-3} T^{3/2}$	
T/θ_f	σ_s/σ_0
0,134	0,966
0,495	0,716
0,562	0,659
0,634	0,595
0,738	0,499
0,840	0,392
0,914	0,304
0,984	0,169

On constate (tableau 4) que l'accord entre cette valeur théorique et nos valeurs expérimentales est satisfaisant pour les ferrites de nickel et de fer, il est moins bon pour le ferrite de manganèse.

TABLEAU 4

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MO}$	S	g	gS	μ_{eff} mesuré
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$	$2/2$	2,19 (33)	2,19	2,224
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$	$3/2$	⁽¹⁾		3,94
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$	$4/2$	2,06 (29)	4,12	4,082
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MnO}$	$5/2$	1,99 (34)	4,97	4,40

(¹) Les expériences de résonance ferromagnétique n'ont pas permis de déterminer g pour le ferrite de cobalt.

21. Le calcul théorique de la variation thermique de l'aimantation spontanée des ferrites et les ferrites de Ni, Co, Fe. — Nous ne ferons que rappeler les notations et les principes de la méthode, indiquée par L. Néel (11) (36), pour calculer l'aimantation spontanée d'un ferrite en fonction de la température et nous donnerons les résultats de l'application de cette théorie aux ferrites de Ni, Co, Fe.

a) Notations.

Nombre par molécule des ions sur les sites A et B : λ et μ .

Constante de Curie des ions sur les sites A ou B : C_a ou C_b .

Aimantation spontanée (¹) d'un ion sur un site A ou B : M_{as} ou M_{bs} .

Nombre quantique total apparent d'un ion sur

un site A ou B J_a ou J_b

Moment d'un ion sur un site A ou B . . . M_{Ja} ou M_{Jb}

Moment des ions ferrique et bivalent . . . M_{Fe} et M_M

Nombre quantique total apparent des ions ferrique et bivalent J_{Fe} et J_M

Loi d'aimantation d'un ion sur un site A :

$$M = M_{Ja} \cdot B_{Ja}(\varepsilon)$$

$$B_{Ja}(\varepsilon) = \frac{2J_a + 1}{2J_a} \coth \frac{2J_a + 1}{2J_a} \varepsilon - \frac{1}{2J_a} \coth \frac{1}{2J_a} \varepsilon. \quad (\text{fonction de Brillouin}).$$

$$\text{ou :} \quad \varepsilon = \frac{M_{Ja} H}{R.T} \quad (\text{variable de Langevin}).$$

(¹) D'une façon plus correcte, il vaudrait mieux dire le moment moyen.

Coefficient de champ moléculaire dû aux interactions AA à 0° K : $n_0\alpha$, en posant égal à n_0 celui qui est dû aux interactions AB.

Coefficient de champ moléculaire dû aux interactions BB à 0° K : $n_0\beta$.

Pour préciser la théorie antérieure (11), L. Néel a posé l'hypothèse supplémentaire de la variation linéaire des coefficients de champ moléculaire avec la température (36) :

$$n = n_0(1 + \gamma T).$$

Les coefficients α , β , γ sont constants.

b) *Les équations.* — L'aimantation spontanée résultante de la molécule est donnée par :

$$M_s = \mu M_{bs} - \lambda M_{as}$$

M_{as} et M_{bs} sont les solutions du système :

$$\begin{cases} M_{as} = M_{Ja} \cdot B_{Ja} \left(\frac{M_{Ja} \cdot n_0(1 + \gamma T)(\alpha \lambda M_{as} + \mu M_{bs})}{RT} \right) = M_{Ja} \cdot B_{Ja}(u); \\ M_{bs} = M_{Jb} \cdot B_{Jb} \left(\frac{M_{Jb} \cdot n_0(1 + \gamma T)(\beta \mu M_{bs} + \lambda M_{as})}{RT} \right) = M_{Jb} \cdot B_{Jb}(v). \end{cases}$$

L'hypothèse supplémentaire de la variation linéaire des coefficients de champ moléculaire avec la température ne modifie pas la méthode de calcul de l'aimantation spontanée et du point de Curie indiquée antérieurement par L. Néel (11. Appendice I), seule est changée l'expression littérale de la température, qui devient :

$$T = \frac{1}{\frac{Rv}{M_{Jb}^2 n_0 (\beta \mu + \lambda \varphi) \cdot B_{Jb}(v)} - \gamma}$$

c) *Calculs auxiliaires.* — On admet que les deux ions magnétiques de nature différente situés sur les sites B, suivent une loi d'aimantation moyenne, définie par :

$$M = M_{Jb} \cdot B_{Jb}(z)$$

avec

$$\begin{cases} M_{Jb} = \frac{1}{2}(M_{Fe} + M_M) \\ J_b = \frac{1}{2}(J_{Fe} + J_M). \end{cases}$$

Si L et S sont respectivement les nombres quantiques magnétiques orbital et de spin de l'ion bivalent, la proportion x d'ion bivalent à orbitales débloquées est solution de l'équation :

$$\mu_{0\text{eff}} = (L + 2S)x + 2S(1 - x)$$

gS

$\mu_{0\text{eff}}$ mesuré

2,19

2,224

4,12

3,94

4,97

4,082

4,40

n'ont pas permis de

ique de l'aimantation
e. — Nous ne ferons
méthode, indiquée par
spontanée d'un ferrite
les résultats de l'ap-
Fe.

et B : λ et μ .

B : C_a ou C_b .

é A ou B : M_{as} ou M_{bs} .

ur

. J_a ou J_b

. M_{Ja} ou M_{Jb}

. M_{Fe} et M_M

r-

. J_{Fe} et J_M

onction de Brillouin).

viu).

lire le moment moyen.

et la valeur du nombre quantique total apparent de l'ion bivalent est prise égale à :

$$J_M = (L + S)x + S(1 - x).$$

d) *Applications aux ferrites de Ni, Co, Fe.* — Les coefficients n_0 , α , β , γ et le point de Curie paramagnétique expérimental ($\theta_p \text{ exp}$) ont été déduits des résultats des mesures paramagnétiques effectuées sur ces corps au-dessus du point de Curie (37).

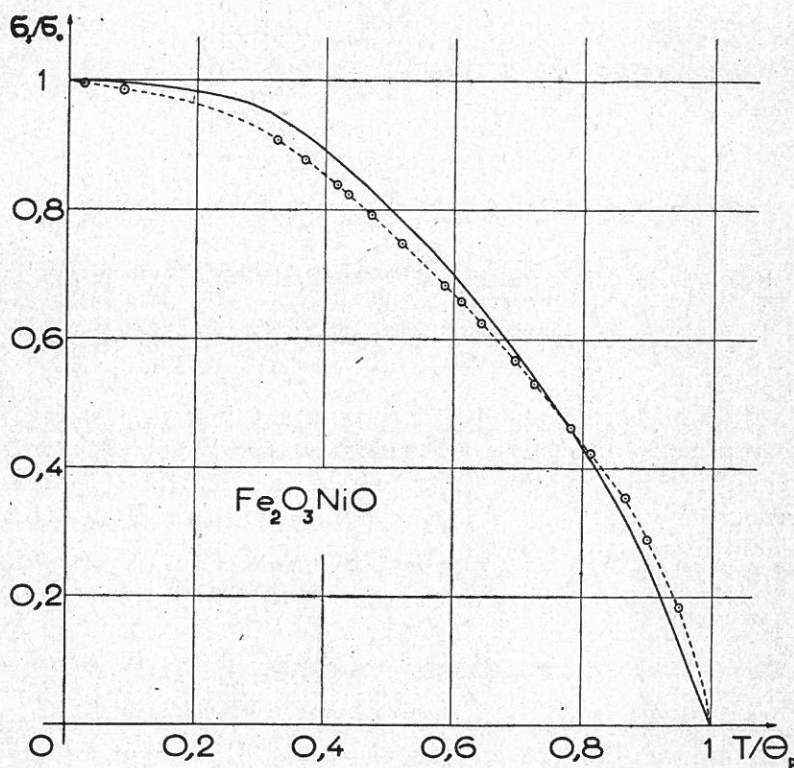


Fig. 12 : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$: Courbe théorique et points expérimentaux.

Sur les graphiques (fig. 12, 13), la courbe expérimentale est représentée en trait interrompu, la courbe théorique en trait plein ; les deux courbes sont rapportées au point de Curie paramagnétique calculé ($\theta_p \text{ cal}$). L'accord général entre le calcul et l'expérience est satisfaisant, il est d'autant meilleur que les deux ions placés sur les sites B ont des moments magnétiques plus voisins : la première hypothèse du § 21 c n'est donc pas tout à fait légitime.

Dans le tableau 5, sont récapitulées les valeurs numériques des coefficients nécessaires au calcul de ces courbes.

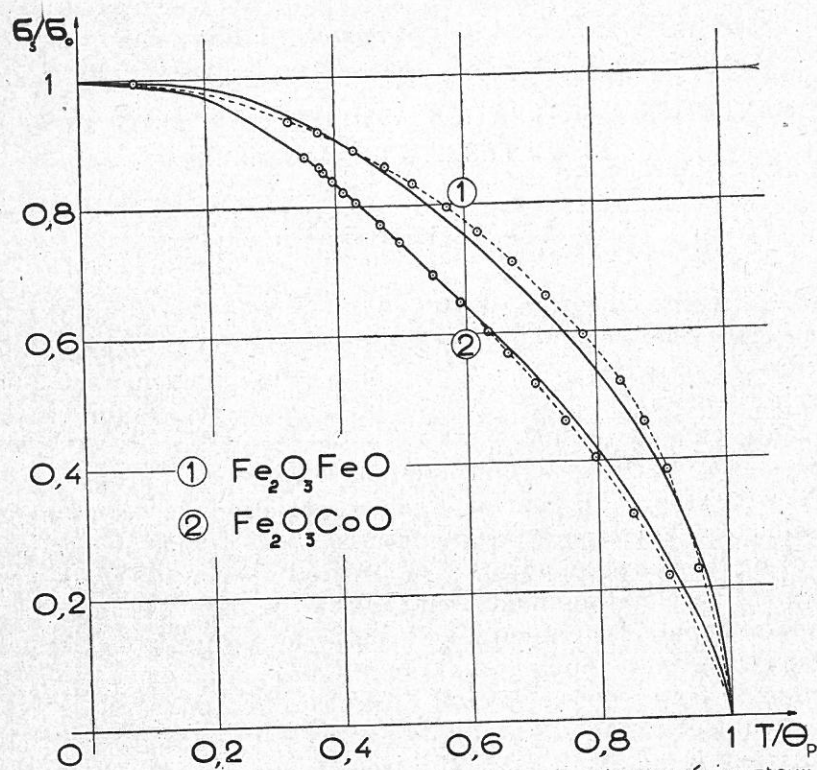

 Fig.13: $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$: Courbes théoriques et points expérimentaux

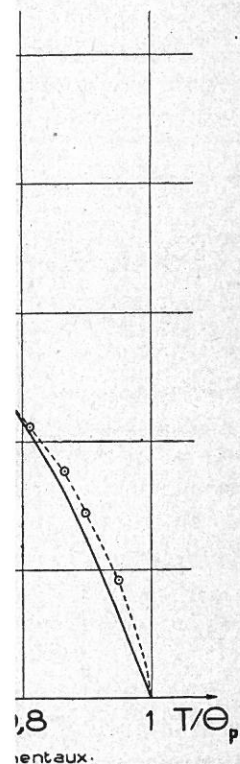
TABLEAU 5

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MO}$	λ	μ	C_a	C_b	J_M	J_{Fe}	J_a	J_b	$M_{Ja}\mu_B$	$M_{Jb}\mu_B$
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$. .	1	2	4,377	5,594	1,225	2,5	2,5	1,862	5	3,612
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$. .	1	2	4,377	7,392	2,445	2,5	2,5	2,47	5	4,472
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$. .	1	2	4,377	7,483	2,08	2,5	2,5	2,29	5	4,541

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MO}$	n_0	α	β	$10^4 \cdot \gamma$	θ_p °K cal.	θ_p °K exp.	θ_f °K exp.	$\theta_p - \theta_f$ exp.
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$. .	309,5	- 0,423	- 0,085	- 2,77	893	896	870	26
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$. .	196,9	- 0,431	- 0,064	- 1,17	811	812	769	43
$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{FeO}$. .	194	- 0,425	0,047	- 1,4	865	869	847	22

de l'ion bivalent est

— Les coefficients
expérimental ($\theta_p \text{ exp}$)
magnétiques effectuées



expérimentale est repré-
sentée en trait plein ; les
paramagnétiques cal-
culés à partir de l'expérience est satis-
faitement placés sur les
courbes : la première hypo-
thèse.

Les valeurs numériques des

CHAPITRE II

L'AIMANTATION A SATURATION ABSOLUE DU FERRITE DE CUIVRE
ET DU FERRITE DE MAGNÉSIUM

A. — Les résultats expérimentaux.

22. Le ferrite de cuivre : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CuO}$. — L. Néel (11) a indiqué antérieurement que le moment à saturation absolue d'un échantillon de ferrite de cuivre trempé est supérieur à celui du même échantillon refroidi lentement et dépend de la température depuis laquelle l'échantillon a été trempé.

Afin de vérifier l'interprétation théorique, proposée par L. Néel (11) (36) (38), pour expliquer la variation de ce moment en fonction de la température de trempe, nous avons déterminé la valeur de la saturation absolue de différents échantillons de ferrite de cuivre systématiquement trempés dans de l'eau à la température ordinaire depuis des températures comprises entre 320° et 1200° C.

Dans cette étude, nous avons trouvé que le moment à saturation absolue du ferrite de cuivre croît lorsque croît la température depuis laquelle il a été trempé, passant de $1,66 \mu_B$ pour l'échantillon trempé depuis 593° K à $2,56 \mu_B$ pour celui trempé depuis 1273° K (tableau 6) et simultanément, on observe que :

1° La dureté magnétique a , à une même température, diminue ;
— pour l'échantillon trempé depuis 1000° C, a est égal à 20 à 285° K.

2° La loi d'approche linéaire est valable à partir de valeurs du champ plus faibles.

3° Le coefficient A de la loi de variation de l'aimantation spontanée avec la température : $\sigma_s = \sigma_0 (1 - AT^2)$ croît.

Ajoutons, conjointement à nos résultats, que la structure cristallographique et le champ coercitif du ferrite de cuivre dépendent également des traitements thermiques subis par celui-ci (39) : sous l'action d'une trempe brutale depuis des températures supérieures à 800° C, le ferrite de cuivre cristallise dans la phase cubique ; la trempe depuis des températures inférieures fait apparaître une phase quadratique ; le champ coercitif, dans ce cas, est plus grand que celui d'échantillons appartenant à la phase cubique.

23. Le ferrite de magnésium : $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MgO}$. — La détermination du moment à saturation absolue de plusieurs échantillons de ferrite de magnésium, trempés à l'eau depuis des températures comprises

entre 200° C et 1 200° C, montre que ce moment varie sous l'effet de la trempe comme celui du ferrite de cuivre (tableau 6). Sa détermination est rendue imprécise en raison de la valeur peu élevée de son point de Curie (320° C environ).

B. — Interprétation théorique de la variation de l'aimantation à saturation absolue du ferrite de cuivre et du ferrite de magnésium sous l'effet de la trempe.

24. Le passage d'ions bivalents. — Qualitativement, L. Néel (11) (36) explique cette variation de la saturation absolue sous l'effet de la trempe, en supposant que dans ce ferrite, à structure mixte, intermédiaire entre celle du ferrite inverse et du ferrite normal, la proportion y d'ions cuivre sur les sites A est fonction de la température T à laquelle est porté ce ferrite, et qu'en outre une trempe brutale depuis la température T maintient en faux équilibre à des températures inférieures la répartition des ions à la température T . Cette hypothèse a été justifiée depuis par les rayons X (32).

Récemment, le même auteur a donné de ces propriétés une interprétation quantitative (36) (38) : l'hypothèse fondamentale de l'antiparallélisme des aimantations spontanées sur chaque sous-réseau au zéro absolu (§ 19 b) associée à la condition de répartition statistique des ions en fonction de la température, permettent d'exprimer les relations suivantes entre le moment effectif à saturation absolue $\mu_{0\text{eff}}$ rapporté à la molécule, et la température de trempe T :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_{0\text{eff}} = M_M + 2y(5 - M_M) \\ \frac{y(1+y)}{(1-y)^2} = e^{-\theta/T} \end{array} \right.$$

dans lesquelles M_M est le moment effectif à saturation absolue de l'ion bivalent ; θ une constante caractéristique de l'ion bivalent, proportionnelle à l'énergie nécessaire pour faire passer un ion bivalent d'un site B sur un site A.

Sur le graphique (fig. 14), nous avons représenté nos points expérimentaux ainsi que les courbes théoriques :

$\mu_{0\text{eff}}$ (T° K) relatives

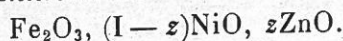
pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CuO}$ à $M_M = 1,2$	$\theta = 1540$ (courbe 1)
$M_M = 1$	$\theta = 1340$ (courbe 2)
pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{MgO}$ à $M_M = 0$	$\theta = 1220$ (courbe 3).

Les résultats expérimentaux justifient la validité des deux hypothèses de départ, toutefois les erreurs d'expérience, portant principalement sur la valeur de la température de trempe ne permettent pas de déterminer la contribution orbitale dans le moment total de

BIBLIOTHÈQUE
GRENOBLE
UNIVERSITAIRE

CHAPITRE III

LES FERRITES MIXTES DE NICKEL-ZINC



Nous avons étudié une série d'échantillons de ferrite mixte de nickel-zinc, à teneur en zinc z variant graduellement de 0 à 1.

Dans l'exposé des résultats, nous les classerons en deux groupes :

1° ceux à forte teneur en nickel ($0 < z < 0,6$),

2° ceux à forte teneur en zinc ($0,7 < z < 1$).

Dans chaque groupe, l'étude principale a porté sur des échantillons refroidis lentement ; elle est complétée par l'étude sommaire des échantillons trempés.

A. — Les résultats expérimentaux.

 1° FERRITES DE Ni-Zn A FORTE TENEUR EN NICKEL ($0 < z < 0,6$)

a) *Echantillons refroidis depuis 1200° C en 15 heures.*

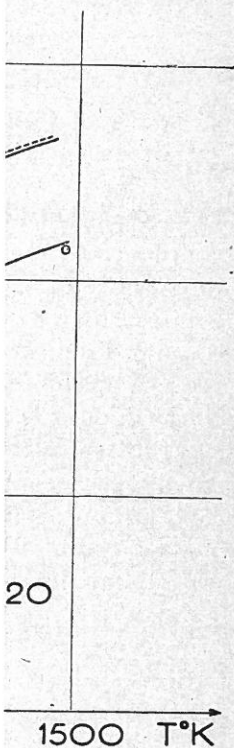
25. Remarques générales sur la détermination de l'aimantation à saturation absolue et du point de Curie ferromagnétique. — La détermination de l'aimantation à saturation absolue est d'autant plus précise que la teneur en zinc est plus faible.

Pour les valeurs de z égales à 0 et 0,1, l'expérience montre que la loi d'approche linéaire est valable jusqu'à des températures voisines de 560° K — au delà apparaît l'influence paramagnétique du point de Curie (§ 14 a) —, et la loi de variation de l'aimantation spontanée aux basses températures est linéaire en T^2 .

Lorsque la teneur en zinc augmente — pour des valeurs de z comprises entre 0,1 et 0,3 —, la loi d'approche linéaire n'est valable que jusqu'à 350° K environ et la variation de l'aimantation spontanée obéit plutôt à une loi en $T^{\frac{3}{2}}$ entre 77° K et 320° K.

Pour les valeurs de z comprises entre 0,3 et 0,6, les courbes $\sigma = f\left(\frac{1}{H_i}\right)$ mettent en évidence jusqu'à 77° K l'influence paramagnétique déjà citée ; entre 77° K et 320° K, à la précision des expériences dans ce domaine (10/0), les points représentatifs de la variation de

e ferrite de magné-
sous d'une tempéra-



on de la température

073	1 173	1 273
1,34	2,47	2,56

73	1 133	1 253	1 473
86	1,93	1,98	2,15

l'aimantation spontanée en fonction de la température sont situés sur une droite; cependant, le point dans l'hydrogène liquide ($20,4^{\circ}\text{K}$) est placé au-dessous du prolongement de cette droite; ne connaissant pas la loi exacte de variation de l'aimantation spontanée dans cette région des très basses températures, la détermination de la saturation absolue est assez imprécise (erreur possible 3 o/o).

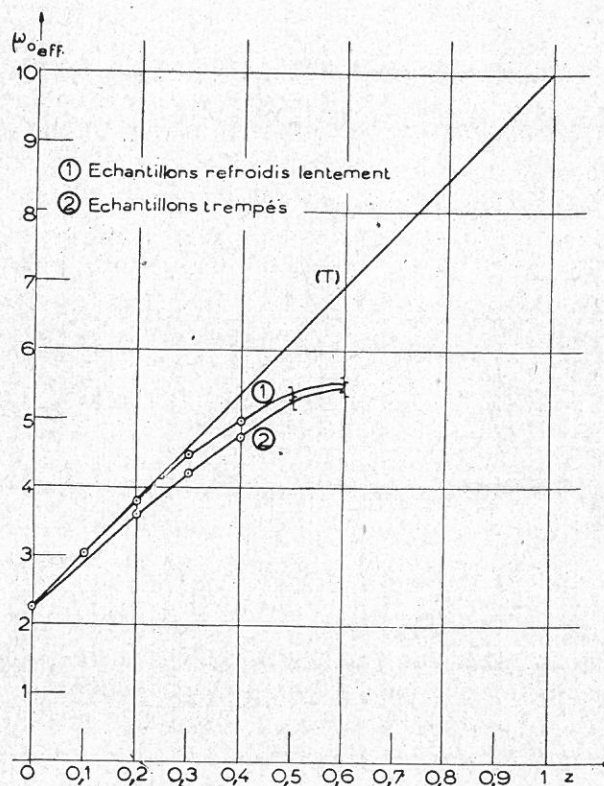


Fig. 15: $\text{Fe}_2\text{O}_3-(1-z)\text{NiO}-z\text{ZnO}$ Variation du moment moléculaire effectif en fonction de la teneur en zinc z

La précision de la détermination du point de Curie ferromagnétique diminue également lorsque la teneur en zinc augmente, en raison de l'étalement de plus en plus grand de la zone de passage de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique.

Après avoir chauffé, au cours de l'étude thermomagnétique, nos échantillons à une température supérieure d'environ 50° à leur point de Curie respectif, nous avons repris pour chacun de nos échantillons, à titre de vérification, la courbe d'aimantation à température ordinaire; l'écart entre les deux courbes obtenues avant et après le chauffe-

fage n'a pas dépassé 1 0/0 pour l'échantillon ayant la plus forte teneur en zinc.

26. Tableau et courbes représentatives des résultats. — Les résultats relatifs aux échantillons de ferrite mixte de nickel-zinc refroidis lentement montrent que :

TABLEAU 7 (fig. 17)

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,9\text{NiO-}0,1\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} : 3,021,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 814 \pm 3$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,8\text{NiO-}0,2\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} : 3,781,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 755 \pm 3$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,7\text{NiO-}0,3\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} = 4,48 \pm 0,01,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 671 \pm 3$	
T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0
0,095	0,992	0,102	0,974	0,0304	0,996
0,361	0,864	0,389	0,799	0,115	0,983
0,421	0,818	0,457	0,741	0,431	0,741
0,488	0,760	0,509	0,697	0,484	0,697
0,586	0,671	0,574	0,641	0,522	0,666
0,692	0,561	0,629	0,587	0,546	0,644
0,779	0,467	0,689	0,526	0,582	0,616
		0,779	0,431	0,623	0,581
		0,839	0,365	0,655	0,551
		0,920	0,262	0,695	0,512
				0,731	0,474
				0,797	0,403
				0,839	0,357

$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,6\text{NiO-}0,4\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} = 4,95 \pm 0,02,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 618 \pm 3$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,5\text{NiO-}0,5\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} = 5,43 \pm 0,13,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 548 \pm 3$		$\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,4\text{NiO-}0,6\text{ZnO}$ $\mu_{0\text{eff}} = 5,51 \pm 0,13,$ $\theta_f^\circ\text{K} = 480 \pm 4$	
T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0	T/θ_f	σ_s/σ_0
0,033	0,997	0,140	0,929	0,160	0,897
0,124	0,976	0,522	0,589	0,594	0,541
0,472	0,678	0,584	0,536	0,679	0,471
0,532	0,625	0,640	0,482	0,750	0,411
0,607	0,560	0,708	0,427	0,788	0,378
0,666	0,518	0,766	0,378	0,861	0,318
0,742	0,447	0,833	0,318	0,944	0,239
0,841	0,346	0,894	0,251		
0,913	0,266				

Le moment à saturation absolue croît lorsque la teneur en zinc z croît de 0 à 0,5 et passe par un maximum pour une valeur de z comprise entre 0,5 et 0,6 (fig. 15).

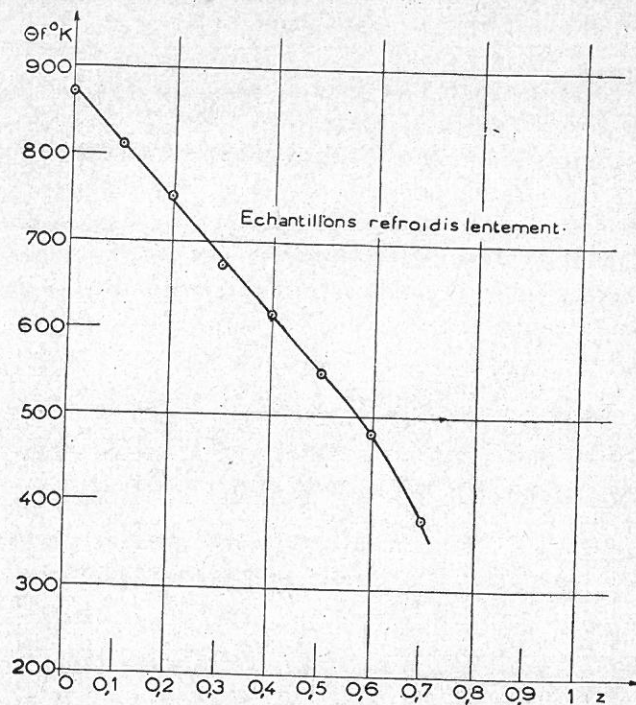


Fig.16: $\text{Fe}_2\text{O}_3-(1-z)\text{NiO}-z\text{ZnO}$. Variation du point de Curie ferromagnétique en fonction de la teneur en zinc z .

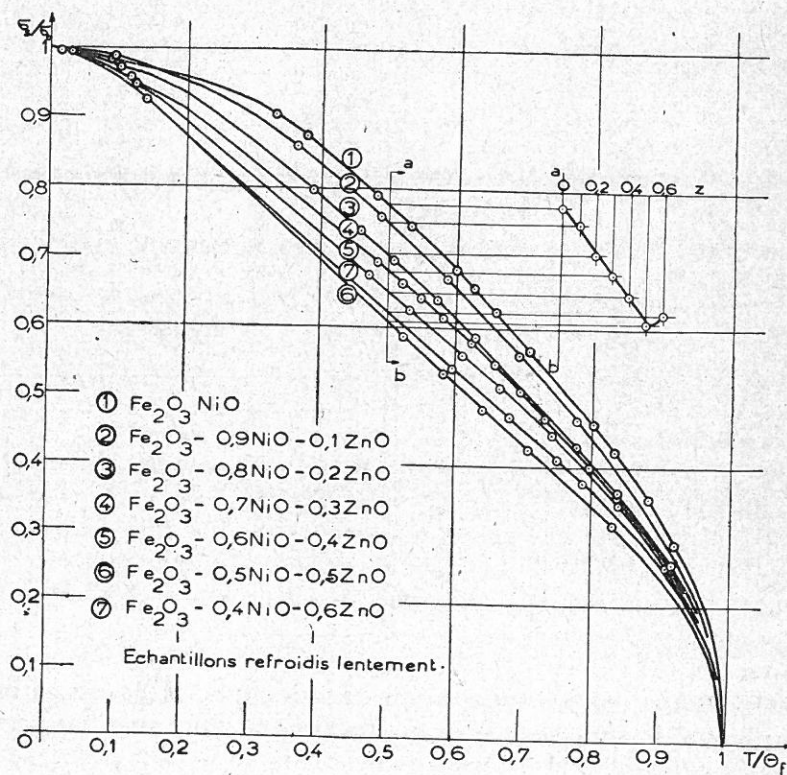


Fig.17: Courbes $\chi/\chi_f = f(T/\theta_f)$.

Les points de Curie ferromagnétiques décroissent régulièrement quand la teneur en zinc augmente (fig. 16), en accord avec des résultats antérieurs de J. L. Snoek (40).

Les résultats relatifs au ferrite de nickel sont indiqués au tableau 3.

Nous n'avons indiqué dans ce tableau que les points pour lesquels l'erreur commise sur la détermination de σ_s est inférieure à 3 o/o.

b) *Echantillons trempés à l'eau depuis 1 200° C.*

27. L'aimantation à saturation absolue (tableau 8). — L'expérience montre que pour chacun des ferrites appartenant à ce groupe ($0 < z < 0,6$), le moment à saturation absolue de l'échantillon trempé brutalement est inférieur à celui du même échantillon refroidi lentement.

TABLEAU 8

z	$\mu_{0\text{eff}}$ refroidi lentement	$\mu_{0\text{eff}}$ trempé	$\mu_{0\text{eff}}$ - $\mu_{0\text{eff}}$ refroidi lentement trempé
0	2,224	2,224	0
0,1	3,021		
0,2	3,78	3,630	0,15
0,3	4,48 $\pm$ 0,01	4,24 $\pm$ 0,01	0,24
0,4	4,95 $\pm$ 0,02	4,74 $\pm$ 0,02	0,21
0,5	5,43 $\pm$ 0,13	5,30 $\pm$ 0,13	0,13
0,6	5,51 $\pm$ 0,13	5,46 $\pm$ 0,13	0,05

2° FERRITES DE Ni-Zn A FORTE TENEUR EN ZINC ($0,7 < z < 1$)

a) *Echantillons refroidis depuis 1 200° C en 15 heures.*

28. Aimantation et point de Curie. — Ainsi que le montrent les courbes $\sigma(H_c)$ (fig. 18, 19, 20), il n'est plus possible de déterminer la valeur de l'aimantation à saturation absolue des échantillons appartenant à ce groupe.

A titre d'indication, pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,3\text{NiO-}0,7\text{ZnO}$, le point de Curie est à $105 \pm 4^\circ \text{C}$, et l'aimantation spécifique dans un champ de 20 000 œ à 19°C est 54,5 u. e. m. c. g. s.

Pour les ferrites refroidis lentement à plus forte teneur en zinc, le point de Curie ferromagnétique est au-dessous de la température ordinaire, soit entre 292°K et 77°K , pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,2\text{NiO-}0,8\text{ZnO}$, soit au-dessous de $20,4^\circ \text{K}$, pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-}0,1\text{NiO-}0,9\text{ZnO}$ et $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{ZnO}$.

b) *Echantillons trempés à l'eau depuis 1 200° C.*

29. Effet de la trempe sur les propriétés magnétiques. — Les courbes $\sigma(H_i)$ des échantillons trempés, appartenant à ce groupe, sont respectivement situées au-dessus des mêmes courbes tracées à la même température sur les échantillons refroidis lentement.

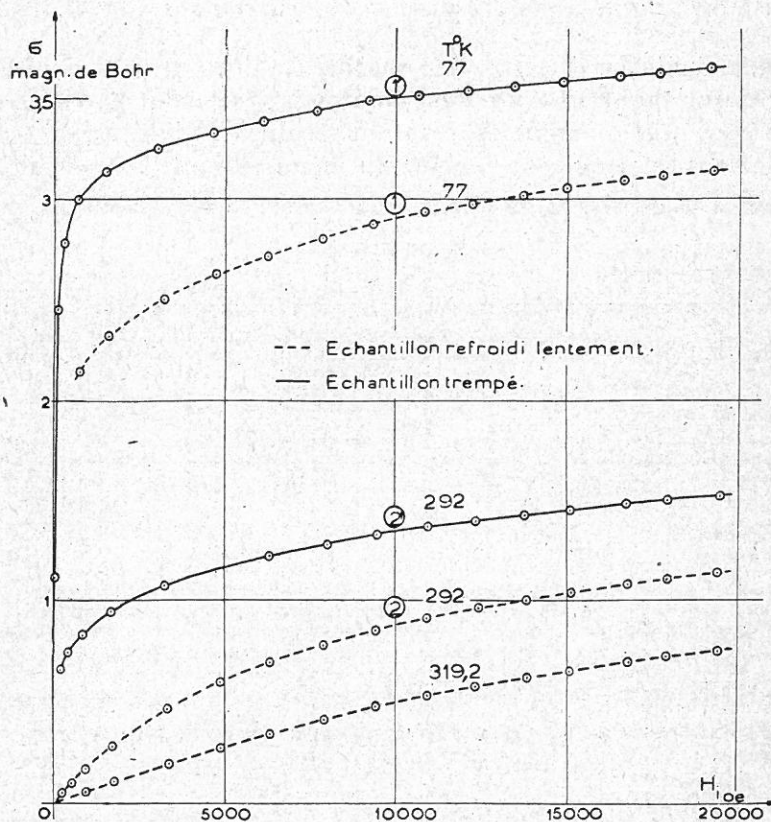


Fig. 18: $\text{Fe}_2\text{O}_3-0,2\text{NiO}-0,8\text{ZnO}$ $\sigma = f(H_i)$.

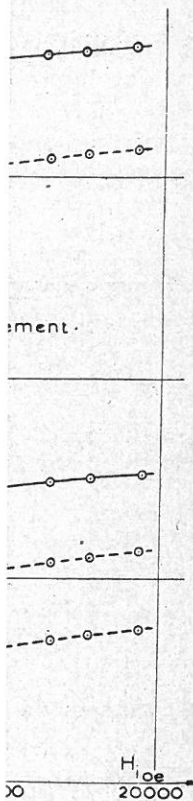
L'étude relative à $\text{Fe}_2\text{O}_3-0,2\text{NiO}-0,8\text{ZnO}$ (fig. 18) permet de se faire une idée de la variation causée par la trempe sur les grandeurs magnétiques caractéristiques :

De l'écart existant à 77° K entre les ordonnées des courbes 1 et 1', il est permis de conclure avec un grand degré de certitude, que la trempe produit une augmentation du moment à saturation absolue des ferrites mixtes de Ni-Zn à forte teneur en zinc.

En comparant 2 et 2', on constate que le point de Curie, au-dessous de 292° K pour l'échantillon refroidi lentement, est, pour l'échan-

s 1 200° C.

magnétiques. — Les
enant à ce groupe,
courbes tracées à la
entement.



) permet de se faire
sur les grandeurs

des courbes 1 et 1',
e certitude, que la
saturation absolue
inc.

e Curie, au-dessous
est, pour l'échan-

tillon trempé, au-dessus de 292° K; ce qui montre que la trempe élève le point de Curie des ferrites mixtes de Ni-Zn à forte teneur en zinc. Un résultat semblable a été obtenu par F. G. Brockman (41) sur un ferrite mixte de cuivre-zinc.

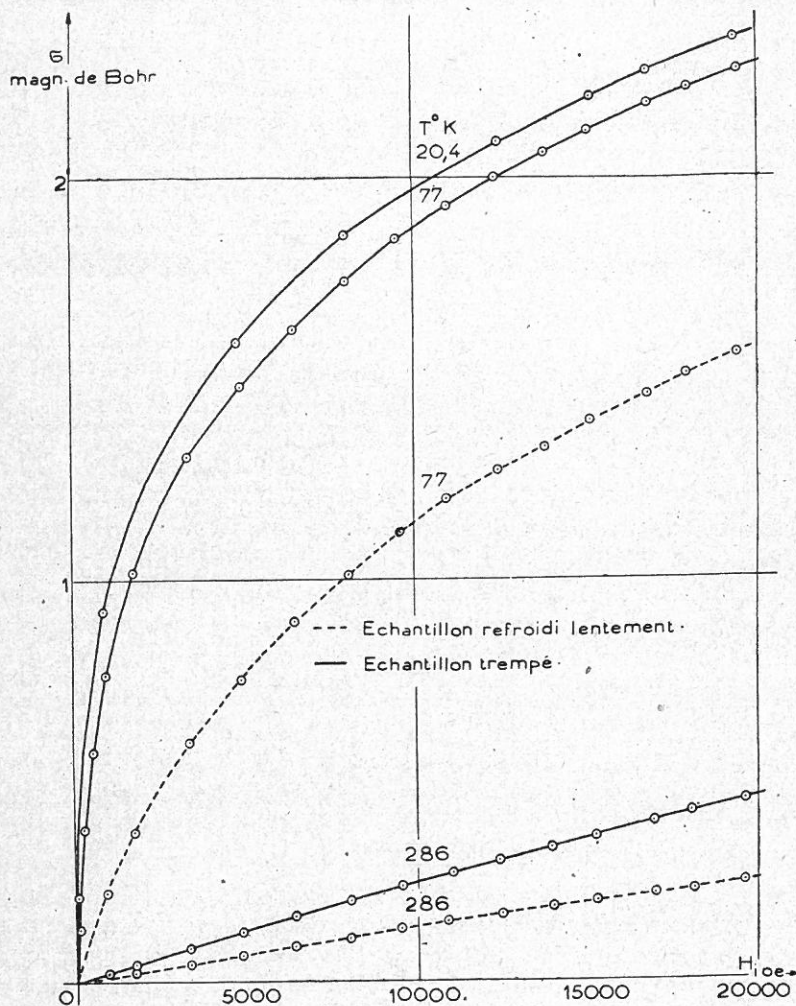


Fig. 19: $FeO-0.1NiO-0.9ZnO$ $G=f(H)$.

Cependant, il ne nous a pas été possible, par une trempe brutale depuis 1 200° C, d'élever au-dessus de 20,4° K le point de Curie ferromagnétique de $Fe_2O_3-0.1NiO-0.9ZnO$ (fig. 19) et de Fe_2O_3ZnO (fig. 20). Bien qu'à ces basses températures, le moment magnétique puisse atteindre dans des champs élevés la valeur de plusieurs

R. PAUTHENET

magnétons de Bohr, l'allure des courbes $\sigma(H_i)$, tracées suivant les valeurs décroissantes du champ, est celle de courbes obtenues dans la zone paramagnétique immédiatement au-dessus du point de Curie ferromagnétique (conf. fig. 7 les courbes semblables tracées pour $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{NiO}$).

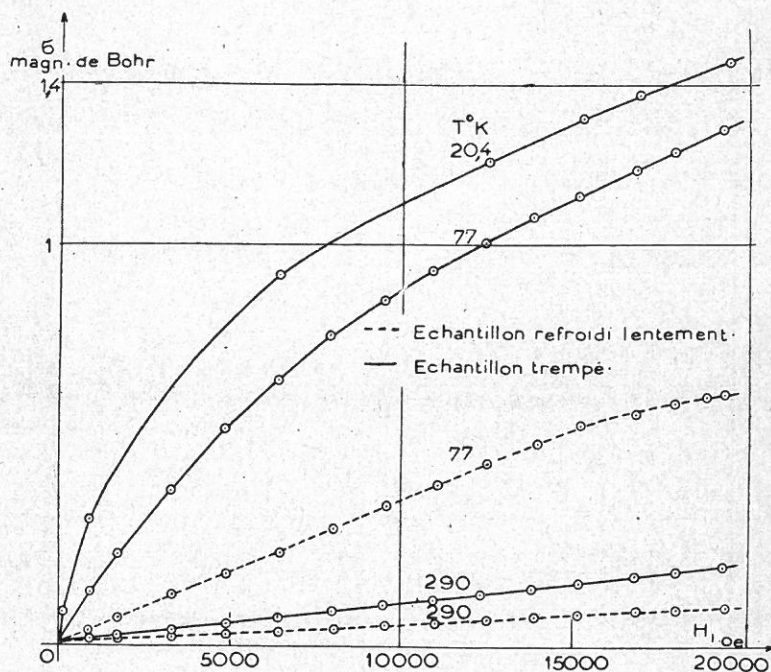


Fig. 20: $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{ZnO}$ $\sigma = f(H_i)$.

B. — Interprétation théorique des propriétés magnétiques des ferrites mixtes de Ni-Zn.

a) *Echantillons refroidis depuis 1 200° C en 15 heures.*

30. L'aimantation à saturation absolue en fonction de la teneur en zinc. — Le mécanisme de la loi de variation de l'aimantation à saturation absolue en fonction de la teneur en zinc a reçu une interprétation satisfaisante de la part de L. Néel (36) (42).

Si nous admettons que, dans le cas de l'échantillon refroidi lentement, tous les ions Zn soient situés sur les sites A, les expressions du moment à saturation absolue des ions sur chacun des sites s'écrivent :

$$\begin{aligned} M_{as} &= 5(1 - \varepsilon)\mu_B \\ M_{bs} &= 5[(1 + \varepsilon) + 2,224(1 - \varepsilon)]\mu_B \end{aligned}$$

et la loi de variation du moment moléculaire à saturation absolue en fonction de la teneur en zinc :

$$\mu_{0\text{eff}} = 2,224 + 7,776 z$$

or, l'expérience montre (fig. 15) que cette équation est précisément celle de la tangente initiale (T) à la courbe $\mu_{0\text{eff}}(z)$ au point $z=0$.

L'écart, croissant avec la teneur en zinc, entre la droite théorique (T) et la courbe expérimentale, s'explique, selon L. Néel (36), dans le cadre de la théorie générale (11), par des considérations sur la variation des coefficients de champ moléculaire en rapport avec les places occupées par les ions.

b) Echantillons trempés à l'eau depuis 1200° C.

31. La saturation absolue et le passage d'ions zinc sur les sites B sous l'effet de la trempe. — La variation de la saturation absolue d'un échantillon de ferrite mixte de nickel-zinc sous l'effet de la trempe peut s'expliquer par un passage d'ions bivalents d'un site sur un autre, suivant le processus développé précédemment pour les ferrites de cuivre et de magnésium (§ 24).

L'expérience a montré qu'une trempe brutale ne modifie pas la valeur de la saturation absolue d'un ferrite de nickel (§ 14 c); tandis que les courbes d'aimantation d'un ferrite de zinc sont considérablement changées (fig. 20). L'énergie nécessaire pour faire passer un ion nickel d'un site B sur un site A est donc considérablement plus grande que celle nécessaire pour faire passer un ion zinc d'un site A sur un site B; il est par suite logique d'admettre que, dans un ferrite mixte de Ni-Zn, la trempe occasionne une migration des ions zinc sur les sites B, en échange d'ions ferriques, les ions nickel restant fixes.

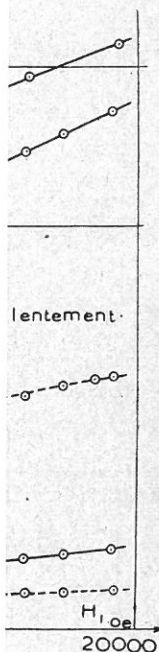
Si nous désignons par u la fraction d'ions zinc passée sur les sites B, l'expression du moment moléculaire à saturation absolue est :

$$\mu_{0\text{eff}} = 2,224 + 7,776 z - 10u$$

il est inférieur de la quantité $10u$ au moment du même ferrite refroidi lentement.

Cette explication n'est valable que pour les échantillons de ferrites Ni-Zn à forte teneur en nickel; pour les échantillons à forte teneur en zinc, les phénomènes sont sans doute compliqués, comme précédemment (§ 30), par les variations des coefficients de champ moléculaire.

tracées suivant les
obtenues dans la
du point de Curie
bles tracées pour



magnétiques

15 heures.

de la teneur en
magnetation à satu-
qu'une interpréta-

lon refroidi lente-
A, les expressions
chacun des sites

CONCLUSION

Notre étude sur les ferrites montre que :

1° La valeur du moment à saturation absolue des ferrites de Ni, Co, Fe, s'interprète par l'hypothèse de l'antiparallélisme des aimantations spontanées sur chaque sous-réseau au zéro absolu, en attribuant à l'ion bivalent une certaine contribution du moment orbital. A la précision des expériences, elle est la même que l'échantillon ait été refroidi lentement ou trempé.

2° Les propriétés ferromagnétiques de certains ferrites dépendent considérablement des conditions de traitement thermique auxquelles ils sont soumis. Sous l'influence d'une trempe brutale, le moment à saturation absolue croît pour les ferrites de Cu et de Mg, pour les ferrites mixtes de Ni-Zn à forte teneur en zinc et simultanément le point de Curie décroît; ce moment décroît pour les ferrites mixtes de Ni-Zn à forte teneur en nickel.

3° Cette variation du moment, sous l'effet de la trempe, s'interprète pour les ferrites de Cu et de Mg par le passage d'ions Cu ou Mg des sites B sur les sites A, pour les ferrites mixtes de Ni-Zn par le passage d'ions Zn des sites A sur les sites B.

4° La théorie générale du ferrimagnétisme rend compte de façon satisfaisante de la variation thermique de l'aimantation spontanée des ferrites de Fe, Co, Ni.

Travail exécuté au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de la Faculté des Sciences de Grenoble.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) P. WEISS. — *J. de Physique*, 1907, **6**, 661.
- (2) HILPERT. — *Verhandlungen d. Deutsch. Physikal. Ges.*, 1909, **2**, 293.
- (3) FORESTIER et CHAUDRON. — *C. R. Ac. Sc.*, 1926, **182**, 777.
- (4) P. WEISS et R. FORRER. — *J. de Physique*, 1929, **12**, 279.
- (5) Ch. GUILLAUD et H. CRÉVEAUX. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 1256.
- (6) Ch. GUILLAUD et M. ROUX. — *C. R. Ac. Sc.*, 1949, **229**, 1133.
- (7) Ch. GUILLAUD et H. CRÉVEAUX. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 1458.
- (8) Ch. GUILLAUD. — *J. de Recherches du C. N. R. S. Labo. de Bellevue*, 1950, **12**, 113.
- (9) E. W. GORTER. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 192.
- (10) E. W. GORTER. — *Nature*, 1950, **165**, 798.
- (11) L. NÉEL. — *Ann. de Phys.*, 1948, **3**, 137.
- (12) P. WEISS. — *Arch. des Sc. Phys. et Natur.*, 1910, **29**, 175.

- (13) M. PESCHARD. — *Rev. de Métall.*, 1925, **22**, 490.
- (14) P. WEISS et R. FORRER. — *Ann. de Phys.*, 1926, **5**, 153.
- (15) Ch. SADRON. — *Ann. de Phys.*, 1932, **17**, 371.
- (16) M. FALLOT. — *Ann. de Phys.*, 1936, **6**, 305.
- (17) P. TAGLANG. — *Thèse Strasbourg*, 1950.
- (18) A. LAGAZE. — *La France énergétique*, 1949, **8**, 198.
- (19) P. WEISS et G. FOEX. — *Le Magnétisme*, 1931, p. 61.
- (20) NEUMANN. — *J. de Crelle*, 1948, **37**, 21.
- (21) OSBORN. — *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 351.
- (22) F. ADCOCK et C. A. BRISTOW. — *Proceedings of the Royal Soc. London*, 1935, **153**, 172.
- (23) T. D. YENSEN. — *Iron Age*, 1939, **144**, 89.
- (24) R. PAUTHENET. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 1842.
- (25) P. CURIE. — *Ann. de Phys.*, 1895, **5**, 289.
- (26) R. FORRER et R. BAFFIE. — *J. de Physique*, 1944, **5**, 97.
- (27) F. BLOCH. — *Z. f. Phys.*, 1930, **61**, 206.
- (28) Ch. GUILLAUD, R. VAUTIER, S. MEDVEDIFF. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 60.
- (29) L. R. BICKFORD. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 449.
- (30) C. A. DOMENICALI. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 458.
- (31) E. J. W. VERWEY. — *Proc. of the 11th Intern. Cong. of pure and applied Chemistry*, 1950, **1**, 285.
- (32) F. BERTAUT. — *Colloque de Ferromagnétisme*, Grenoble, 1950.
- (33) W. A. YAGER, J. K. GALT, F. R. MERRITT, E. A. WOOD, B. T. MATTHIAS. — *Bull. Am. Phys. Soc. Washington meetings*, 1950.
- (34) Ch. GUILLAUD, W. A. YAGER, F. R. MERRITT, C. KITTEL. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 181.
- (35) C. KITTEL. — *Colloque de Ferromagnétisme*, Grenoble, 1950.
- (36) L. NÉEL. — *Ann. de l'Institut Fourier*, Grenoble, 1949, **1**, 163.
- (37) M. FALLOT et P. MARONI. — *Colloque de Ferromagnétisme*, Grenoble, 1950.
- (38) L. NÉEL. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 190.
- (39) L. WEIL, F. BERTAUT, L. BOCHIROU. — *J. de Physique*, 1950, **11**, 208.
- (40) J. L. SNOEK. — *New developments in ferromagnetic materials*. Amsterdam, 1947.
- (41) F. G. BROCKMAN. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 841.
- (42) L. NÉEL. — *C. R. Ac. Sc.*, 1950, **230**, 375.

es ferrites de Ni,
lisme des aimants
absolu, en attri-
moment orbital.
l'échantillon ait

errites dépendent
nique auxquelles
ale, le moment à
de Mg, pour les
simultanément le
errites mixtes de

trempe, s'inter-
d'ions Cu ou Mg
s de Ni-Zn par le

compte de façon
tation spontanée

e et de Physique
renoble.

Res., 1909, **2**, 293.
777.
279.
, **230**, 1256.
29, 1133.
, **230**, 1458.
labo. de Bellevue,

), 175.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Propagation des ondes à front raide
dans les machines électriques.**

Vu :

Grenoble, le 25 janvier 1951.

Le Président de la Thèse,
L. NÉEL.

Vu :

Grenoble, le 25 janvier 1951.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
L. MORET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

pour le Recteur de l'Académie de Grenoble,
L. MORET.

BIBLIOTHÈQUE
GRENOBLE
UNIVERSITAIRE

DÉPÔT LÉGAL : 1952, 3^e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 1620. MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
BARNÉOUD FRÈRES ET C^{ie}, IMPRIMEURS (31.0566). LAVAL. N° 1620. — 9-1952.