

T H È S E

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Zdeněk BLAŽEK

—
Titre

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'HYSTÉRÉSIS FERROMAGNÉTIQUE
A PLUSIEURS DIMENSIONS

Soutenu le 22 Février 1972, devant la Commission d'Examen

J U R Y

MM. L. NÉEL

Président

J.C. BARBIER

P. BRISSONNEAU

R. VERGNE

} *Examineurs*

A. FERRO MILONE

Invité

Monsieur le Professeur NÉEL, Membre de l'Académie des Sciences, m'a accueilli dans son Laboratoire, m'a proposé le sujet de cette étude, a suivi mon travail avec intérêt et m'a fait l'honneur de présider mon Jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus respectueuse reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur FERRO MILONE, Directeur de l'I.E.N. à TORINO qui a bien voulu faire partie du Jury.

Les entretiens fréquents avec Monsieur le Professeur J.C. BARBIER ont toujours été très fructueux et encourageants. Ils m'ont beaucoup apporté. Je lui adresse mes plus vifs remerciements.

Les conseils avisés que m'a donnés Monsieur le Professeur BRISSONNEAU m'ont été précieux. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour son aimable appui pendant tout mon séjour au Laboratoire.

Monsieur R. VERGNE, Maître de Recherche au C.N.R.S., m'a fait bénéficier de son expérience de la recherche. Je le prie de trouver ici l'expression de ma plus grande gratitude pour ses conseils et son aide quotidienne qui m'ont permis de mener à bien cette étude.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à Monsieur J.L. PORTESEIL pour son amicale et sincère collaboration durant tout mon séjour.

J'adresse enfin mes remerciements à l'ensemble du personnel du Laboratoire pour l'aimable accueil qu'il m'a réservé ainsi que pour l'aide qu'il m'a apportée.

TABLE DES MATIÈRES

	<u>Pages</u>
INTRODUCTION	1
1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	3
1.1. CIRCUIT PRIMAIRE	3
1.2. CIRCUIT SECONDAIRE	6
1.3. CARACTÉRISTIQUES DU DISPOSITIF	8
1.4. ÉCHANTILLON	9
2. ANISOTROPIE DE DÉSAIMANTATION	9
2.1. INTRODUCTION	9
2.2. HISTORIQUE	10
2.3. MÉTHODE DE MESURE	14
2.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	16
2.4.1. Désaimantation tournante	16
2.4.2. Influence de l'amplitude de désaimantation	17
2.4.3. Influence de la direction de désaimantation	19
2.4.4. Anisotropie du traînage de fluctuations .	21
2.5. MODÈLE THÉORIQUE	22
2.5.1. Les lois de Rayleigh microscopiques et macroscopiques	22
2.5.2. Modèle et calcul de l'anisotropie de désaimantation	26
2.5.3. Les lois de Rayleigh après la désaiman- tation alternative	30
2.5.4. Cas du polycristal réel	32
2.6. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DU MODÈLE	36
2.6.1. Variation de la susceptibilité initiale et du coefficient de Rayleigh en fonction de la direction de désaimantation	36
2.6.2. Résultats relatifs aux développements en séries de Fourier	37
2.6.3. Influence de l'amplitude de désaimantation	40

	<u>Pages</u>
3. SUSCEPTIBILITÉS IRRÉVERSIBLES	43
3.1. INTRODUCTION	43
3.2. MODÈLE THÉORIQUE DE NÉEL	44
3.2.1. Susceptibilités différentielles réversible et irréversible	43
3.2.2. Calcul des susceptibilités irréversibles dans le domaine de Rayleigh	45
3.3. MÉTHODE DE VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE	47
3.3.1. Méthode de mesure	47
3.3.2. Contribution du traînage de fluctuations thermiques	48
3.3.3. Influence de l'anisotropie de désaimantation	51
3.3.4. Résultats expérimentaux	55
4. CONCLUSIONS	58
5. BIBLIOGRAPHIE	61

INTRODUCTION

On admet généralement que les propriétés d'une substance ferromagnétique douée d'hystérésis sont définies au voisinage d'un point quelconque d'aimantation J dans un champ H par deux quantités seulement : les susceptibilités différentielles réversible et irréversible. L'aimantation J dépend non seulement de la valeur actuelle du champ magnétique, mais de toute l'histoire magnétique antérieure de l'échantillon. Les susceptibilités peuvent avoir une valeur non nulle dans n'importe quelle direction de l'espace. De ce fait, le phénomène d'hystérésis qui est caractérisé par la susceptibilité irréversible n'existe pas seulement dans la direction du champ magnétisant, où il est habituellement observé, mais aussi dans d'autres directions de l'espace. C'est pour cela que nous parlerons d' "hystérésis à plusieurs dimensions". Cette expression est due à NÉEL ⁽¹⁷⁾. Les grandes lignes de ce travail découlent naturellement de ce qui précède : d'abord définir un état initial reproductible d'aimantation macroscopique nulle nous permettant de contrôler l'histoire magnétique de l'échantillon : c'est la désaimantation et, ensuite, mesurer les susceptibilités dans diverses directions. Nous nous bornerons au domaine de Rayleigh car, dans ce cas, l'aimantation a une expression simple. Nous avons alors accès aux susceptibilités, soit par la méthode classique d'application d'un champ additionnel, soit par la courbe de première aimantation.

La première partie de ce travail a été consacrée à l'étude de l'état de référence et plus particulièrement à l'anisotropie de cet état. L'expérience montre que la désaimantation par un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante d'un échantillon possédant plusieurs axes de facile aimantation, conduit à un état désaimanté anisotrope. L'aimantation dépend, pour un processus déterminé d'application du champ magnétisant, de l'angle que fait celui-ci avec la direction du champ de désaimantation. La connaissance approfondie de cet effet est indispensable pour l'interprétation des mesures relatives à

l' "hystérésis à plusieurs dimensions". Dans tout ce travail nous nous sommes limités au cas où, le ou les, champs magnétisants, le champ de désaimantation et la direction de mesure sont dans un même plan. Nous avons fait une étude expérimentale dans laquelle nous avons observé l'influence de la direction et de l'amplitude du champ de désaimantation sur les valeurs de la susceptibilité initiale et du coefficient de Rayleigh. Nous avons également montré l'influence de l'anisotropie de désaimantation sur le traînage de fluctuations thermiques. Nous avons enfin développé un modèle nous permettant d'interpréter nos résultats expérimentaux.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à la vérification expérimentale d'un modèle de NÉEL ⁽¹⁷⁾ relatif à la susceptibilité irréversible des matériaux polycristallins isotropes, dans le domaine de Rayleigh. Cette théorie permet de calculer les valeurs de l'aimantation irréversible provoquées par l'action de champs magnétiques additionnels, appliqués dans diverses directions, par rapport à celle d'un champ de polarisation constant. Nous exposerons d'abord cette théorie qui n'a pas été publiée ; nous présenterons ensuite des expériences qui confirment sa validité.

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental que nous avons construit est adapté aux mesures des petites valeurs de l'aimantation. Il doit avoir une grande sensibilité et permettre une précision rigoureuse. Le dispositif est composé de deux circuits principaux (fig. 1) : le circuit primaire qui fournit les champs magnétisants et le champ alternatif de désaimantation et le circuit secondaire qui sert à mesurer le flux magnétique.

1.1. CIRCUIT PRIMAIRE

Le circuit primaire se compose :

- . d'un ensemble de bobines d'Helmholtz
- . des alimentations en courant continu nécessaires pour la production des champs magnétisants
- . d'une source de courant alternatif adaptée à la désaimantation
- . de dispositifs divers.

Ensemble de bobines d'Helmholtz

Nous avons utilisé un système comportant deux couples de bobines d'Helmholtz, l'un à l'intérieur de l'autre, qui produisent deux champs magnétiques homogènes dans une même région suffisamment grande par rapport aux dimensions de l'échantillon. Il s'agit du système décrit dans les notes inédites de J. COVO, que nous avons adapté aux besoins de notre travail (fig. 2). Les bobines sont montées sur un axe de rotation commun et chaque couple peut tourner autour de cet axe indépendamment de l'autre. On peut ainsi donner aux deux champs une direction quelconque dans le plan perpendiculaire à l'axe. Le groupe extérieur de bobines d'Helmholtz est utilisé pour la création du champ magnétisant principal H tandis que le groupe intérieur de bobines sert

à la désaimantation de l'échantillon.

Au cours des mesures décrites dans le chapitre 3, nous employons également les bobines intérieures pour créer des champs additionnels constants qui sont appliqués dans différentes directions par rapport au champ H . Un couple auxiliaire de bobines fixées sur les bobines H sert à la compensation du champ magnétique terrestre. Le tableau I donne les caractéristiques de ces diverses bobines.

Nous avons calculé cet ensemble, puis nous l'avons ajusté au mieux à l'aide d'un gaussmètre ; enfin, nous l'avons étalonné de façon précise.

Tableau I

Bobine	Champ H	Désaimantation	Champ terrestre
Ø intérieur (mm)	240	140	270
Ø extérieur	270	182	278
largeur (mm)	15	18	8
nombre de spires	758	1318	80
résistance (Ω)	53,9	55,1	6,2
constante de champ K $I (A) = K.H (H(Oe))$	50,9	64,0	5,0
variation maximale du champ au centre des bobines sur la distance de 6 cm (en %)	0,6	1,8	0,7
distance entre bobines (mm)	118	79	132
diamètre du fil (mm)	0,5	0,5	0,5

Alimentation en courant

Nous avons alimenté les bobines d'Helmholtz à l'aide de sources stabilisées en courant. En raison de la précision des mesures, la stabilité devait être $\geq 10^{-4}$. Pour tracer les courbes de première aimantation, nous avons fait une montée lente du champ à vitesse constante. Pour cela nous avons piloté l'alimentation des bobines magnétisantes à l'aide d'une source auxiliaire fournissant une tension linéaire en fonction du temps dont la vitesse était réglable.

Source de courant alternatif adaptée à la désaimantation

Pour la désaimantation par le champ alternatif d'amplitude décroissante, nous utilisons dans la plupart de nos expériences un appareil de même type que celui décrit par G. BONNET et R. GARIOD⁽¹⁾. La désaimantation se fait à la fréquence de 50 Hz et dure environ 40 s ; le rapport $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$ est de l'ordre de 10^4 . L'amplitude maximale est suffisante pour les besoins de nos études sur l'hystérésis (effacement des aimantations résiduelles, création des conditions initiales reproductibles) mais la puissance de l'appareil est insuffisante pour l'étude de l'influence de l'amplitude de désaimantation sur l'anisotropie de l'état désaimanté. Pour les désaimantations de grande amplitude, nous avons utilisé un transformateur réglable à l'aide duquel nous avons effectué les désaimantations de durée semblables à celles que l'on obtient avec l'appareil précédent. Lors du tracé des courbes d'aimantation correspondant aux désaimantations complètes et partielles, nous avons contrôlé par de nombreux essais la perfection et la reproductibilité de la désaimantation.

Autres parties du circuit

On trouve également dans le circuit des résistances étalon et un potentiomètre permettant une mesure précise des courants magnétisants. On y trouve également l'enroulement primaire d'une mutuelle inductance dont le rôle sera précisé

dans le § I.2. Dans certains cas, au cours de l'étude du traînage de fluctuations, on emploie des résistances et capacités auxiliaires afin d'empêcher l'apparition des oscillations non souhaitables qui se formeraient à la suite des changements brusques du courant magnétisant.

1.2. CIRCUIT SECONDAIRE

Fluxmètre électronique

Le fluxmètre utilisé est essentiellement constitué d'un amplificateur galvanométrique intégrateur. L'appareil a été construit au Laboratoire par MM. R. VERGNE et J.L. PORTESEIL et il est décrit en détail en (2) et (3). Le principal avantage de cet intégrateur à très bas niveau consiste en son excellente stabilité. Les dérives intrinsèques correspondant à des tensions moyennes ramenées à l'entrée sont de l'ordre de quelque 10^{-11} V pour des durées d'une heure. Même à cette stabilité, la bande passante de l'intégrateur reste très acceptable (moins de 20° déphasage à 1100 Hz et un temps de montée de 100 μ s). Il a permis de réaliser un fluxmètre extrêmement sensible. Afin d'exploiter les qualités de l'intégrateur, il fallait éliminer soigneusement diverses influences perturbatrices qui atteignent le circuit de mesure (voir § 1.3.). Le fluxmètre est équipé de circuits électroniques auxiliaires permettant une compensation automatique de la dérive avant la mesure. Il est également possible de régler la position de zéro. Nous avons fait un enregistrement graphique de nos résultats.

Mécanisme de fixation de l'échantillon et des bobines de mesure.

L'échantillon en forme de disque se trouve dans un boîtier qui est fixé sur un arbre au centre des bobines d'Helmholtz. Il est possible d'accoupler cet arbre à un moteur et de faire tourner l'échantillon au cours de la désaimantation. Un ensemble de bobines B placé sur le boîtier précédent permet de capter un flux proportionnel à l'intensité d'aimantation de l'échantillon.

Mutuelle réglable

On met en série opposition avec les bobines de mesure le secondaire d'une mutuelle inductance dont les valeurs sont ajustables de 10 - 11110 μ H. L'enroulement primaire est traversé par une fraction connue du courant alimentant les bobines d'Helmholtz. Ainsi, le flux connu provenant du secondaire de la mutuelle se retranche du flux à mesurer. On peut de cette manière mesurer avec précision l'aimantation et ses variations dans des champs magnétiques élevés où le fluxmètre serait normalement déjà saturé. Pour les mesures dans les champs faibles, nous avons nettement amélioré la précision avec laquelle on trace les courbes d'aimantation. Par l'ajustement d'une valeur convenable de la mutuelle nous compensons toute la partie linéaire de l'aimantation qui est réversible dans le domaine de Rayleigh et on enregistre directement la partie irréversible. La figure 3 montre l'importance de cette compensation. La courbe 1 représente le cycle d'hystérésis dans le domaine de Rayleigh quand on mesure l'aimantation totale. La courbe 2 représente ce même cycle après compensation de la partie réversible de l'aimantation. La partie irréversible de l'aimantation est environ 2,2 % de l'aimantation totale. Pour les mesures des susceptibilités irréversibles nous avons également augmenté considérablement la précision en compensant à l'aide de la mutuelle inductance la contribution de l'aimantation réversible au flux magnétique. Nous mesurons directement la partie irréversible en utilisant une sensibilité élevée du fluxmètre.

Nous avons mis dans le circuit des résistances et des capacités auxiliaires convenables pour que le signal provenant des bobines de captation et celui qui lui est opposé aient approximativement la même allure. Cela est important avant tout dans le cas de variations rapides de courant dans le circuit primaire, par exemple pendant la mise en circuit ou la coupure du courant. Nous effectuons des variations rapides pendant les mesures de susceptibilité irréversible et de traînage de fluctuations thermiques. Si les deux signaux opposés n'avaient pas des constantes de temps comparables, la compensation serait rompue pendant un

certain intervalle de temps et le fluxmètre travaillant à haute sensibilité serait saturé. Nous avons vérifié à l'oscilloscope que le courant magnétisant s'établissait sans dépassement.

1.3. CARACTÉRISTIQUES DU DISPOSITIF

L'appareillage construit permet de mesurer des effets d'hystérésis dans les champs faibles avec une précision jusqu'ici inaccessible. Nous donnons, comme exemple, les mesures de traînage magnétique de fluctuations thermiques dans le domaine de Rayleigh. La figure 10 montre les courbes que nous avons obtenues en enregistrant directement l'évolution de l'aimantation en fonction du temps. Dans cette expérience, le champ constant appliqué est $H = 1,5 \text{ Oe}$ et l'aimantation correspondante est enregistrée dans l'intervalle de temps allant de 5 à 90 secondes après application du champ. La variation totale de l'aimantation dans cet intervalle vaut environ $13 \cdot 10^{-3}$ gauss. Les dérives du fluxmètre, qui limitent la précision de la mesure, sont de l'ordre de $\pm 1,2 \cdot 10^{-8}$ Weber (minute) $^{-1}$, ce qui correspond à des variations d'aimantation de $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ gauss (minute) $^{-1}$. Il est même possible d'enregistrer les très petits traînages qui apparaissent après l'application ou la coupure des champs additionnels. Ces derniers sont petits devant le champ principal, qui est lui-même faible (domaine de Rayleigh).

Ces résultats ont été obtenus grâce à la haute sensibilité du fluxmètre. Mais, pour pouvoir exploiter pleinement ces qualités, il était nécessaire de limiter au maximum les influences perturbatrices provenant d'autres parties du circuit de mesure. Une étude systématique nous a permis d'éliminer l'essentiel des signaux parasites. Pour cela, nous avons particulièrement soigné le circuit de mesure, tant du point de vue des contacts électriques que de son isolement thermique. Nous avons éliminé les boucles. La salle de mesure a été maintenue en permanence à température constante. L'élimination des parasites et l'amélioration de la stabilité ont occupé la majeure partie du temps consacré à la mise au point du dispositif expérimental.

1.4. ÉCHANTILLON

Nous avons effectué les mesures de l'anisotropie de désaimantation et les mesures des susceptibilités irréversibles sur un échantillon ayant la forme d'un disque mince de diamètre 60 mm et d'épaisseur 1,2 mm. En l'assimilant à un ellipsoïde aplati on obtient un facteur de champ démagnétisant dans le plan du disque $N_g \neq 0,2$.

Nous avons utilisé comme échantillon un acier ayant la composition suivante : C = 0,3 %, Ni = 4,3 %, Cr = 1,5 %, Mo = 0,5 %, Fe = tout le reste. Ce matériau a été recuit sous atmosphère d'hydrogène pendant une heure à la température de 650°C et refroidi lentement pendant 24 heures. Nous avons contrôlé l'isotropie de l'échantillon en effectuant des mesures magnétiques dans différentes directions du plan. Le champ coercitif vaut 14,7 Oe.

2. ANISOTROPIE DE DÉSAIMENTATION

2.1. INTRODUCTION

Pour mesurer et interpréter la courbe de première aimantation, il est nécessaire de partir d'un état désaimanté bien défini et reproductible. Dans ce travail, nous utilisons la désaimantation usuelle par un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante. On sait que pour définir complètement cette aimantation, il est nécessaire de préciser la direction d'application de ce champ. On a montré expérimentalement que de nombreux matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques ont des courbes de première aimantation sensiblement différentes quand on change la direction du champ de désaimantation par rapport à la direction du champ magnétisant. Il nous fallait étudier cet effet en détail si nous voulions comparer les résultats de l'hystérésis mesurée dans des directions différentes. Le but de ce travail est d'étudier l'influence de la direction

de désaimantation sur la susceptibilité initiale et la constante de Rayleigh (et par conséquent sur les termes réversible et irréversible de l'aimantation) et de trouver des relations permettant de calculer les contributions de l'anisotropie de désaimantation aux valeurs mesurées. Il est avantageux d'étudier la susceptibilité initiale et la constante de Rayleigh car ces grandeurs sont étroitement liées à la structure magnétique et à la répartition des domaines ferromagnétiques dans l'état désaimanté.

2.2. HISTORIQUE

Pour désaimanter une substance ferromagnétique, on utilise couramment l'action d'un champ magnétique alternatif dont l'amplitude décroît lentement, d'une valeur élevée vis-à-vis du champ coercitif, jusqu'à zéro (pour simplifier, nous l'appellerons "la désaimantation alternative"). On utilise fréquemment la désaimantation thermique (réchauffement au-dessus de la température de Curie et refroidissement en champ nul) et, rarement, l'application de chocs mécaniques ou de vibrations.

On sait que ces diverses méthodes ne produisent pas le même état désaimanté parce que les courbes de première aimantation sont différentes après chaque type de désaimantation. On peut citer plusieurs travaux, surtout expérimentaux, qui traitent ces problèmes. La plupart des auteurs étudient la différence entre la désaimantation thermique et la désaimantation alternative faite dans la direction de mesure. C'est, par exemple, le cas des travaux ^(4 à 8) où l'on étudie le fer et les matériaux à base de Fe. On mesure surtout les variations de la perméabilité initiale μ et l'on trouve que $\mu_T < \mu_A$ (T = désaimantation thermique, A = désaimantation alternative dans la direction de mesure) aussi bien pour les matériaux polycristallins que pour les monocristaux. On explique cette différence en supposant ⁽⁹⁾, par exemple, que pour une désaimantation thermique les aimantations spontanées se répartissent de façon isotrope suivant les diverses directions de facile aimantation, alors que dans le cas d'une désaimantation alternative unidirection-

nelle les directions de facile aimantation voisines du champ de désaimantation sont privilégiées. Les résultats des mesures des courbes de première aimantation tracées après les désaimantations alternatives qui sont faites dans des directions différentes de la direction du champ magnétisant semblent confirmer cette hypothèse. Dans son mémoire théorique sur le magnétisme des roches, L. NÉEL ⁽¹⁰⁾ fait des remarques sur l'état initial obtenu après les désaimantations thermique et alternative dans le cas des gros grains. En employant un modèle analogue à celui qui lui a servi à l'explication des lois de Rayleigh ⁽²⁶⁾, l'auteur trouve que ces deux types de désaimantation doivent provoquer les différences entre les courbes de première aimantation correspondantes.

Nous allons mentionner plus en détail les publications où l'on étudie les désaimantations alternatives faites dans différentes directions parce que notre travail prend ces résultats pour point de départ.

J.C. BARBIER et B. FERLIN-GUION ⁽¹¹⁾ trouvent une différence importante entre les courbes de première aimantation d'un échantillon de Fe-Ni polycristallin qui sont tracées d'une part après une désaimantation parallèle (désaimantation alternative appliquée dans la direction parallèle à la direction du champ magnétisant) et, d'autre part, après une désaimantation perpendiculaire. L'aimantation obtenue après une désaimantation perpendiculaire est plus faible. La plus grande différence apparaît pour un champ dont l'amplitude est d'environ 75 % du champ coercitif. Le rapport des aimantations $\frac{J_{||}}{J_{\perp}}$ atteint alors 1,6 (l'indice $||$ se rapporte à la désaimantation parallèle, l'indice \perp à la désaimantation perpendiculaire). Les auteurs ont observé un effet semblable sur de nombreuses autres substances cubiques qui possèdent trois axes de facile aimantation. Mais, dans le cas du cobalt hexagonal qui est uniaxial, le changement de la direction de désaimantation n'a aucune influence sur la courbe de première aimantation. En conséquence, les auteurs supposent que dans le cas des substances cubiques possédant trois axes de facile aimantation, ces axes ne sont pas équivalents au cours

de la désaimantation et que leur orientation respective par rapport au champ de désaimantation est importante dans la formation de la structure en domaines. On a étudié également l'influence des tensions internes et on a trouvé que leur apparition dans le matériau fait diminuer ou même fait disparaître l'anisotropie de désaimantation. Il en est de même lorsqu'on fait apparaître dans le matériau un caractère uniaxial marqué par l'application de contraintes. L'anisotropie de la désaimantation disparaît au fur et à mesure que le caractère uniaxial s'accroît par rapport au caractère cubique. Cet effet est étudié en détail dans le travail de J.C. BARBIER, H. RUBY et R. VERGNE ⁽¹²⁾. Des résultats analogues se trouvent dans les thèses de H. RUBY ⁽¹³⁾ et B. GUION ⁽¹⁴⁾.

J. COVO ⁽¹⁵⁾ a mesuré en 1960 la susceptibilité irréversible à la limite du domaine de Rayleigh sur un échantillon d'acier "nichro" (C = 0,4 % , Ni = 4,2 % , Cr = 1,4 % , Mn = 0,6 % , Fe = tout le reste) et elle a constaté que sa valeur est plus basse après la désaimantation perpendiculaire qu'après la classique désaimantation parallèle. Dans un travail ultérieur ⁽¹⁶⁾ elle a élargi son étude aux cas de désaimantations faites dans plusieurs autres directions par rapport à la direction de mesure. Cependant, elle a obtenu des résultats peu reproductibles, vraisemblablement à cause de la sensibilité et de la précision insuffisantes du dispositif expérimental utilisé pour ces mesures (les valeurs absolues de l'aimantation irréversible mesurée sont extrêmement petites). On trouve dans le travail de J. COVO les résultats des calculs théoriques de L. NÉEL ⁽¹⁷⁾ basés sur l'hypothèse de la répartition anisotrope des directions des aimantations spontanées dans l'état désaimanté obtenu après une désaimantation par un champ alternatif unidirectionnel. M.L. MOISSON, dans une étude sur la répartition ⁽¹⁸⁾, a dû également considérer le rôle de la direction de désaimantation sur l'état de référence. V.R. ABEL'S a étudié, en 1961 ⁽¹⁹⁾, l'influence de la direction de désaimantation sur la structure magnétique des cristaux dans un acier au silicium laminé. Il a trouvé, pour la perméabilité, relative aux courbes de première aimantation, des valeurs nettement plus basses dans le cas d'une

désaimantation perpendiculaire. Cette diminution atteint 40 % pour la perméabilité maximale et selon les estimations de l'auteur, 10-20 % pour la perméabilité initiale. L'auteur a observé les domaines dans l'état désaimanté par la méthode de diagrammes de poudres après des désaimantations dans différentes directions. Il n'a constaté pratiquement aucune différence dans la structure magnétique superficielle.

Jusqu'ici, nous avons cité les travaux étudiant les matériaux à base de Fe. Ces résultats sont particulièrement intéressants pour notre travail car nous utilisons des échantillons en acier contenant 93,5 % Fe. Nous présentons ci-dessous la bibliographie concernant des ferrites et d'autres matériaux ferromagnétiques.

Y. ANGEL ⁽²⁰⁾ a étudié le comportement des ferrites dans des champs magnétiques croisés et il a aussi constaté que la désaimantation alternative induit une anisotropie créant une direction préférentielle d'aimantation parallèle au champ de désaimantation. Sur l'échantillon de ferrite Ni-Zn polycristallin, il a trouvé des valeurs différentes de la perméabilité initiale et de constante de Rayleigh après des désaimantations parallèle et perpendiculaire. Mais ces résultats n'ont permis que des estimations assez grossières. J. BONNEFOUS ⁽²¹⁾, dans son étude sur les propriétés directionnelles de quelques substances ferromagnétiques polycristallines, a confirmé et partiellement complété les résultats de Y. ANGEL. Il a observé des différences sur la perméabilité initiale et la constante de Rayleigh entre les désaimantations parallèle et perpendiculaire sur les échantillons de ferroxcube, de ferroxidure, de nickel et d'acier au Co. Il a utilisé aussi la désaimantation dite "tournante", pendant laquelle l'échantillon est soumis à l'action du champ magnétique alternatif tournant dont l'amplitude lentement décroissante tend vers zéro. Il ne semble pas que, compte tenu de la méthode de mesure utilisée et de la précision des résultats obtenus, il soit possible d'en donner une interprétation sûre. K.H. KLITZING et G. ZENTGRAF ⁽²²⁾ ont examiné la différence entre la désaimantation thermique et la désaimantation alternative parallèle sur le

ferrite Mn-Zn qui possède la température de Curie de 168°C. Ils ont constaté que la susceptibilité initiale $\chi_T < \chi_A$ à la température ambiante mais ils ont trouvé l'inégalité inverse pour la température de 138°C. Enfin, notons qu'il a été observé sur le nickel $\chi_T > \chi_A$ par J.L. SNOEK et J.F. FAST (23) et ce résultat a été confirmé par E. KNELLER (24).

Il résulte de cet aperçu de la bibliographie que l'anisotropie due à la désaimantation alternative unidirectionnelle a été prouvée expérimentalement sur de nombreux matériaux ferro- et ferri-magnétiques qui possèdent plusieurs axes de facile aimantation. Cependant, jusqu'ici, nous n'avons pas de résultats expérimentaux suffisamment détaillés et précis qui pourraient servir de base à une interprétation du phénomène. Dans la grande majorité des cas, on n'a pratiquement que la différence entre les désaimantations parallèle et perpendiculaire. Nous manquons d'un modèle théorique vérifié. Ainsi, les connaissances actuelles, qui ne sont pas satisfaisantes, et le besoin d'expliquer l'influence de l'anisotropie de désaimantation sur les divers effets de l'hystérésis, motivent largement l'utilité d'une étude plus profonde du phénomène.

2.3. MÉTHODE DE MESURE

Nous avons étudié expérimentalement les variations de la susceptibilité initiale a et de la constante de Rayleigh b en fonction de divers processus de désaimantation par un champ alternatif lentement décroissant. On sait (voir §2.5.1) qu'on peut décrire la courbe de première aimantation d'un grand nombre de ferromagnétiques dans des champs petits vis-à-vis du champ coercitif par la relation

$$J = aH + bH^2 \quad (1)$$

où J est l'aimantation, H le champ magnétisant. Cette loi n'est valable que pour un faible intervalle de champ. Nous appellerons limite du domaine de Rayleigh la borne supérieure de cet intervalle.

Nous avons d'abord vérifié la validité de la loi de Rayleigh pour notre échantillon en mesurant la courbe de première aimantation et nous avons déterminé la limite du domaine de Rayleigh. Pour cela, après avoir relevé la courbe de première aimantation, nous avons tracé la courbe J/H en fonction de H . Si la substance suit la loi de Rayleigh, nous devons obtenir une droite d'ordonnée à l'origine a et de pente b . En effet, nous avons trouvé la droite dans un intervalle $H_{\min} < H < H_{\max}$. Les valeurs numériques approximatives sont $H_{\min} \approx 70 \text{ mOe}$, $H_{\max} \approx 2,2 \text{ Oe}$, soit très sensiblement 15% du champ coercitif. La figure 4 montre l'allure des courbes en exagérant beaucoup les anomalies signalées. Pour les champs $H < H_{\min}$, nous avons trouvé que la susceptibilité décroît plus vite que ne le prévoit la loi de Rayleigh. De tels résultats ont déjà été signalés par plusieurs auteurs (35,24). Cette anomalie peut être attribuée, entre autres choses, au traînage de diffusion et au traînage de fluctuations thermiques. Au delà de H_{\max} on observe le phénomène habituel, c'est-à-dire une remontée plus rapide que celle prévue par la loi. La divergence est très progressive et pour des mesures moins précises on peut encore la négliger, même pour des champs plus élevés. Dans nos calculs, nous avons considéré le domaine de Rayleigh défini par $H_{\min} < H < H_{\max}$. Pour déterminer les coefficients a et b , nous avons utilisé les mesures relatives à cet intervalle et nous les avons ajustées sur une droite par une méthode de moindres carrés. Les écarts à la droite étaient toujours inférieurs à 10^{-3} et la reproductibilité était excellente. Nous avons également constaté que la validité de la loi de Rayleigh dans le domaine $H_{\min} < H < H_{\max}$ et les grandeurs approximatives de H_{\min} , H_{\max} restaient inchangées quelle que soit la direction du champ de désaimantation.

Nous avons toujours effectué des désaimantations d'une durée d'environ 40 secondes à la fréquence de 50 Hz. Elles ont été faites à la température ambiante, comme l'ensemble de nos mesures.

2.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous présenterons d'abord les résultats expérimentaux puis le modèle théorique. Cela nous permet de faire un meilleur classement des données qui apportent de nombreuses notions nouvelles sur l'état désaimanté obtenu par la désaimantation alternative.

Nous avons obtenu ces résultats en mesurant un polycristal cubique du type fer (voir 1.4.). Nous ne pouvons les appliquer sans modification aux ferromagnétiques possédant un autre type de structure magnétique ou un autre mécanisme d'aimantation.

2.4.1. Désaimantation tournante

Comme nous l'avons montré dans l'étude bibliographique, la désaimantation par un champ alternatif unidirectionnel crée un état désaimanté anisotrope. Afin de pouvoir étudier cette anisotropie, sa dépendance en fonction de l'amplitude et de la direction de désaimantation, nous avons besoin de savoir créer un état désaimanté isotrope et reproductible pouvant servir d'état de référence. Il est nécessaire que la désaimantation isotrope correspondante efface chaque fois les états anisotropes créés par les désaimantations précédentes. Comment ferons-nous une désaimantation isotrope ? Nous ne pouvons pas faire de désaimantation thermique car la température de Curie étant assez élevée, il risquerait de se produire des changements de structure dans le matériau. De plus, certaines expériences montrent que la loi de Rayleigh n'est pas valable après ce type de désaimantation. Dans ce travail, nous employons la désaimantation tournante. Nous appliquons un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante, comme dans le cas de la désaimantation unidirectionnelle courante mais, cette fois, l'échantillon tourne pendant la désaimantation. Notre échantillon a la forme d'un disque aplati. Il tourne avec une vitesse constante autour d'un axe de rotation perpendiculaire au plan du disque alors que la direction du champ alternatif appliqué se trouve dans le plan du disque. Ce procédé permet de créer un état désaimanté qui est

isotrope dans le plan du disque, mais qui est anisotrope dans une direction perpendiculaire, comme nous le montrerons au § 2.5. Comme nous nous bornons à l'étude d'un problème plan, cette isotropie est suffisante.

2.4.2. Influence de l'amplitude de désaimantation

Faisons en premier lieu la désaimantation tournante et mesurons la courbe de première aimantation et les constantes a et b correspondantes. Si nous faisons ensuite des désaimantations unidirectionnelles dans une direction donnée, nous créons une anisotropie de désaimantation dont l'ampleur dépend de l'amplitude maximale du champ alternatif de désaimantation appliqué. La figure 5 montre la dépendance des valeurs des constantes a et b en fonction de cette amplitude et l'on voit nettement comment l'anisotropie augmente avec l'amplitude croissante du champ de désaimantation. On remarque que pour les amplitudes élevées on arrive à la saturation et l'on constate qu'à partir d'une certaine valeur critique H_{kr} de l'amplitude du champ de désaimantation, l'anisotropie mesurée n'augmente plus.

Faisons une désaimantation alternative dans une direction donnée. Le degré d'anisotropie est alors déterminé par l'amplitude du champ de désaimantation (amplitude maximale du champ alternatif pendant le processus de désaimantation). Considérons une amplitude inférieure à H_{kr} et l'anisotropie ainsi créée. Nous pouvons augmenter cette anisotropie en faisant une désaimantation de plus grande amplitude. Si nous faisons ensuite des désaimantations d'amplitude inférieure, l'anisotropie qui a été atteinte précédemment reste conservée. Nous ne pouvons pas diminuer l'anisotropie acquise en faisant des désaimantations d'amplitude plus faible dans la même direction. Nous pouvons l'abaisser ou l'effacer en faisant une désaimantation tournante ou la modifier en faisant une désaimantation unidirectionnelle dans une autre direction. Nos expériences montrent également que l'échantillon qui a été désaimanté par un champ alternatif unidirectionnel garde son anisotropie au cours du temps. Les

mesures faites après plusieurs jours ont confirmé que le degré d'anisotropie ne change pas avec le temps à condition que l'échantillon ne soit pas soumis à des influences perturbatrices extérieures, à des changements de température ou à des vibrations par exemple.

Rappelons que dans la grande majorité des mesures magnétiques on utilise, en pratique, la désaimantation par un champ alternatif unidirectionnel. On peut alors constater que pratiquement dans tous ces cas on se réfère à un état désaimanté anisotrope. La reproductibilité des résultats sera assurée à condition que l'échantillon soit, au moins une fois, désaimanté par un champ d'amplitude supérieure à H_{kr} . Les désaimantations ultérieures faites dans la même direction, quelle que soit leur amplitude, ne changent pas le degré d'anisotropie "saturée" ainsi acquis.

L'allure des courbes sur la figure 5 est un peu différente de l'allure qu'on obtient si l'on part d'un état désaimanté parfaitement isotrope. Comme nous l'avons indiqué plus haut, la désaimantation tournante conduit à un état isotrope dans le plan du disque mais anisotrope dans une direction perpendiculaire à ce plan et le degré de cette anisotropie dépend de l'amplitude maximale de la désaimantation. Ce fait se traduit par une petite augmentation des valeurs \underline{a} et \underline{b} en fonction de l'amplitude de la désaimantation tournante quand on part d'un état désaimanté complètement isotrope. Si l'on réalise une désaimantation tournante d'amplitude supérieure à H_{kr} , l'anisotropie dans la direction perpendiculaire au plan du disque se sature. Dans la figure 5, nous avons pris comme état de référence cet état "saturé" de la désaimantation tournante. Les variations de \underline{a} et \underline{b} sont données en valeurs relatives. Quant aux valeurs absolues, on les obtient en prenant pour \underline{a} et \underline{b} les valeurs initiales suivantes : $a = 4,405$, $b = 0,112$. La reproductibilité des mesures est supérieure à $\pm 1.10^{-3}$ pour a et $\pm 2,5.10^{-2}$ pour b . Ce fait est intéressant pour la mesure des variations relatives de ces valeurs. Quant aux valeurs absolues, nous sommes limités par la détermination du coefficient de champ démagnétisant et de la surface active des bobines.

Il résulte de la figure 5 que les valeurs de a et b dépendent considérablement de l'amplitude de la désaimantation. Pour la désaimantation parallèle a et b augmentent avec l'amplitude de celle-ci. A amplitude égale ou supérieure H_{kr} , la différence entre la désaimantation parallèle et tournante atteint 6 % pour a et 33 % pour b.

Les figures 6, 7 donnent les résultats expérimentaux relatifs aux angles ψ compris entre 0 et $1/2$. ψ est l'angle entre la direction de désaimantation et la direction du champ magnétisant. L'augmentation des valeurs a et b, provoquée par l'accroissement de l'amplitude de désaimantation et qui est la plus forte pour la désaimantation parallèle ($\psi = 0$), diminue pour les valeurs de ψ croissantes jusqu'à ψ étant environ 47° . Pour ψ supérieur, on observe par contre la diminution des valeurs a et b avec l'amplitude de désaimantation croissante. Cette diminution devient de plus en plus importante quand on fait croître l'angle ψ et atteint son maximum pour la désaimantation perpendiculaire ($\psi = \frac{\pi}{2}$).

Ajoutons encore qu'en faisant des aimantations unidirectionnelles d'amplitudes situées dans le domaine de Rayleigh, nous n'avons observé aucun changement mesurable des valeurs a et b par rapport aux valeurs correspondant à la désaimantation tournante précédente.

2.4.3. Influence de la direction de désaimantation

Faisons les désaimantations par un champ alternatif unidirectionnel d'amplitude supérieure à H_{kr} dans diverses directions par rapport au champ magnétisant de mesure. Les figures 8 et 9 montrent les variations des valeurs a et b en fonction de l'angle ψ . On voit que a et b diminuent lorsque ψ croît, b à peu près 4 fois plus que a en valeur relative. On remarque aussi que l'allure des deux courbes est différente. Tandis que b, par exemple, diminue dans l'intervalle $0 < \psi < \frac{\pi}{6}$ nettement plus rapidement que dans l'intervalle $\frac{\pi}{3} < \psi < \frac{\pi}{2}$, la diminution est pour a presque la même dans ces deux intervalles. Nous

donnons une interprétation de ces courbes dans le § 2.5.

Nous avons examiné également les résultats obtenus après avoir fait plusieurs désaimantations successives dans diverses directions, avant d'appliquer le champ de mesure. Nous avons mesuré la susceptibilité initiale a . Pour des raisons de simplicité, nous n'avons fait que trois types de désaimantation : désaimantation parallèle, désaimantation perpendiculaire et désaimantation tournante. Nous avons noté a^{\parallel} , a^{\perp} , a° les susceptibilités initiales correspondantes. Les résultats donnés plus haut s'écrivent donc :

$$a^{\perp} < a^{\circ} < a^{\parallel} \quad (2)$$

Nous désignerons d'une façon analogue les désaimantations successives. $a^{\perp\parallel}$ par exemple, signifie la susceptibilité initiale mesurée après la désaimantation parallèle qui a été précédée par la désaimantation perpendiculaire. Chaque fois, la première désaimantation unidirectionnelle est précédée par une désaimantation tournante complète qui nous sert d'état de référence.

Il faut distinguer les désaimantations d'amplitude supérieure à H_{kr} et les désaimantations d'amplitudes inférieures.

Nous pouvons constater que les désaimantations d'amplitudes supérieures à H_{kr} effacent les influences de toutes les désaimantations précédentes. Nous obtenions toujours des résultats bien reproductibles et correspondant à ce type de désaimantation, indépendamment de la direction ou de l'amplitude des désaimantations précédentes. On peut écrire :

$$a^{\perp\perp} = a^{\parallel\perp} = a^{\circ\perp} \quad a^{\perp\parallel} = a^{\parallel\parallel} = a^{\circ\parallel} \quad (3)$$

La situation est plus compliquée pour les désaimantations d'amplitudes inférieures à H_{kr} . Faisons des désaimantations de même amplitude, inférieure à H_{kr} , mais suffisante pour créer une anisotropie mesurable. L'état initial est toujours la désaimantation tournante d'amplitude supérieure à H_{kr} . Nous trouvons

$$a_{\perp\perp} < a_{\parallel\perp} \quad a_{\perp\parallel} < a_{\parallel\parallel} \quad (4)$$

$$a_{\parallel\perp} < a_{\perp\parallel} \quad (5)$$

Les relations (4) montrent que la désaimantation unidirectionnelle d'amplitude inférieure à H_{kr} ne suffit pas à effacer complètement les influences des désaimantations précédentes. La relation (5) confirme que c'est la dernière désaimantation (avant la mesure) dont l'influence est prépondérante.

Les mêmes relations (3 à 5) sont valables pour la constante b . Nous avons fait également des désaimantations d'une durée prolongée de 3 minutes et nous avons trouvé les mêmes relations.

2.4.4. Anisotropie du traînage de fluctuation

Il faut noter ici, tout au moins brièvement, nos résultats concernant le traînage magnétique de fluctuation. Nous parlerons plus loin (§ 3.3.2.) en détail de ce type de traînage qui joue un rôle notable dans les mesures d'hystérésis en champs faibles.

Après l'application d'un champ magnétique constant H , ce traînage se manifeste par une augmentation de l'aimantation avec le temps. Cette augmentation est proportionnelle ⁽²⁸⁾ au $\log t$, t étant le temps mesuré à partir de l'application de H , et à la susceptibilité différentielle irréversible, qui est égale à $2bH$ dans le domaine de Rayleigh.

Nous avons mis en évidence expérimentalement la variation du traînage dans le domaine de Rayleigh en fonction de la direction de désaimantation. Nous avons enregistré directement l'évolution avec le temps dans un champ constant qui est égal à $1/10$ du champ coercitif. Il est à noter que du point de vue expérimental ces mesures présentent des difficultés. Il faut mesurer avec précision les variations d'aimantation de l'ordre de $1 \cdot 10^{-2}$ Gauss/minute, ce qui correspond à des variations de flux de

$1,2 \cdot 10^{-6}$ Weber/minute.

La figure 10 montre l'effet de traînage enregistré après une désaimantation parallèle et après une désaimantation perpendiculaire. L'allure logarithmique des courbes, prévue par la théorie de NÉEL ⁽²⁹⁾, est parfaitement suivie dans l'intervalle d'observation qui est ici de 5 à 60 secondes après l'application du champ H. En traçant l'accroissement de l'aimantation en fonction de $\log t$, nous obtenons des droites parfaites. On voit nettement la variation provoquée par le changement de la direction de la désaimantation. Une étude menée dans le but d'interpréter ces résultats et d'obtenir de nouveaux renseignements sur le champ fictif du traînage, en utilisant notre modèle d'anisotropie de désaimantation (§2.5. .), est actuellement en cours.

2.5. MODÈLE THÉORIQUE

2.5.1. Les lois de Rayleigh macroscopique et microscopique

Les lois de Rayleigh

On sait depuis longtemps qu'un grand nombre de substances magnétiques suivent, après avoir été désaimantées par un champ alternatif, les lois découvertes expérimentalement par Lord Rayleigh ⁽²⁵⁾. Ces lois, valables dans des champs faibles vis-à-vis du champ coercitif sont représentées par les équations suivantes ⁽²⁶⁾ : lorsque le champ a atteint par valeurs décroissantes une valeur H_1 et l'aimantation une valeur J_1 , l'aimantation J produite par le champ croissant H à partir de H_1 , s'écrit :

$$J - J_1 = a(H - H_1) + \frac{b}{2}(H - H_1)^2 \quad H > H_1 \quad (7)$$

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

$$J - J_2 = a(H - H_2) - \frac{b}{2}(H - H_2)^2 \quad H < H_2 \quad (8)$$

Le domaine de champs où ces lois (7,8) sont valables est connu sous le nom de domaine de Rayleigh, sa limite supérieure est H_{\max} .

Certains auteurs ont montré ^(35,24) que ces lois ne sont plus valables dans les champs très faibles. L. NÉEL ⁽²⁶⁾ a donné une interprétation théorique de ces lois. Elle repose sur l'analyse précise des déplacements d'une paroi de Bloch dans un milieu irrégulièrement perturbé. G. BONNET ⁽²⁷⁾ a pu justifier et compléter ce modèle en appliquant la théorie des fonctions aléatoires aux déplacements de parois. Dans une première partie de son mémoire, NÉEL montre qu'une paroi isolée obéit à une loi du type Rayleigh. Dans la seconde partie, il applique les résultats obtenus à une substance réelle à domaines multiples. Il traite complètement le cas d'un polycristal parfait d'une substance magnétiquement uniaxe. Il donne dans ce cas l'expression des constantes macroscopiques en fonction des paramètres introduits. Il esquisse également le calcul dans le cas d'une substance cubique. Il a calculé par ailleurs ⁽¹⁷⁾ à propos de l'étude de la susceptibilité différentielle irréversible, les coefficients macroscopiques de la loi de Rayleigh dans le cas d'une substance isotrope ne comportant qu'un seul type de parois moyennes de constantes microscopiques a et b . Il a supposé que l'état désaimanté était également isotrope. Nous reproduirons ce calcul avant de présenter celui de l'anisotropie de l'état désaimanté.

Coefficients de Rayleigh microscopiques et macroscopiques dans le cas où l'état désaimanté est isotrope.

La constante a correspond à la partie réversible de l'aimantation et on l'appelle susceptibilité initiale. La constante b , nommée habituellement constante de Rayleigh, correspond à la partie irréversible. A partir des expressions (7,8) on tire l'équation déjà citée, de la courbe de première aimantation

$$J = aH + bH^2 \quad (1)$$

Soit un échantillon ferromagnétique polycristallin isotrope et privé de tensions internes. Supposons le désaimanté et en champ nul. La substance est divisée en domaines ferromagnétiques séparés par les parois de Bloch et les aimantations spontanées sont orientées suivant les directions de facile aimantation. Nous supposerons que dans le domaine de Rayleigh les variations de l'aimantation sont provoquées par les déplacements des parois de Bloch et nous considèrerons que la contribution des rotations est négligeable. Cette hypothèse est légitime dans le cas du fer à cause de sa grande constante d'anisotropie (26). Plusieurs publications (24) nous permettent de penser qu'elle l'est également pour notre échantillon. Nous considèrerons par la suite que lors d'un déplacement de parois entre domaines les aimantations spontanées gardent une direction invariable.

Considérons maintenant une paroi de Bloch qui sépare deux domaines avec les aimantations spontanées \vec{j}_1 et \vec{j}_2 . Après application du champ magnétique extérieur \vec{H} il se produit le déplacement de paroi (fig.11). La variation correspondante de l'aimantation est égale à $\Delta\vec{j} = (\vec{j}_2 - \vec{j}_1)\Delta V = \vec{p} \cdot \Delta V$. On introduit ainsi un vecteur $\vec{p} = (\vec{j}_2 - \vec{j}_1)$ que nous appellerons simplement "polarisation". La contribution des rotations étant négligeable nous admettons que dans le domaine de Rayleigh les polarisations gardent leurs directions fixées pendant le processus d'aimantation.

La disposition des vecteurs \vec{p} , \vec{H} et des angles correspondants nécessaires pour le calcul est donnée sur la figure 12. Nous désignons par \vec{p}' la projection du vecteur \vec{p} dans le plan ZOY, ϕ ($0 < \phi < \frac{\pi}{2}$) l'angle entre \vec{p} et l'axe OY, θ ($-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$) l'angle entre \vec{p}' et \vec{H} , \vec{H} étant appliqué dans la direction de l'axe OX.

Le champ magnétique extérieur H agit sur la paroi par sa composante H_p dans la direction \vec{p} qui représente le champ magnétique effectif

$$H_p = H \cdot \cos\theta \cdot \sin\phi \quad (9)$$

Au déplacement de la paroi correspond une variation d'aimantation parallèle à \vec{p} . La courbe de première aimantation suivant \vec{p} s'écrit :

$$j_p = a' H_p + b' H_p^2 \quad (10)$$

où a' et b' étant ramenés à 1cm^2 de paroi représentent les coefficients de Rayleigh microscopiques. Nous ne faisons pas de distinction entre les divers types de parois et nous affectons à chaque paroi deux coefficients moyens a' et b' .

Nous supposons de plus que :

- . la substance contient un très grand nombre de parois dont la surface reste constante (11)
- . et dont les déplacements sont indépendants.

En outre, nous supposons que les vecteurs \vec{p} sont répartis de façon isotrope dans l'espace. De (9) et (10) on tire la valeur de l'aimantation élémentaire suivant \vec{p} :

$$j_p = a' H \cos\theta \sin\phi + b' H^2 \cos^2\theta \sin^2\phi \quad (12)$$

Projetons l'aimantation sur la direction du champ magnétique

$$j_H = j_p \cdot \sin\phi \cos\theta \quad (13)$$

L'aimantation macroscopique J_H dans la direction du champ extérieur s'obtient en faisant la somme des composantes élémentaires j_H pour toutes les directions de la polarisation.

$$(14) \quad J_H = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (a' H \cos\theta \sin\phi + b' H^2 \cos^2\theta \sin^2\phi) \sin\phi \cos\theta \sin\phi d\phi d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi d\phi d\theta}$$

En intégrant, il vient :

$$J_H = \frac{a'}{3} H + \frac{b'}{4} H^2 \quad (15)$$

Pour les coefficients de Rayleigh macroscopiques, susceptibilité initiale a et le coefficient b , on obtient les relations

$$a = \frac{a'}{3} \quad b = \frac{b'}{4} \quad (16)$$

2.5.2. Modèle de calcul de l'anisotropie de désaimantation. Polycristal cubique du type fer.

L'état désaimanté anisotrope

Dans la suite, à l'exception des cas qui seront précisés dans le texte, nous considèrerons toujours des désaimantations alternatives complètes, c'est-à-dire dont l'amplitude maximale est supérieure à H_{kr} (voir résultats expérimentaux).

Dans le cas de la désaimantation alternative unidirectionnelle, nous ne supposons plus la répartition isotrope des polarisations dans l'espace. Dans l'historique nous avons cité les travaux de L. NÉEL ⁽¹⁷⁾ et de J.C. BARBIER et B. FERLIN-GUION ⁽¹¹⁾ où les auteurs formulent l'hypothèse que cette désaimantation crée une répartition anisotrope des aimantations spontanées J_s en faveur de la direction d'application du champ de désaimantation.

Rappelons que dans le fer ⁽²⁶⁾, l'aimantation d'un domaine a six orientations possibles selon les trois axes de facile aimantation, de sorte qu'on distingue deux espèces de parois : les parois à 180° qui séparent deux domaines dont les aimantations sont dirigées en sens opposés, et les parois à 90° qui séparent deux domaines dont les directions d'aimantation font entre elles un angle de 90° . Dans un cristal idéal, les trois axes quaternaires sont équivalents énergétiquement mais, en fait, les diverses conditions locales (défauts, interactions,

impuretés, etc ...) peuvent faire qu'à un de ces axes correspond une énergie plus faible. Ils ne sont plus équivalents.

Nous considérons le polycristal comme un ensemble de cristallites dont les axes sont répartis au hasard. Nous supposons qu'il y a des régions du polycristal où les directions des aimantations spontanées occupent, dans l'état désaimanté, des positions conduisant toujours à une répartition isotrope des directions des polarisations, dans l'espace. Nous appellerons l'ensemble de ces régions "la partie non orientable" et l'autre partie du cristal "la partie orientable", groupe d'ensemble des régions où l'aimantation spontanée peut s'orienter dans l'état désaimanté suivant l'un quelconque des trois axes.

L'aimantation de l'échantillon décrit au cours de la désaimantation des cycles d'amplitude décroissante. Aux grandes amplitudes les aimantations spontanées se tournent vers la direction du champ de désaimantation. On peut admettre qu'à la fin de la désaimantation, les aimantations spontanées dans la partie orientable se stabilisent dans les directions de facile aimantation proches de la direction du champ de désaimantation.

Nous supposons qu'après la désaimantation unidirectionnelle les aimantations spontanées dans la partie orientable du polycristal occupent les directions des axes de facile aimantation les plus proches possible à la direction du champ de désaimantation.

Calcul de l'anisotropie de désaimantation

Nous considérons la partie orientable du polycristal. Caractérisons les trois directions de facile aimantation d'un cristallite par un indice i prenant les valeurs 1, 2, 3. Ces axes forment un trièdre trirectangle et font des angles β_1 , β_2 , β_3 avec la direction d de désaimantation (fig.13). Classons les axes dans l'ordre 1, 2, 3 de sorte que $\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$.

Nous cherchons d'abord les probabilités $P(\beta_i)$ caractérisant l'ordre des axes par rapport à la direction d pour toutes les orientations possibles du trièdre 1, 2, 3 dans l'espace. Soit

- $P_1(\beta_1)$ la probabilité que l'axe 1 soit le plus proche de la direction d ;
- $P_2(\beta_2)$ la probabilité que l'axe 2 ne soit pas le plus éloigné quand l'axe 1 est le plus proche ;
- $P_3(\beta_3)$ la probabilité que l'axe 3 soit le plus éloigné.

Un calcul de géométrie permet d'obtenir pour ces probabilités (non normées) les résultats ci-dessous :

	$0 \leq \beta_1 < \frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{4} \leq \beta_1 < \Omega$	$\Omega \leq \beta_1 < \frac{\pi}{2}$
$P_1(\beta_1)$	1	$1 - \frac{2\alpha}{\pi}$	0
$P_2(\beta_2)$	0	$\frac{2\alpha}{\pi}$	$f(\alpha)$
$P_3(\beta_3)$	0	0	$1-f(\alpha)$

où $\Omega = 54^\circ 36'$

$$\alpha = 2 \operatorname{Arc} \cos(\cotg \beta) \quad f(\alpha) = \frac{\frac{\pi}{2} - \operatorname{Arc} \cos(\cotg \beta)}{\operatorname{Arc} \cos\left(\frac{1}{3 \sin \beta}\right)}$$

La figure 15 montre l'allure de ces trois probabilités.

Nous appliquons ces résultats à la répartition des vecteurs polarisation \vec{p} , définis en 2.5.2., par la relation $\vec{p} = \vec{J}_2 - \vec{J}_1$ (les indices 1, 2 n'ont ici aucune liaison avec les directions 1, 2 ou avec les probabilités définies dans notre trièdre). Nous cherchons les expressions caractérisant leur répartition anisotrope après une désaimantation faite dans la direction d dans le cas où nous supposons que les aimantations spontanées occupent les directions les plus proches possible

de la direction de désaimantation. Les conditions géométriques sont différentes pour les parois à 180 et à 90°. Nous allons traiter ces deux cas.

Parois à 180°

Les vecteurs \vec{j}_1 et \vec{j}_2 sont antiparallèles et appartiennent chacun à une répartition caractérisée par la probabilité $P_1(\beta_1)$. En vertu des symétries de $P_1(\beta_1)$, le vecteur \vec{p} , correspondant à un tel couple, appartient également à la répartition $P_1(\beta_1)$.

Parois à 90°

Les vecteurs \vec{j}_1 et \vec{j}_2 étant perpendiculaires ne peuvent pas être orientés tous les deux selon l'axe le plus proche de d. Dans ce cas, nous admettrons que l'un des vecteurs est suivant l'axe le plus proche de d et que le deuxième n'est pas suivant l'axe le plus éloigné. Dans ces conditions, nous cherchons la probabilité $P(\beta)$ que la direction de \vec{p} fasse un angle β avec d. Nous obtenons tous les vecteurs ayant une direction donnée en faisant tourner la figure autour d'un axe $\Delta \parallel \vec{p}$ (fig. 14). Les extrémités des vecteurs unitaires 1, 2, 3 décrivent trois cercles ayant d pour axe et dont les plans sont parallèles. Pour faire le calcul de la probabilité, on remarque que si 1 et 2 sont les directions les plus proche et moyennement proche de d, 3 est la plus éloignée et elle est caractérisée par la probabilité $P_3(\beta_3)$. Nous nous intéressons au cercle K décrit par 3 (fig. 16). β est l'angle de Δ avec d, α repère la position du vecteur 3 dans le cercle par rapport à la projection d' de d dans le plan du cercle. La probabilité P_3 est une fonction de l'angle δ , qui est lié à β par la relation $\cos \delta = \sin \beta \cdot \cos \alpha$. Pour un β donné, on fait varier α et on calcule le δ correspondant. On obtient $P(\beta)$ en faisant l'intégration pour tous les α compris entre les limites $0 \leq \alpha \leq 2\pi$. Le calcul numérique de $P(\beta)$ s'effectue point par point. La figure 18 donne l'allure de cette probabilité.

2 5.3. Les lois de Rayleigh après la désaimantation alternative

Pour calculer les lois d'aimantation correspondant à ces mécanismes, nous conduirons le calcul comme l'a fait NÉEL⁽¹⁷⁾ en introduisant les nouvelles répartitions des polarisations. La figure 12 sera complétée par le vecteur d (fig.17). On introduit l'angle γ entre d et H et l'angle β entre d et p. Le tableau donne les cosinus directeurs correspondant aux projections des vecteurs H, P, d, sur les axes X, Y, Z.

	d	H	p
X	$\cos \gamma$	1	$\sin \phi \cos \theta$
Y	0	0	$\cos \phi$
Z	$\sin \gamma$	0	$\sin \phi \sin \theta$

β a pour expression : $\beta = \text{Arc cos}[\sin \phi \cos(\gamma - \theta)]$. Pour simplifier le calcul, nous nous limiterons au cas où la mesure de l'aimantation est faite suivant H. Les relations (12) et (13) restant inchangées, on introduit dans (14) la répartition $P(\beta) = P(\phi, \theta, \gamma)$ caractérisant l'anisotropie :

$$J_H = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} P'(\phi, \theta, \gamma) (a'H \cos \theta \sin \phi + b'H^2 \cos^2 \theta \sin^2 \phi) \sin^2 \phi \cos \theta d\phi d\theta \quad (17)$$

où

$$P'(\phi, \theta, \gamma) = \frac{P(\phi, \theta, \gamma)}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} P(\phi, \theta, \gamma) \sin \phi d\phi d\theta}$$

Pour la répartition isotrope des polarisations on a $P(\beta) = 1$, $P'(\beta) = \frac{1}{\pi}$ et on obtient le résultat (15).

Dans le cas d'une répartition anisotrope, il faut distinguer les deux types de parois, à 180° et à 90° , parce que la répartition $P(\beta)$ est différente pour chaque type. Il faut

leur attribuer également les coefficients microscopiques différents (voir par exemple ⁽²⁶⁾ deuxième partie, p.19). Soit

$a'_1, b'_1, P_1(\beta)$ les coefficients pour les parois à 180°

$a'_2, b'_2, P_2(\beta)$ " " " " " " 90°

L'aimantation macroscopique après une désaimantation faisant l'angle γ avec H, s'écrit à partir de (17) :

Parois à 180° :

$$J_{1H}^Y = H a'_1 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta d\theta \underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}} P'_1(\phi, \theta, \gamma) \sin^3 \phi d\phi}_{F_{1r}(\theta, \gamma)} + H^2 b'_1 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \theta d\theta \underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}} P'_1(\phi, \theta, \gamma) \sin^4 \phi}_{F_{1ir}(\theta, \gamma)}$$

$$J_{1H}^Y = H a'_1 Q_{1r}^Y + H^2 b'_1 Q_{1ir}^Y \quad (18 a)$$

en posant

$$Q_{1ir}^Y = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \theta d\theta F_{1ir}(\theta, \gamma)$$

Parois à 90° :

Avec les mêmes notations, on a :

$$J_{2H}^Y = H a'_2 Q_{2r}^Y + H^2 b'_2 Q_{2ir}^Y \quad (18 b)$$

Désaimantation tournante

L'échantillon, en forme de disque, tourne à vitesse angulaire constante autour de l'axe O Y, perpendiculaire à son plan. Les Q prennent alors leur valeur moyenne et l'on a une répartition isotrope dans le plan Z O X.

$$J_{1H}^t = H a'_1 Q_{1r}^t + H^2 b'_1 Q_{1ir}^t \quad \text{parois à } 180^\circ \quad (18 c)$$

$$J_{2H}^t = H a'_2 Q_{2r}^t + H^2 b'_2 Q_{2ir}^t \quad \text{parois à } 90^\circ \quad (18 d)$$

./.

$$\text{avec } Q_{1r}^t = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} Q_{1r}^Y d\gamma$$

et les valeurs analogues pour Q_{1r}^t , Q_{2r}^t , Q_{2ir}^t . La figure 19 montre les valeurs des Q en fonction de γ .

2.5.4. Cas du polycristal réel

Nous posons que pour une valeur du champ de désaimantation suffisant ($>H_{kr}$) la fraction du cristal qui s'oriente est ϵ , et celle qui est insensible au type de désaimantation $(1-\epsilon)$. Dans la partie du cristal qui s'oriente, les parois à 180° et 90° contribuent à l'anisotropie de la désaimantation dans les proportions respectives $(1-k)$ et k . Dans la partie du cristal qui ne participe pas à l'anisotropie de la désaimantation, nous ne distinguerons pas le type de parois et nous affecterons chaque paroi de constantes moyennes. Nous supposerons pour cette partie du cristal une répartition isotrope des polarisations. Nous supposerons enfin que l'aimantation du polycristal est la somme des aimantations de ces diverses fractions.

La loi de Rayleigh s'écrit alors :

$$J_H^Y = H \left\{ \epsilon k a'_1 Q_{1r}^Y + \epsilon(1-k) a'_2 Q_{2r}^Y + (1-\epsilon) \frac{a'_3}{3} \right\} \\ + H^2 \left\{ \epsilon k b'_1 Q_{1ir}^Y + \epsilon(1-k) b'_2 Q_{2ir}^Y + (1-\epsilon) \frac{b'_3}{4} \right\}$$

$$\text{Posons : } \epsilon k a'_1 = \bar{a}_1 \quad \epsilon(1-k) a'_2 = \bar{a}_2 \quad (1-\epsilon) a'_3 = \bar{a}_3$$

$$\epsilon k b'_1 = \bar{b}_1 \quad \epsilon(1-k) b'_2 = \bar{b}_2 \quad (1-\epsilon) b'_3 = \bar{b}_3$$

Il vient :

$$J_H^Y = H \left\{ \frac{\bar{a}_3}{3} + a_1 Q_{1r}^Y + a_2 Q_{2r}^Y \right\} + H^2 \left\{ \frac{\bar{b}_3}{4} + \bar{b}_1 Q_{1ir}^Y + \bar{b}_2 Q_{2ir}^Y \right\} \\ = a^Y H + b^Y H^2.$$

./.

Désaimantation tournante

$$J_H^t = H \left\{ \bar{a}_1 Q_{1r}^t + \bar{a}_2 Q_{2r}^t + \frac{\bar{a}_3}{3} \right\} + H^2 \left\{ \bar{b}_1 Q_{1ir}^t + \bar{b}_2 Q_{2ir}^t + \frac{\bar{b}_3}{4} \right\}$$

$$= a^t H + b^t H^2$$

Pour un champ de désaimantation d'amplitude suffisante ($> H_{kr}$) tout se passe comme si la loi de Rayleigh macroscopique était une combinaison linéaire de 3 lois de Rayleigh élémentaires, deux ayant trait à certaines parois à 180° et à 90° , et l'autre à la distribution isotrope des autres parois, ces dernières n'étant pas individualisées et étant affectées de constantes moyennes. Nous allons maintenant voir dans quelle mesure il est possible de déterminer à partir de l'expérience ces constantes.

Pour cela nous allons faire une analyse plus poussée de la forme des courbes donnant la variation des constantes macroscopiques a et b en fonction de l'angle de la direction du champ de désaimantation et de la direction du champ de mesure.

Nous adopterons les notations de la figure 20. Avec ces notations J_H s'écrit :

$$J_H^Y = H \left\{ \frac{\bar{a}_3}{3} + \bar{a}_1 \int_{-\frac{\pi}{2}+\gamma}^{\frac{\pi}{2}+\gamma} \cos^2(\gamma-\theta) d\theta F_{1r}(\theta) + \bar{a}_2 \int_{-\frac{\pi}{2}+\gamma}^{\frac{\pi}{2}+\gamma} \cos^2(\gamma-\theta) d\theta F_{2r}(\theta) \right.$$

(19)

$$\left. + H^2 \left\{ \frac{\bar{b}_3}{4} + \bar{b}_1 \int_{\gamma-\frac{\pi}{2}}^{\gamma+\frac{\pi}{2}} \cos^3(\gamma-\theta) d\theta F_{1ir}(\theta) + \bar{b}_2 \int_{\gamma-\frac{\pi}{2}}^{\gamma+\frac{\pi}{2}} \cos^3(\gamma-\theta) d\theta F_{2ir}(\theta) \right\} \right\}$$

où les fonctions F sont seulement fonction de θ .

Les fonctions F étant parfaitement définies dans l'intervalle $0 - 2\pi$ peuvent être développées en série de Fourier. Comme elles sont paires et de période π à cause des symétries des $P(\beta)$ leur développement est de la forme :

$$F(\theta) = F_0 + \sum_1^{\infty} \frac{F_2}{p} \cos 2p\theta$$

Il suffit de reporter cette expression dans (19) et d'intégrer terme à terme pour obtenir la variation en fonction de l'angle γ . Tous calculs faits on obtient :

$$\begin{aligned} J_H^Y = & H \left\{ \frac{\bar{a}_3}{3} + \bar{a}_1 (A_{01} + A_{21} \cos 2\gamma) + \bar{a}_2 (A_{02} + A_{22} \cos 2\gamma) \right\} \\ & + H^2 \left\{ \frac{\bar{b}_3}{4} + \bar{b}_1 (B_{01} + B_{21} \cos 2\gamma + B_{41} \cos 4\gamma + \dots) \right. \\ & \left. + \bar{b}_2 (B_{02} + B_{22} \cos 2\gamma + B_{42} \cos 4\gamma + \dots) \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

Pour les termes réversibles, il ne reste qu'un terme constant et un terme en 2γ , alors que pour les termes irréversibles il subsiste le terme constant et tous les harmoniques pairs.

Les coefficients $A_{01} \dots B_{01} \dots$ s'obtiennent à partir des harmoniques des F ; pratiquement, on les calcule en développant les Q en série de Fourier.

L'expérience donne $a(\gamma)$, $b(\gamma)$, a^t et b^t . Développons en série de Fourier $a(\gamma)$ et $b(\gamma)$. (Nous avons vérifié expérimentalement la symétrie par rapport à un axe et par rapport à un point).

$$\begin{aligned} a(\gamma) &= A_0 + A_2 \cos 2\gamma + A_4 \cos 4\gamma + \dots \\ b(\gamma) &= B_0 + B_2 \cos 2\gamma + B_4 \cos 4\gamma + \dots \end{aligned}$$

Identifions terme à terme; il naît :

$$\left\{ \begin{aligned} A_0 &= \frac{a_3}{3} + \bar{a}_1 A_{01} + \bar{a}_2 A_{02} & ; & \quad A_0 = a^t \\ A_2 &= \bar{a}_1 A_{21} + \bar{a}_2 A_{22} \\ A_4 &= 0 \dots \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_0 = \frac{b_3}{4} + \bar{b}_1 B_{01} + \bar{b}_2 B_{02} \quad ; \quad B_0 = B^t \\ B_2 = \bar{b}_1 B_{21} + \bar{b}_2 B_{22} \\ B_4 = \bar{b}_1 B_{41} + \bar{b}_2 B_{42} \\ \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

La seule connaissance de $a(\gamma)$, $b(\gamma)$ pour une désaimantation uniaxiale et de a^t et b^t ne suffit pas à déterminer toutes les constantes introduites. Elle permet de déterminer \bar{b}_1 , \bar{b}_2 , \bar{b}_3 c'est-à-dire la partie irréversible de l'aimantation. Pour déterminer \bar{a}_1 , \bar{a}_2 , \bar{a}_3 , il faudrait que nous disposions d'une aimantation isotrope produite par un mécanisme analogue à celui utilisé pour la désaimantation uniaxiale (champ alternatif lentement décroissant).

Remarque

Pour interpréter l'influence de l'anisotropie de la désaimantation sur les susceptibilités irréversibles dans le domaine de Rayleigh, L. NÉEL ⁽¹⁵⁾ avait proposé de remplacer la répartition isotrope des polarisations par une répartition anisotrope de la forme

$$P_{\parallel}(\beta) = \frac{1}{\pi} \left\{ 1 + \lambda \left(\cos^2 \beta - \frac{1}{3} \right) \right\} \quad (21)$$

A une telle répartition correspond une partie isotrope à laquelle s'ajoute une partie purement anisotrope en $\cos^2 \beta$ caractérisée par le paramètre λ . Dans un tel modèle, on considère un seul type de parois. Ce modèle s'applique aussi bien au cas des courbes de première aimantation ; il conduit à des variations angulaires de même forme pour $a(\gamma)$ et $b(\gamma)$. Dans le développement en série de Fourier, il subsiste seulement le terme en 2γ . On passe facilement de notre modèle au "modèle en λ " en développant en polynômes de Legendre les $P'(\beta)$ et en se bornant seulement aux termes P_0 et $P_2 \cos \beta$. La forme de la variation angulaire est la même pour a dans les deux modèles, mais elle diffère

pour b . L'avantage du modèle en λ consiste dans le fait qu'il n'introduit qu'un seul paramètre pour caractériser l'anisotropie de la désaimantation, mais il n'est pas, en général, vérifié par l'expérience. En particulier, dans le cas des désaimantations totales, l'allure de la variation angulaire de b est assez différente de ce que prévoit ce modèle.

Par contre, nous avons trouvé expérimentalement que pour des désaimantations partielles, l'allure de $b(\gamma)$ varie avec l'amplitude de désaimantation et il est possible de trouver une amplitude pour laquelle la variation $b(\gamma)$ est bien représentée par un terme constant et l'harmonique 2 (dans notre cas c'est l'amplitude de 15 Oe environ). On peut alors utiliser le modèle en λ qui conduit à des calculs beaucoup plus simples. C'est ce que nous avons fait dans l'étude des susceptibilités.

2.6. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DU MODÈLE

Le modèle conduit à des variations susceptibles de vérification expérimentale. La mesure des courbes de première aimantation après des désaimantations faites dans diverses directions donne $a(\gamma)$ et $b(\gamma)$ pour diverses valeurs de γ . Nous pouvons comparer ces variations avec celles déduites de la théorie. Il en est de même pour la désaimantation tournante. La méthode de décomposition en série de Fourier nous permet d'obtenir des informations complémentaires et de faire une analyse plus fine des courbes théoriques et expérimentales. Comme pour la présentation des résultats expérimentaux au § 2.4., nous emploierons les indices \parallel , \perp , 0 pour les désaimantations, parallèle, perpendiculaire et tournante.

2.6.1. Variation de la susceptibilité initiale et du coefficient de Rayleigh en fonction de la direction de désaimantation.

Pour confronter la théorie avec l'expérience, nous comparerons les courbes donnant les variations relatives $\frac{a_{\parallel} - a_{\perp}}{a_{\parallel} - a_{\perp}} = f(\gamma)$ et $\frac{b_{\parallel} - b_{\perp}}{b_{\parallel} - b_{\perp}} = g(\gamma)$ avec les courbes théoriques calculées

à partir des relations (18a, 18b). En ce qui concerne la partie réversible de l'aimantation, les parois à 180° et les parois à 90° donnent la même variation relative.

$$\frac{Q_{1r}^Y - Q_{1r}^{\perp}}{Q_{1r}^{\parallel} - Q_{1r}^{\perp}} = \frac{Q_{2r}^Y - Q_{2r}^{\perp}}{Q_{2r}^{\parallel} - Q_{2r}^{\perp}}$$

Il n'en est plus de même en ce qui concerne la partie irréversible de l'aimantation. Il faut comparer $g(\gamma)$ séparément avec la variation calculée pour les parois à 180°

$$\begin{array}{l} \frac{Q_{1ir}^Y - Q_{1ir}^{\perp}}{Q_{1ir}^{\parallel} - Q_{1ir}^{\perp}} \\ \text{et à } 90^{\circ} \frac{Q_{2ir}^Y - Q_{2ir}^{\perp}}{Q_{2ir}^{\parallel} - Q_{2ir}^{\perp}} \end{array}$$

La figure 8 relative à la partie réversible montre un écart systématique faible (7% au maximum pour $\gamma \approx 45^{\circ}$) entre la théorie et l'expérience. Nous l'attribuons à l'influence des petites rotations des aimantations spontanées et nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

La figure 9 relative à la partie irréversible montre que la courbe expérimentale se situe entre les deux courbes théoriques mais est nettement plus près de celle ayant trait aux parois à 90°. Ce fait nous laisse penser que le rôle des parois à 90° serait prépondérant dans l'anisotropie de désaimantation.

En général, nous pouvons constater un bon accord entre la théorie et l'expérience.

2.6.2. Résultats relatifs aux développements en séries de Fourier.

Après avoir vérifié expérimentalement que $a(\gamma)$ et $b(\gamma)$ avaient un axe et un centre de symétrie, nous avons utilisé les

résultats relatifs à l'intervalle $0 - \pi/2$ complétés par symétrie.

Nous considérerons seulement les résultats relatifs à des champs de désaimantation d'amplitude supérieure à H_{kr} . Nous disposons de deux séries de mesures de $a(\gamma)$ et $b(\gamma)$ en fonction de l'amplitude du champ de désaimantation. Pour la première série nous n'avons pas dépassé des champs internes de 50 Oe, alors que nous avons atteint plus de 100 Oe pour la seconde.

Nos résultats sont résumés dans le Tableau 2.

Tableau 2

	H_{Oe}	A_0	A_2	A_4	B_0	B_2	B_4
(1)	47	4,418	0,248	0,014	0,1175	0,026	0,0041
(2)	50	4,425	0,252	0,020	0,1115	0,027	0,0049
(3)	100	4,430	0,258	0,021	0,1118	0,029	0,0059

(1) et (2) proviennent de deux séries de mesures ayant été faites à plusieurs mois d'intervalle ; elles permettent de juger de la reproductibilité. Compte tenu d'autres mesures, la valeur de B_0 relative à 47 Oe, nous semble aberrante. Il est difficile de comparer (2) et (3) car, même à ces amplitudes, le phénomène peut encore évoluer lentement.

L'examen du Tableau 2 montre que la reproductibilité sur A_0 et A_2 est bonne ($\sim 1,8 \cdot 10^{-3}$). Elle est un peu moins bonne sur B_0 et B_2 , ce qui est normal car on mesure b avec une moins bonne précision que a . La reproductibilité du terme B_4 est nettement moins bonne : $\sim 16\%$, ce qui est également normal compte tenu du fait que ce terme est déjà très sensible aux imprécisions de mesure. Au-delà de l'harmonique 4 les termes ne sont plus significatifs. On constate également l'apparition d'un terme A_4

non nul et bien reproductible ($\sim 1,6\%$), ce qui est en désaccord avec la théorie. La majeure partie de ce terme est dû très probablement aux petites rotations des vecteurs \vec{J}_s sous l'influence du champ magnétique appliqué. L'apparition de ce terme traduit l'écart constaté sur la figure 8. Le calcul de la contribution des rotations des vecteurs \vec{J}_s à l'anisotropie de désaimantation est en cours. Remarquons cependant que le rapport $\frac{A_4}{A_0}$ est plus petit d'un ordre de grandeur que le rapport $\frac{B_4}{B_0}$ ($\frac{A_4}{A_0} \sim 3$ à $5 \cdot 10^{-3}$; $\frac{B_4}{B_0} \sim 4$ à $6 \cdot 10^{-2}$).

La théorie prévoit que $A_0 = a^t$; $B_0 = b^t$. Le tableau 3 montre que cette conséquence est particulièrement bien vérifiée.

Tableau 3

H_{0e}	A_0	A_t	B_0	B_t
47	4,418	4,417	0,1175	0,112 ₁
50	4,425	4,418	0,1115	0,112 ₂
100	4,430	4,425	0,1118	0,112 ₄

Détermination des constantes \bar{b}_1 , \bar{b}_2 , \bar{b}_3 ayant trait respectivement à une paroi à 180° , 90° ou une paroi moyenne de la partie isotrope.

Il faut s'attendre ici à une certaine dispersion des résultats relatifs à \bar{b}_1 et \bar{b}_2 due au fait que l'incertitude sur les harmoniques de b se répercute de façon notable sur ces valeurs à cause de la forme des équations. Le tableau 4 donne les résultats obtenus.

Tableau 4

H_{0e}	\bar{b}_1	\bar{b}_2	\bar{b}_3
47	0,038	0,130	0,176
50	0,027	0,133	0,174
100	0,070	0,472	0,184

Nous devons seulement comparer les valeurs obtenues pour 47 et 50 Oe, une évolution de \bar{b} en fonction de H n'étant pas exclue. Nous faisons les réserves d'usage sur ces chiffres. Seules des moyennes sur un grand nombre d'expériences permettraient de conclure.

2.6.3. Influence de l'amplitude de désaimantation

Considérons maintenant les désaimantations dont les amplitudes n'atteignent pas la saturation. Pour simplifier nous les appellerons partielles. Les figures 6 et 7 donnent les résultats des mesures des coefficients a et b pour ces désaimantations. On voit l'évolution des valeurs de a et b en fonction de l'amplitude de la désaimantation, pour divers angles γ . On prend pour état initial la désaimantation tournante complète. Ces résultats permettent également de tracer les variations de a et de b en fonction de γ à amplitude de désaimantation donnée. Cela est d'autant plus difficile que les amplitudes sont faibles; les variations dues à l'anisotropie étant petites, elles deviennent comparables aux imprécisions de mesures. Néanmoins, les résultats obtenus permettent de tirer des conclusions assez nettes. On remarque d'abord que les allures des courbes de a , b en fonction de γ sont différentes de celles correspondant à la désaimantation complète et, de plus, varient en fonction de l'amplitude. Le modèle présenté en § 2.5.3., qui est valable

pour les désaimantations complètes, n'est plus applicable aux désaimantations de faible amplitude. Pour ces désaimantations, nous devons modifier l'hypothèse relative au mécanisme d'orientation des vecteurs \vec{J}_s : dans la partie orientable, les aimantations spontanées ne se placent plus seulement suivant la direction de facile aimantation la plus proche du champ de désaimantation.

Nous supposons le mécanisme suivant dans la partie orientable. Dans l'état désaimanté les parois de chacun des deux types peuvent être divisées en trois catégories. Parois à 180° caractérisées par les directions des aimantations spontanées (fig. 13) 1,-1 ; 2,-2 ; 3,-3 et parois à 90° 1,2 ; 1,3 ; 2,3. Après une désaimantation isotrope, la répartition des polarisations étant isotrope dans l'espace, les parois sont réparties régulièrement dans toutes les catégories. Cet équilibre est perturbé après une désaimantation unidirectionnelle. Une telle désaimantation défavorise d'autant plus les domaines que leur orientation diffère de celle du champ de désaimantation. Plus l'amplitude augmente, plus le déséquilibre est net et l'anisotropie s'accroît. Finalement, à la saturation il n'y a plus, parmi les parois qui peuvent s'orienter, que des parois du type 1,-1 et 1,2.

Nous représentons le mécanisme d'aimantation dans la partie non orientable par des déplacements de parois moyennes et nous supposons que la répartition des polarisations y est isotrope.

Revenons à la partie orientable. L'hypothèse que nous avons développée suppose que, après une désaimantation partielle, les parois y restent divisées en plusieurs catégories, selon leur orientation vis-à-vis de la direction de la désaimantation. Pour chaque catégorie, on peut calculer, dans le cadre de notre modèle de l'anisotropie, les courbes donnant la variation de a , b , en fonction de γ . Nous supposons que la courbe donnant la variation résultante, qui est mesurée sur l'échantillon, est une combinaison linéaire des variations qui correspondent à

chaque catégorie isolée. L'allure de cette courbe varie avec l'amplitude de désaimantation, conformément aux changements de proportion des différentes catégories. Afin de mieux expliquer cet intéressant phénomène, nous faisons actuellement une étude plus détaillée. On peut déjà constater que les résultats expérimentaux que nous avons obtenus jusqu'ici confirment bien les hypothèses que nous avons faites.

3. SUSCEPTIBILITÉS IRRÉVERSIBLES DANS LE DOMAINE DE RAYLEIGH

3.1. INTRODUCTION

C'est en 1959 que L. NÉEL a présenté son modèle d'hystérésis à plusieurs dimensions dans le domaine de Rayleigh (17). Ce modèle est basé sur les déplacements de parois dans une substance isotrope. Il permet de calculer la variation d'aimantation irréversible dans n'importe quelle direction de l'espace quand, après avoir appliqué un champ principal, on applique un petit champ additionnel de direction quelconque par rapport au précédent. Le modèle présente un intérêt plus général parce qu'il peut être appliqué à plusieurs effets liés à l'hystérésis, par exemple à l'action du champ fictif de traînage dans l'espace. Mais cette théorie n'a pas encore reçu de vérification expérimentale satisfaisante. Le travail de J. COVO a apporté beaucoup à ce sujet (15) mais ses recherches ont été interrompues. De plus, elle mesurait l'aimantation par une méthode balistique ce qui ne lui permettait pas d'accéder aux très faibles variations d'aimantation qu'il est nécessaire de mesurer pour mener à bien cette étude. La principale difficulté de ces expériences est due au fait qu'il faut mesurer les variations de l'aimantation irréversible. Or, dans les champs faibles, l'aimantation irréversible ne représente souvent plus que quelques pour cent de l'aimantation totale : 5 % dans les expériences de J. COVO et moins dans les nôtres.

La méthode balistique utilisée par J. COVO qui consiste à mesurer les variations de l'aimantation totale n'a pas permis de faire des mesures précises du terme irréversible à l'intérieur du domaine de Rayleigh. Cela paraît être à l'origine des écarts trouvés par rapport à la théorie. En faisant les mesures avec un fluxmètre, nous pouvons facilement compenser les variations réversibles en utilisant une mutuelle inductance en opposition (§ 1.2.). Nous avons alors accès directement aux variations irréversibles d'aimantation, ce qui augmente notablement la précision des mesures.

On trouve dans la littérature un grand nombre de travaux consacrés aux problèmes de l'aimantation dans le domaine de Rayleigh. Mais on n'en trouve pas qui soient directement consacrés au sujet de ce travail. Parmi les travaux étudiant des questions voisines, nous citerons la thèse de L. LLIBOUTRY (34). Dans la 3ème partie, l'auteur présente des résultats très intéressants sur l'action des champs croisés. Il étudie par exemple la superposition de champs transversaux dans le domaine de Rayleigh. Le résultat en est étroitement lié à la variation des susceptibilités irréversibles.

Nous décrirons d'abord le modèle de NÉEL et nous présenterons ensuite la vérification expérimentale. Dans cette vérification, nous tiendrons compte de la contribution du traînage magnétique de fluctuations thermiques et de l'anisotropie de désaimantation.

3.2. MODÈLE THÉORIQUE DE NÉEL

3.2.1. Susceptibilités différentielles réversible et irréversible.

Le comportement magnétique d'un ferromagnétique autour d'un point A sur la courbe d'aimantation peut être défini par l'intermédiaire de deux grandeurs (33) : la susceptibilité différentielle réversible S_{Ar} et irréversible S_{Air} . Supposons, pour simplifier, qu'après désaimantation, l'aimantation J_A au point A ait été atteinte par un champ magnétique croissant de zéro jusqu'à la valeur H_A , ce dernier restant constant par la suite. La variation d'aimantation provoquée par un petit champ additionnel δH se compose de deux termes : un terme réversible, toujours égal à $S_{Ar}\delta H$ quel que soit le signe de δH et un terme irréversible égal à $S_{Air}\delta H$ pour $\delta H > 0$ et égal à zéro si $\delta H < 0$. Les susceptibilités S_r et S_{ir} sont, du point de vue expérimental, définies par les expressions

$$J(H_A + \delta H) - J(H_A) = (S_{Ar} + S_{Air})\delta H \quad \delta H > 0$$

$$J(H_A - \delta H) - J(H_A) = -S_{Ar}\delta H \quad \delta H < 0$$

On admet (33) que S_r ne dépend que de l'aimantation instantanée J_A . S_{ir} , par contre, est une fonction très compliquée qui dépend de l'histoire de l'échantillon et qui peut avoir des valeurs très différentes pour une même valeur de l'aimantation ou du champ magnétisant. En général, elle est maximale au voisinage du champ coercitif.

Dans le domaine de Rayleigh, la courbe de première aimantation est caractérisée par la relation (1). Il en résulte que la susceptibilité S_{ir} prend la forme simple

$$S_{ir} = 2bH$$

L'action d'un petit champ additionnel h superposé au champ principal H , et du même signe que celui-ci, provoque un accroissement irréversible de l'aimantation $J_{ir} = 2bHh$.

3.2.2. Calcul des susceptibilités irréversibles à plusieurs dimensions dans le domaine de Rayleigh

Nous supposons une substance ferromagnétique polycristalline isotrope caractérisée par les conditions (11). Pour ne pas compliquer le calcul, nous supposerons d'abord l'état désaimanté isotrope. Nous ferons les mêmes hypothèses que pour le calcul des coefficients de Rayleigh macroscopiques (§ 2.5.1.) dont le résultat nous servira de point de départ.

Considérons maintenant l'action d'un petit champ additionnel h formant l'angle ψ avec le champ principal H appliqué précédemment. La valeur $\psi = 0$ correspond à la susceptibilité longitudinale classique. La figure 21 montre la disposition des vecteurs \vec{H} et \vec{h} dans le plan $Z O X$. Ce plan est divisé en deux régions par $O Z$ et par la perpendiculaire à \vec{h} (fig. 23). Dans la région II les projections de \vec{H} et de \vec{h} sur \vec{p} ont le même sens. Elles sont de sens contraires si \vec{p} se trouve dans la région I. Nous ne nous intéresserons qu'aux variations irréversibles d'aimantation. Elles sont nulles pour les directions de \vec{p} dans la région I, car on se déplace, sous l'influence de \vec{h} ,

sur une courbe de recul. Dans la région II, la susceptibilité différentielle irréversible dans la direction \vec{p} est $2b'H_p$.

Nous allons calculer l'aimantation irréversible macroscopique et sa dépendance en fonction de la direction de \vec{h} . Le tableau ci-dessous donne les cosinus directeurs de \vec{H} , \vec{h} , \vec{p} .

	\vec{H}	\vec{h}	\vec{p}
X	1	$\cos\psi$	$\cos\theta\sin\phi$
Y	0	0	$\cos\phi$
Z	0	$\sin\psi$	$\sin\theta\sin\phi$

Les projections de \vec{H} , \vec{h} sur la direction \vec{p} sont

$$H_p = H \cos\theta\sin\phi$$

$$h_p = h \cos(\psi-\theta)\sin\phi$$

On peut calculer ainsi les variations irréversibles d'aimantation suivant n'importe quelle direction. Nous cherchons l'aimantation irréversible $J_{ir}||$ mesurée dans la direction de \vec{h} . La projection de $2b'H_p h_p$ sur \vec{h} étant

$$2 b' H_p h_p \cos(\psi-\theta) \sin\phi$$

Nous intégrons sur la région II :

$$J_{ir}|| = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}+\psi}^{\frac{\pi}{2}} 2b'H_p h_p \sin\phi \cos(\psi-\theta) \sin\phi d\phi d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi d\phi d\theta}$$

Après l'intégration, nous obtenons

$$J_{ir}|| = \frac{b'Hh}{8} (1+\cos\psi)^2$$

et la susceptibilité irréversible correspondante

$$S_{ir\parallel} = \frac{b'H}{8}(1+\cos\psi)^2 \quad (22)$$

$$\psi = 0 \quad S_{ir\parallel,0} = \frac{b'H}{2} = 2bH \quad \text{susceptibilité longitudinale}$$

$$\psi = \frac{\pi}{2} \quad S_{ir\parallel,\frac{\pi}{2}} = \frac{b'H}{8} = \frac{bH}{2} \quad \text{" transversale}$$

La susceptibilité transversale est donc quatre fois plus petite que la susceptibilité longitudinale couramment mesurée. Nous nous intéresserons encore aux composantes $J_{ir\perp}$ mesurées dans la direction perpendiculaire à \vec{H} (fig. 24) :

$$J_{ir\perp} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}+\psi}^{\frac{\pi}{2}} 2b'h_p H_p \sin\phi \sin(\psi-\theta) \sin\phi d\phi d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi d\phi d\theta}$$

$$J_{ir\perp} = \frac{b'hH}{8} \sin\psi (\cos\psi + 1) \quad S_{ir\perp} = \frac{b'H}{8} \sin\psi (\cos\psi + 1) \quad (23)$$

3.3. MÉTHODE DE VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

3.3.1. Méthode de mesure

Nous avons utilisé le procédé suivant : l'échantillon est désaimanté par une désaimantation alternative. On applique ensuite le champ principal H . Il détermine un certain point A sur la courbe de première aimantation (fig. 25) et une valeur correspondante de la susceptibilité différentielle irréversible. Le champ H étant maintenu constant, on applique un petit champ additionnel h de même signe que H , puis on le coupe. L'application de h correspond sur la courbe d'aimantation au passage de A à B ; la suppression de H nous fait passer de B en C . A cause de la présence d'un terme irréversible plus ou moins important, C diffère plus ou moins de A .

Calculons ce processus dans le domaine de Rayleigh. Les lois de Rayleigh donnent :

$$\begin{aligned} \text{Aimantation au point A : } & J_A = aH + bH^2 \\ \text{" " B : } & J_B = a(H+h) + b(H+h)^2 \\ \text{" " C : } & J_C = a(H+h) + b(H+h)^2 - ah - \frac{1}{2}bh^2 \end{aligned}$$

Nous mesurons la différence $J_{ir} = J_C - J_A$

$$J_C - J_A = 2bHh + \frac{1}{2}bh^2 \quad (24)$$

Afin d'obtenir une valeur précise de la susceptibilité différentielle il faut donc déduire le deuxième terme de la relation (24). Nous en parlerons plus en détail dans le § 3.3.3.

Pour une valeur donnée de H, nous avons mesuré J_{ir} pour plusieurs directions d'application de h. Nous avons utilisé dix valeurs différentes de h. Dans chaque graphique $J_{ir}(h)$ nous avons ainsi dix points qui, après déduction du terme $\frac{1}{2}bh^2$, se placent sur une droite. La pente de cette droite représente la valeur de la susceptibilité différentielle irréversible.

3.3.2. Contribution du traînage de fluctuations thermiques.

Après la désaimantation alternative nous appliquons un champ H à l'instant $t = 0$. L'aimantation J à l'instant t s'écrit (29) :

$$J = J_0 + J_T(t)$$

où $J_T(t)$ est l'aimantation provoquée par le traînage de fluctuations thermiques. Dans ce travail, nous ne parlerons que de ce type de traînage et nous l'appellerons simplement traînage. La théorie du phénomène a été faite par NÉEL (28) et elle a été vérifiée, notamment, par J.C. BARBIER (30,31). On en trouve un exposé et une mise au point bibliographique dans l'article

de P. BRISSONNEAU ⁽³²⁾. La contribution $J_1(t)$ s'écrit sous la forme

$$J_T(t) = c H_T(t) \quad H_T(t) = S(Q + \log t) \quad (25)$$

où c est la susceptibilité différentielle irréversible. H_T est le temps fictif du traînage. S et Q peuvent être considérés comme constants. Ils ne varient que très lentement en fonction de $\log t$ et sont sensiblement les mêmes dans tout le domaine du cycle d'hystérésis. S , qui est homogène à un champ magnétique, peut être mesuré directement en enregistrant l'évolution de l'aimantation avec le temps. Sa valeur dépend du volume moyen des discontinuités de Barkhausen et diffère considérablement suivant les substances. Quant à Q il varie peu d'une substance à l'autre et sa valeur estimée est comprise entre 40 et 50. Les expériences ont confirmé que le traînage se produit dans toutes les substances ferromagnétiques, partout où la susceptibilité irréversible est non nulle.

Il est important de souligner la différence entre H et H_T car elle est importante pour l'étude de l'hystérésis à plusieurs dimensions. Tandis que H est un champ directionnel, H_T est considéré comme un champ isotrope ; son intensité est la même dans toutes les directions de polarisation.

La valeur totale de l'aimantation mesurée dans le domaine de Rayleigh s'obtient par un calcul analogue à celui du § 2.5.2. En tenant compte du traînage (on applique H à l'instant $t = 0$ et on observe l'aimantation à l'instant t), la relation pour j_p s'écrit maintenant

$$j_p = a' H_p + b' H_p^2 + 2 b' H_p H_T \quad (26)$$

En faisant les intégrations, on obtient pour l'aimantation macroscopique

$$J_H = \frac{a'}{3} H + \frac{b'}{4} H^2 + \frac{2}{3} b' H H_T \quad (27)$$

Influence du traînage sur nos mesures

Nous rencontrons l'influence du traînage dans trois phases :

- a) après l'application du champ H
- b) après l'application du champ h
- c) après la coupure de h.

En faisant les mesures nous avons pu observer le traînage après chaque phase, en enregistrant l'évolution de l'aimantation en fonction du temps, les champs magnétisants étant constants. Nous avons pu ainsi constater que la contribution du traînage aux valeurs mesurées de J_{ir} est loin d'être négligeable, notamment dans le cas de champs h très petits. Afin d'obtenir des résultats précis, il est nécessaire de mesurer la durée d'application de chaque champ et de suivre un programme de temps. Afin d'éviter des calculs assez compliqués relatifs aux contributions du traînage, il est avantageux de chercher un programme de temps permettant de réduire l'influence du traînage à une contribution négligeable. Examinons successivement chaque phase. On considère une direction de polarisation.

a) après l'application de H

Nous appliquons H à l'instant $t = 0$. L'aimantation j_{p1} à l'instant t est donnée par la relation (1)

$$j_{p1} = a'H_p + b'H_p^2 + 2b' H_p H_T(t)$$

b) après l'application de h

L. NÉEL (29) a montré que l'action successive d'un champ H_p pendant une durée t et d'un champ $H_p + h_p$ pendant une durée t', équivaut à l'action d'un champ H_{pf} fictif donné par la relation

$$H_{pf} = SQ + S \log \left[t e^{\frac{H_p}{S}} + t' e^{\frac{H_p + h_p}{S}} \right]$$

Cette formule montre que lorsque h_p est au moins égal à $4 S$, le résultat de l'expérience est pratiquement déterminé par l'action du champ $H_p + h_p$. Si nous voulons mesurer l'accroissement de l'aimantation provoquée par l'action du h sans la contribution du traînage (plus précisément avec une contribution négligeable) il faut remplir la condition $t = t'$. Notre méthode de mesure de la susceptibilité ne nécessite pas de mesurer l'aimantation dans cette phase.

c) Après la coupure du h

Dans ce cas, nous observons un traînage nettement plus petit que dans deux premières phases, qui diminue l'aimantation résultante. La formule montrant la contribution du traînage s'obtient en faisant le raisonnement à partir du modèle graphique de Preisach (J.C. BARBIER, communication personnelle). On obtient exactement le même résultat en utilisant la méthode de calcul que montre NÉEL sur la page 348 de son mémoire (29) dans le cas de la rémanence, t et t' étant définis (phases 1,2), soit t'' le temps passé de la coupure du h jusqu'au moment de la mesure. On calcule donc l'aimantation j_{p3} qui résulte de l'application du champ $H_p + h_p + H(t')$, de la coupure du $h_p + H(t')$ et de l'addition de l'aimantation moyenne due au champ fluctuant $\pm H_i(t'')$. On obtient $j_{p3} = a'_p + b'_p h_p^2 + 2b'_p H h_p + 2b'_p H H(t') + \frac{b'}{2} [h_p + H(t') - H(t'')]^2$. Nous mesurons $J_3 - J_1$: $j_{p3} - j_{p1} = 2b'_p H h_p + 2b'_p H [H(t') - H(t)] + \frac{b'}{2} [h_p + H(t'') - H(t'')]^2 = 2b'_p H h_p + 2b'_p H S (\log t' - \log t) + \frac{b'}{2} [h_p + S (\log t' - \log t'')]^2$ (28)

On voit que si nous réalisons la condition $t = t' = t''$, nous éliminons pratiquement la contribution du traînage. Dans ce cas $j_{p3} - j_{p1} = 2b'_p H_p h_p + \frac{1}{2} b'_p h_p^2$.

3.3.3. Influence de l'anisotropie de désaimantation

L'anisotropie de désaimantation joue un rôle particulièrement important dans l'étude des susceptibilités mesurées dans diverses directions. Son influence sur les variations d'aimantation varie avec l'orientation des champs magnétisants. Il est nécessaire de savoir calculer la contribution de cette

anisotropie pour pouvoir comparer les résultats des mesures faites dans les différentes directions. Dans le chapitre précédent, nous avons étudié en détail l'anisotropie de désaimantation. Le résultat de cette étude nous laisse le choix entre deux solutions :

1. Faire une désaimantation unidirectionnelle ou tournante complète et calculer la contribution de l'anisotropie dans le cadre de notre modèle théorique ;
2. Exploiter le résultat expérimental mentionné au § 2.6.3. montrant que la courbe de variation de b en fonction de ψ est très bien représentée par une fonction de forme simple dans le cas particulier où l'amplitude du champ de désaimantation est voisine de la valeur du champ coercitif.

Nous avons fait précisément de telles désaimantations. Cette solution, quoique n'étant pas valable en général a ici le mérite d'être plus simple et d'éviter notamment les calculs compliqués de l'influence de l'anisotropie sur les composantes des susceptibilités quand H et h sont appliqués dans des directions différentes. Nous avons seulement à calculer les termes correctifs relatifs aux formules (22), (23) qui ont été établies dans le cas d'un état désaimanté isotrope. Nous donnerons par la suite les relations nécessaires pour exploiter notre méthode de mesure.

Nous avons montré (fig. 22) que la désaimantation d'amplitude $15 Oe$ crée une anisotropie qui est bien représentée par une probabilité de forme $1 - \frac{\lambda}{3} + \lambda \cos^2 \beta$. Cette probabilité caractérise la répartition des polarisations sans tenir compte du type de paroi. β est l'angle entre la polarisation et la direction de la désaimantation d . λ est un coefficient numérique caractérisant le degré d'anisotropie.

Pour des raisons expérimentales, nous avons toujours fait les désaimantations dans la direction de h .

Calculons d'abord la correction au terme $2bH$.

1. Composante dans la direction de h

$$\beta = \cos(\psi - \theta) \sin \phi$$

$$J_{ir\parallel}^{\psi} = \frac{2b'hH}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2} + \psi}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2(\psi - \theta) \cos \theta \sin^4 \phi \left[1 - \frac{\lambda}{3} + \lambda \cos^2(\psi - \theta) \sin^2 \phi \right] d\phi d\theta$$

d'où

$$S_{ir\parallel}^{\psi} = \frac{b'H}{8} (1 + \cos \psi)^2 \left[1 + \frac{\lambda}{3} - \frac{\lambda}{6} (1 - \cos \psi)^2 \right] \quad (29)$$

2. Composante dans la direction perpendiculaire à h

$$J_{ir\perp}^{\psi} = \frac{2b'Hh}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2} + \psi}^{\frac{\pi}{2}} \sin(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \cos \theta \sin^4 \phi \left[1 - \frac{\lambda}{3} + \lambda \cos^2(\psi - \theta) \sin^2 \phi \right] d\phi d\theta$$

$$S_{ir\perp}^{\psi} = \frac{b'H}{8} \sin \psi (1 + \cos \psi) \left[1 + \frac{\lambda}{6} \cos \psi (1 - \cos \psi) \right] \quad (30)$$

On voit immédiatement que l'influence de l'anisotropie se traduit par les termes entre crochets dans les formules (29) (30). Ces termes s'ajoutent aux relations (22)(23) valables pour l'état désaimanté isotrope. Nous pouvons calculer de la même façon l'influence de l'anisotropie dans le cas où le champ de désaimantation a d'autres directions.

On peut déterminer expérimentalement le coefficient λ . Pour cela, on mesurera la susceptibilité dans une direction donnée et on fera varier la direction de désaimantation. On obtient alors des expressions dont les rapports permettent de déterminer simplement λ .

Une méthode avantageuse consiste à mesurer la susceptibilité longitudinale une fois après une désaimantation parallèle et une autre fois après une désaimantation perpendiculaire

à h. La susceptibilité mesurée dans la direction de h après une désaimantation faite dans la direction perpendiculaire à h s'écrit, en utilisant toujours le même mode de calcul :

$$S_{ir\parallel}^{\psi+\frac{\pi}{2}} = \frac{b'hH}{8} (1+\cos\psi)^2 \left[1 - \frac{\lambda}{3} \cos\psi + \frac{\lambda}{6} \cos^2\psi \right] .$$

A partir de cette relation et de celle qui donne $S_{ir\parallel}^{\psi}$ (29), nous trouvons dans le cas de la susceptibilité longitudinale $\psi=0$, le rapport suivant

$$\frac{S_{ir\parallel}}{S_{ir\perp}} = \frac{1+\frac{\lambda}{3}}{1-\frac{\lambda}{6}}$$

Ceci entraîne pour λ la valeur : $\lambda = \frac{6r-6}{2+r}$

où $r = \frac{S_{ir\parallel}^h}{S_{ir\perp}^h}$ est le rapport des valeurs expérimentales des susceptibilités.

Toutes ces relations sont calculées pour la susceptibilité irréversible différentielle $2bH$. Etant donné que nous mesurons l'aimantation irréversible $2bHh + \frac{1}{2}bh^2$, il faut examiner aussi le terme $\frac{1}{2}bh^2$ qui, pour des mesures précises et des h plus élevés, n'est pas négligeable. On calcule la variation de ce terme en fonction de ψ , de la même manière que celle du terme $2bHh$. Nous obtenons respectivement les expressions suivantes : pour la composante parallèle à h et pour la composante perpendiculaire à h :

$$\frac{b'h^2}{32} (3\cos\psi - \cos^3\psi + 2) ;$$

$$\frac{b'h^2}{32} \sin^3\psi .$$

Nous pouvons également calculer l'influence de l'anisotropie de désaimantation dans le cadre du modèle en λ . Mais, étant donné que la valeur absolue de ce terme est déjà très petite et que l'anisotropie de désaimantation créée par une

désaimantation d'amplitude égale au champ coercitif est faible, ces variations sont négligeables. Elles ne dépassent jamais dans nos expériences, 1^o/oo des valeurs mesurées de l'aimantation irréversible.

Notons que nous pouvons également calculer λ en utilisant la variation du terme bH^2 déduite des courbes de première aimantation tracées dans diverses directions après des désaimantations d'amplitude convenable.

3.3.4. Résultats expérimentaux

Avant d'aborder les mesures de susceptibilités, nous avons mesuré l'aimantation de notre échantillon dans les champs faibles. Nous avons tracé les courbes de première aimantation, vérifié la validité des lois de Rayleigh et déterminé les limites du domaine de Rayleigh. Nous avons déterminé les valeurs de la susceptibilité initiale et du coefficient de Rayleigh. Les résultats de ces mesures sont donnés dans les paragraphes 2.3. et 2.4. Nous avons également étudié, toujours sur ce même échantillon, l'anisotropie de désaimantation et le traînage de fluctuation dans le domaine de Rayleigh. Nous avons vérifié que les formules présentées dans le § 3.3.2. sont valables dans les limites de la précision de nos mesures. Les résultats des mesures préliminaires nous ont permis de préciser les conditions dans lesquelles nous devons nous placer pour faire des mesures correctes de susceptibilités.

Nous présentons les résultats obtenus pour un champ principal H de 1,5 Oe. Cette valeur, quoique assez élevée pour obtenir des mesures précises, reste largement à l'intérieur du domaine de Rayleigh. Elle permet également d'utiliser des champs h suffisamment grands. Pour ces mesures, nous avons adopté un programme de temps résultant de la relation (28). Nous avons choisi $t = t' = t'' = 30^\circ$. Nous avons mesuré les aimantations irréversibles pour les valeurs de ψ suivantes : 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° et 90° en utilisant une dizaine de valeurs différentes de h pour chaque angle. Après avoir déduit

les termes $\frac{1}{2}bh^2$, nous avons obtenu des droites parfaites pour la variation des termes $2bHh$ en fonction de h (Fig. 26). Cela nous a permis d'obtenir une bonne précision (généralement meilleure que $\pm 1\%$) sur la détermination des susceptibilités qui correspondent aux pentes de ces droites. Les droites passent par l'origine ce qui justifie la méthode préconisée pour rendre négligeable la contribution du traînage de fluctuations thermiques. Nous comparons les résultats expérimentaux avec les valeurs calculées d'après les relations (29)(30), la désaimantation étant toujours faite dans la direction de h . Pour λ nous avons pris la valeur expérimentale soit 0,24.

Dans le tableau 5 nous donnons les résultats expérimentaux et les valeurs théoriques correspondantes. Nous présentons les valeurs relatives, exprimées en pourcentage de la susceptibilité longitudinale classique. Les valeurs expérimentales absolues de J_{ir} correspondent parfaitement aux valeurs calculées, en connaissant H , h , ψ , et en prenant b , λ déterminés à partir des courbes de première aimantation.

TABLEAU 5

Susceptibilités irréversibles différentielles pour divers ψ exprimées en pourcentage de la susceptibilité longitudinale

ψ	Composante $\parallel \vec{h}$		Composante $\perp \vec{h}$	
	Théorie	Expérience	Théorie	Expérience
0	100	100	0	0
15°	96,6	96,9	11,7	13,4
30°	87,0	86,8	21,5	21,3
45°	72,6	73,5	27,9	28,2
60°	55,7	54,6	30,1	31,2
75°	38,8	39,0	28,1	27,3
90°	24,0	24,8	22,9	23,3

Le tableau montre un très bon accord de la théorie avec l'expérience. A l'exception d'un seul point ($\psi = 15^\circ$, composante $\perp \vec{h}$), les différences ne dépassent pas 4%, tandis que les valeurs absolues des susceptibilités examinées varient dans le rapport de 1 à 8.

Nous pouvons donc conclure que l'expérience a vérifié l'excellente validité du modèle.

4. C O N C L U S I O N S

Dans la première partie de ce travail, nous avons effectué une étude théorique et expérimentale de l'anisotropie de désaimantation. Nos expériences, relatives à un ferromagnétique polycristallin du type fer, apportent de nombreux résultats originaux en montrant la variation de la susceptibilité initiale a et du coefficient de Rayleigh b en fonction de l'amplitude et de la direction du champ alternatif de désaimantation, de l'effet de la désaimantation tournante et de la combinaison des différentes désaimantations successives.

Nous avons d'abord fait une étude expérimentale qui nous a permis de mieux définir cette anisotropie. En collaboration avec MM. VERGNE et PORTESEIL, nous avons ensuite développé un modèle théorique basé sur la répartition anisotrope des directions des aimantations spontanées dans l'état désaimanté, résultant d'hypothèses simples sur le mécanisme de désaimantation. Afin de mieux vérifier la validité du modèle, nous avons effectué de nombreuses expériences complémentaires et nous avons constaté partout un bon accord avec l'expérience. Notre modèle permet de calculer les variations de a et de b en fonction de la direction de désaimantation. Nous pouvons décrire avec une bonne approximation les variations de a par une relation simple. Il n'en est pas de même pour celles de b qui nécessitent un calcul numérique point par point.

Ce modèle apparaît comme un cas particulier d'un modèle plus général qui permet d'interpréter les variations de l'anisotropie de désaimantation en fonction de l'amplitude du champ de désaimantation ainsi que l'influence des désaimantations partielles.

L'étude des constantes a et b paraît très intéressante pour l'interprétation de l'anisotropie de désaimantation car leurs valeurs sont étroitement liées à la configuration en domaines dans l'état désaimanté. De plus, nous trouvons que la répartition anisotrope de certaines parois à 180° et à 90°

affecte les variations de chacune de ces constantes de façon assez différente, ce qui permet d'obtenir des renseignements complémentaires sur le rôle de chacune de ces catégories de parois.

Les résultats de l'étude de l'anisotropie de désaimantation présentent un intérêt pratique. Ils contribuent à la solution du problème de l'état désaimanté bien défini et à la compréhension des influences du changement de la direction et de l'amplitude de désaimantation alternative sur l'état désaimanté. Mais ces résultats sont également intéressants pour l'étude générale du mécanisme d'aimantation et d'hystérésis, étant donné que le mécanisme de désaimantation passe par le mécanisme d'aimantation. L'effet d'augmentation de l'anisotropie en fonction de l'amplitude de désaimantation permet d'observer la diminution progressive du nombre des domaines orientés suivant les axes de facile aimantation éloignés de la direction du champ de désaimantation. Cette étude est en cours.

Nous avons mis expérimentalement en évidence la variation du traînage de fluctuations avec la direction de la désaimantation. Les mesures ont été faites dans le domaine de Rayleigh. Il s'agit là d'expériences assez délicates car il faut mesurer avec précision des variations d'aimantation extrêmement faibles.

Au départ, nous avons entrepris l'étude de l'anisotropie de désaimantation dans le but de trouver l'influence de cette dernière sur les effets de l'hystérésis dans le domaine de Rayleigh. Au cours de cette étude nous avons obtenu des résultats intéressants qui nous ont amenés à faire un travail plus complet. Il semble maintenant que pour aller plus loin il faille passer à l'étude des substances dont la structure magnétique est bien connue et définie. Cela permettrait d'avancer dans l'explication physique du phénomène.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons fait une vérification expérimentale de la théorie de NÉEL relative aux susceptibilités irréversibles dans le domaine de Rayleigh.

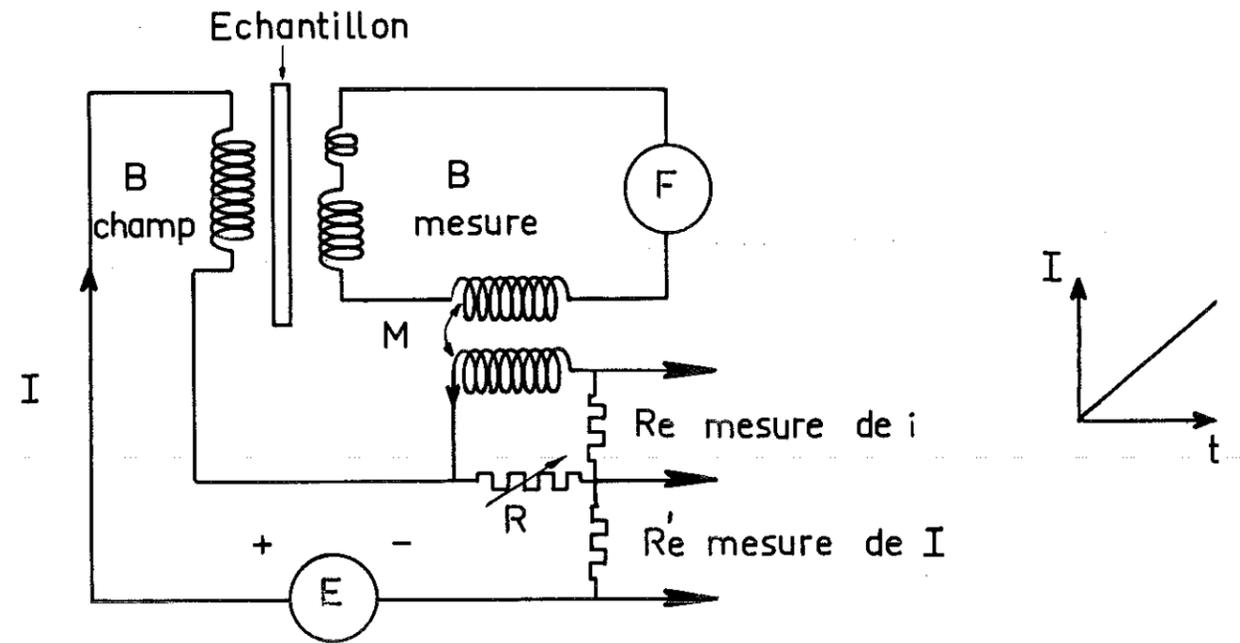
Ce travail a exigé de mesurer avec précision des variations d'aimantation très petites. Il nous a fallu également résoudre les problèmes concernant l'influence du traînage de fluctuations et de l'anisotropie de désaimantation. Pour ce dernier point nous avons pu utiliser les résultats précédents. Nous avons mesuré la susceptibilité dans quatorze directions différentes et nous avons constaté un excellent accord avec la théorie. Le modèle peut être considéré comme vérifié et il peut être utilisé pour des études relatives à divers effets d'hystérésis dans les champs faibles.

Il faut enfin noter que la plupart de ces mesures n'ont été possibles que parce que nous disposions d'un fluxmètre très sensible et particulièrement stable. Grâce à un montage approprié, il nous a permis de mesurer avec précision de très faibles variations de flux qui, jusqu'ici, étaient inaccessibles.

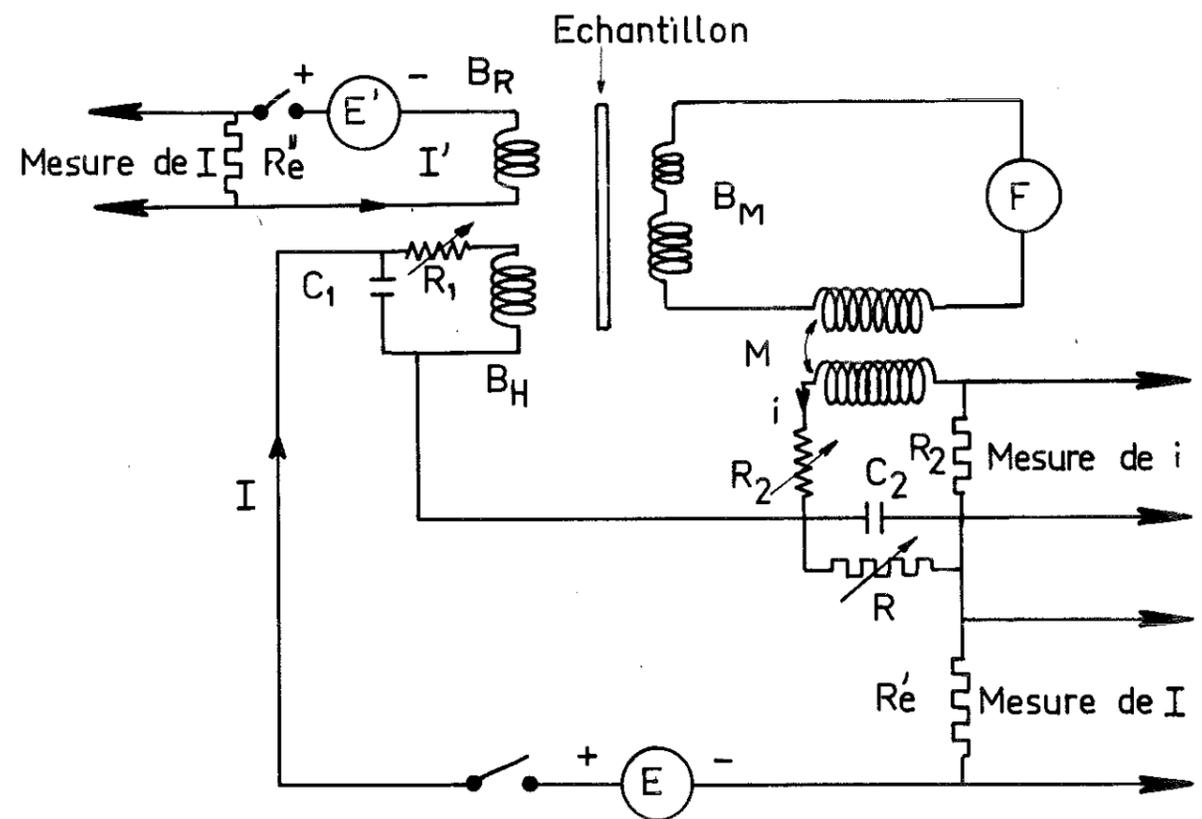
5. BIBLIOGRAPHIE

- (1) G. BONNET et R. GARIOD, J. Phys. Radium, Suppl. 19 (1958) p. 160 A.
- (2) J.L. PORTESEIL, Thèse 3ème Cycle, Grenoble, 1969.
- (3) R. VERGNE et J.L. PORTESEIL, Rev. Phys. Appl., 6 (1971) p.95.
- (4) H. FAHLENBRACH, K. SIXTUS, Z. Metallkde, 40 (1949) p. 187.
- (5) H. FAHLENBRACH, Arch. Eisenhüttenw., 23 (1952) p. 47.
- (6) G. SOMMERKORN, Krupp Techn. Mitt., 13 (1955) p. 71.
- (7) J. BROZ, J. STENBERK, Czech. J. Phys., 5 (1955) p. 425.
- (8) A. SMOLINSKI, Brit. J. Appl. Phys., 12 (1961) p. 81.
- (9) S. CHIKAZUMI, Physics of Magnetism (1964) p. 258.
- (10) L. NÉEL, Phil. Mag. Suppl. 4 (1955) p. 191.
- (11) J.C. BARBIER, B. FERLIN-GUION, J. Appl. Phys., Suppl. 33 (1962) p. 1226.
- (12) J.C. BARBIER, H. RUBY, R. VERGNE, C.R. Acad. Sci., Paris, 260 (1965) p. 3014.
- (13) H. RUBY, Thèse 3ème Cycle, Grenoble, 1965.
- (14) B. GUION, Diplôme d'Etudes Supérieures, Grenoble, 1961.
- (15) J. COVO, Thèse 3ème Cycle, Grenoble, 1960.
- (16) J. COVO, notes inédites.
- (17) L. NÉEL, notes inédites exposées au C.N.R.S., Grenoble, 1959.
- (18) M.L. MOISSON, Diplômes d'Etudes Supérieures, Grenoble, 1960.
- (19) V.R. ABEL'S, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. fiz., 25 (1961) p.1452.
- (20) Y. ANGEL, Acta Electronica, 7 (1963) p. 7 et 119.
- (21) J. BONNEFOUS, Acta Electronica, 11 (1968) p. 7.
- (22) K.H.v. KLITZING, G. Zentgraf, Z. Phys. (Allemagne), 180 (1964) p. 470.
- (23) J.L. SNOEK, J.F. FAST, Nature, 161 (1948) p. 887.
- (24) E. KNELLER, Ferromagnetismus (1962) p. 593.
- (25) Lord RAYLEIGH, Phil. Mag., 23 (1887) p. 225.
- (26) L. NÉEL, Cah. Phys., 12 (1942) p. 1 ;
Cah. Phys., 13 (1943) p. 18.
- (27) G. BONNET, J. Phys., 28 (1967) p. 919.
- (28) L. NÉEL, J. Phys., 11 (1950) p. 49.
- (29) L. NÉEL, J. Phys., 12 (1951) p. 339.
- (30) J.C. BARBIER, J. Phys., 12 (1951), p. 352.

- (31) J.C. BARBIER, Thèse d'Etat, Grenoble, 1953.
- (32) P. BRISSONNEAU, J. Phys., 19 (1958) p. 490.
- (33) L. NÉEL, Proc. Robert A. Welch Foundation Conferences, Déc. 1958, Houston.
- (34) L. LLIBOUTRY, Thèse d'Etat, Grenoble, 1950.
- (35) A. KOLLER, E. PFRENGER and K. STIERSTADT, J. Appl. Phys., 39 (1968) p. 869.

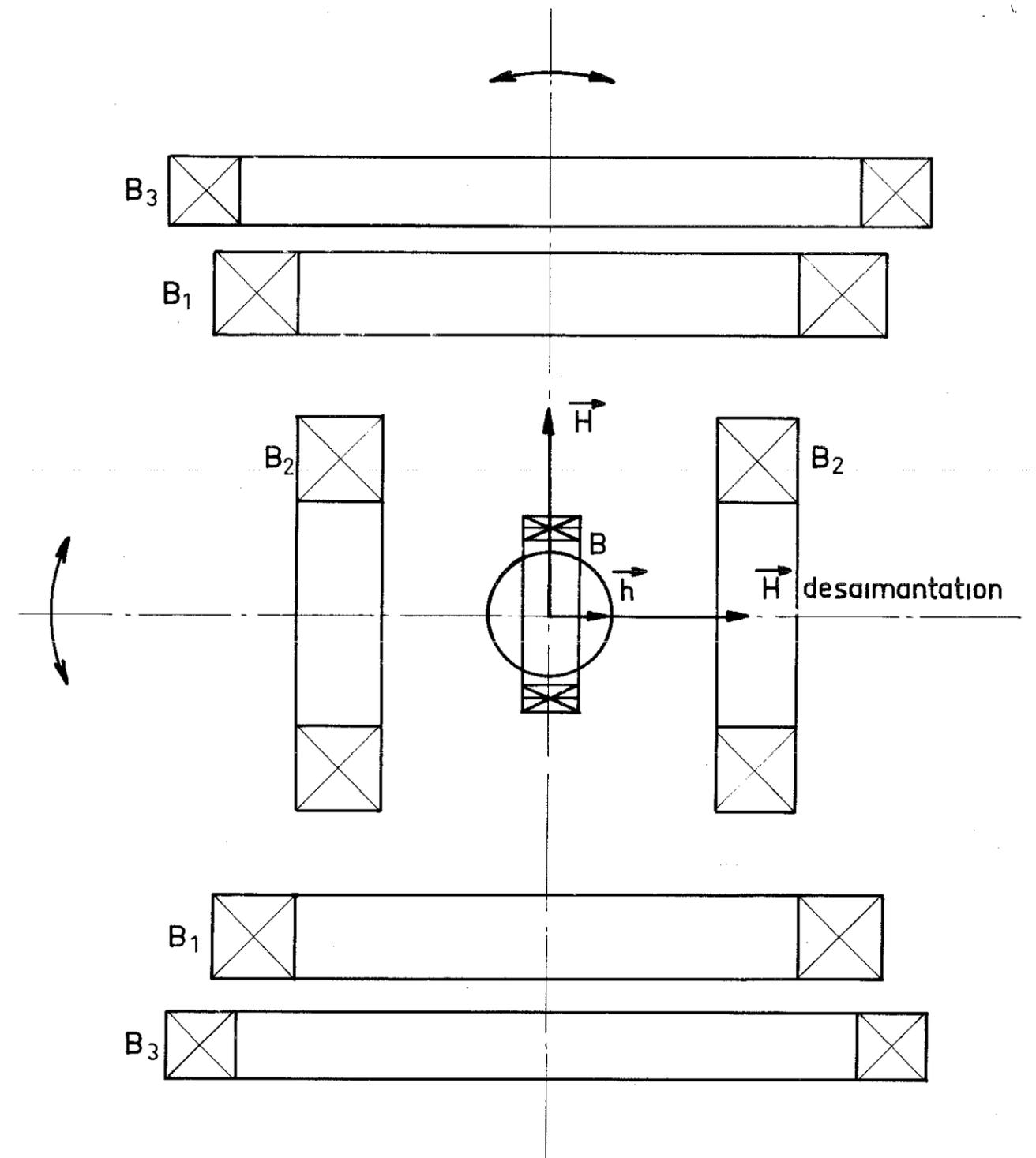


① Relevé des courbes d'aimantation



② Mesure des susceptibilités

Fig: 1



- B₁ Bobines de champ principal H
- B₂ " " additionnel h et de desaimantation
- B₃ " " compensation du champ terrestre
- B Ensemble de bobines de mesure

Le plan de figure est le plan du disque

Fig.2

J

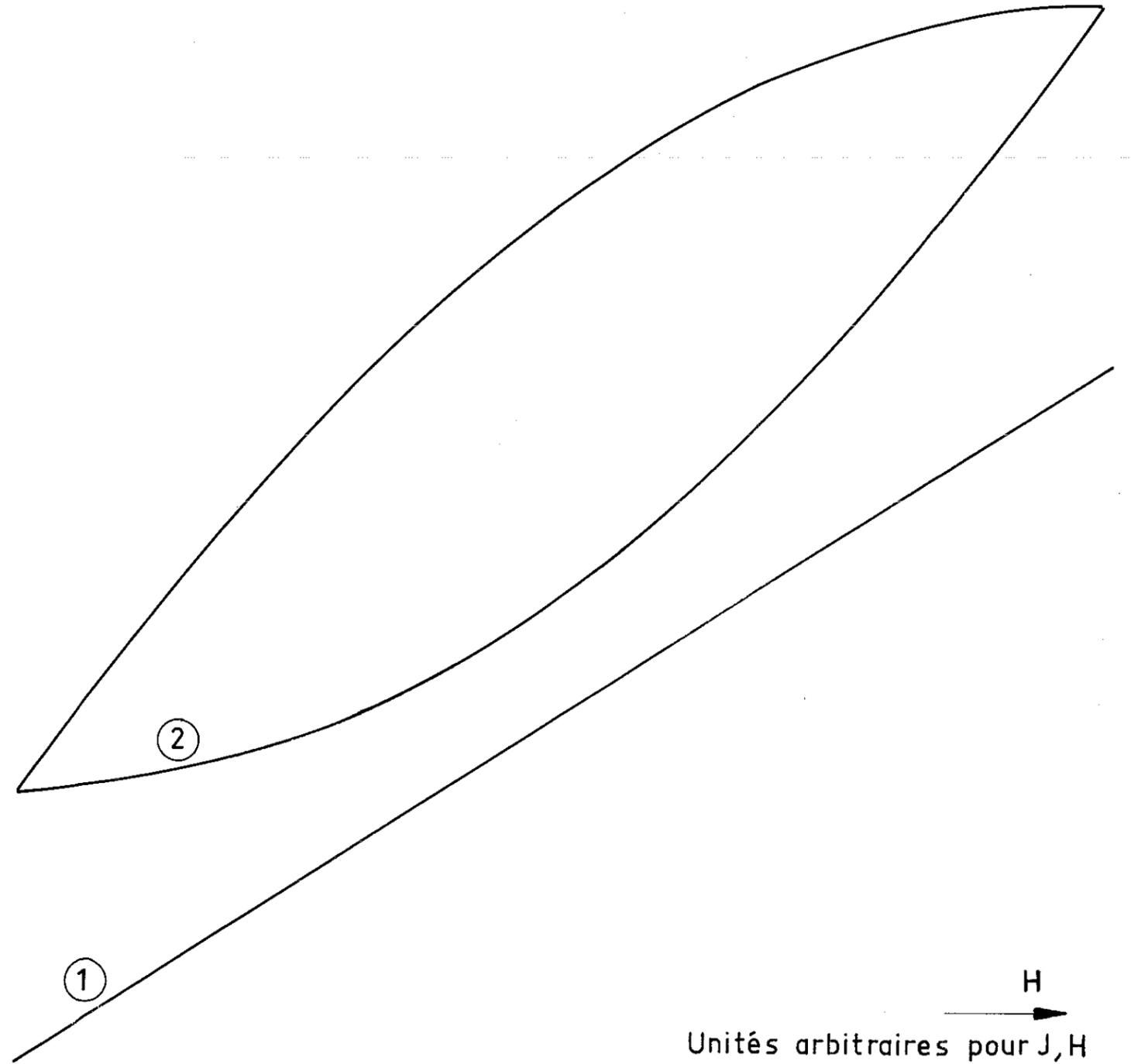


Fig. 3

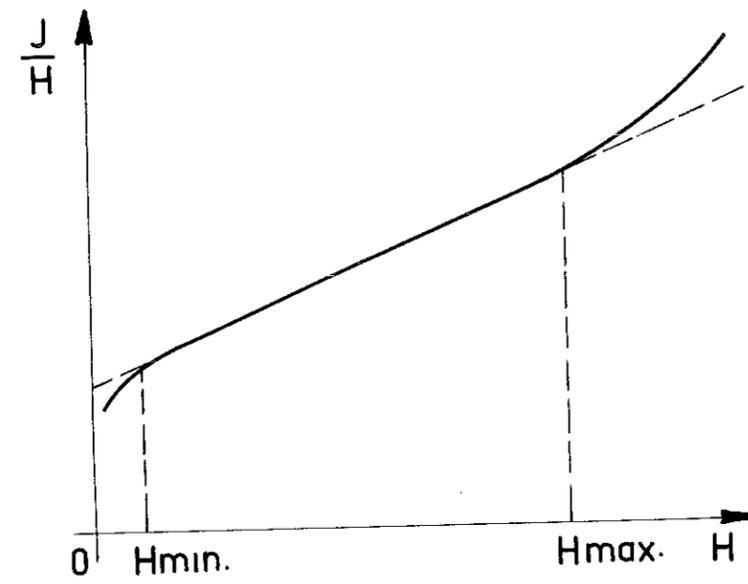


Fig.4

$$\textcircled{1} \quad 10^2 \frac{a''(H) - a^\theta(H_{kr})}{a^\theta(H_{kr})}$$

$$\textcircled{2} \quad 10^2 \frac{b''(H) - b^\theta(H_{kr})}{b^\theta(H_{kr})}$$

$\textcircled{3} \quad J$

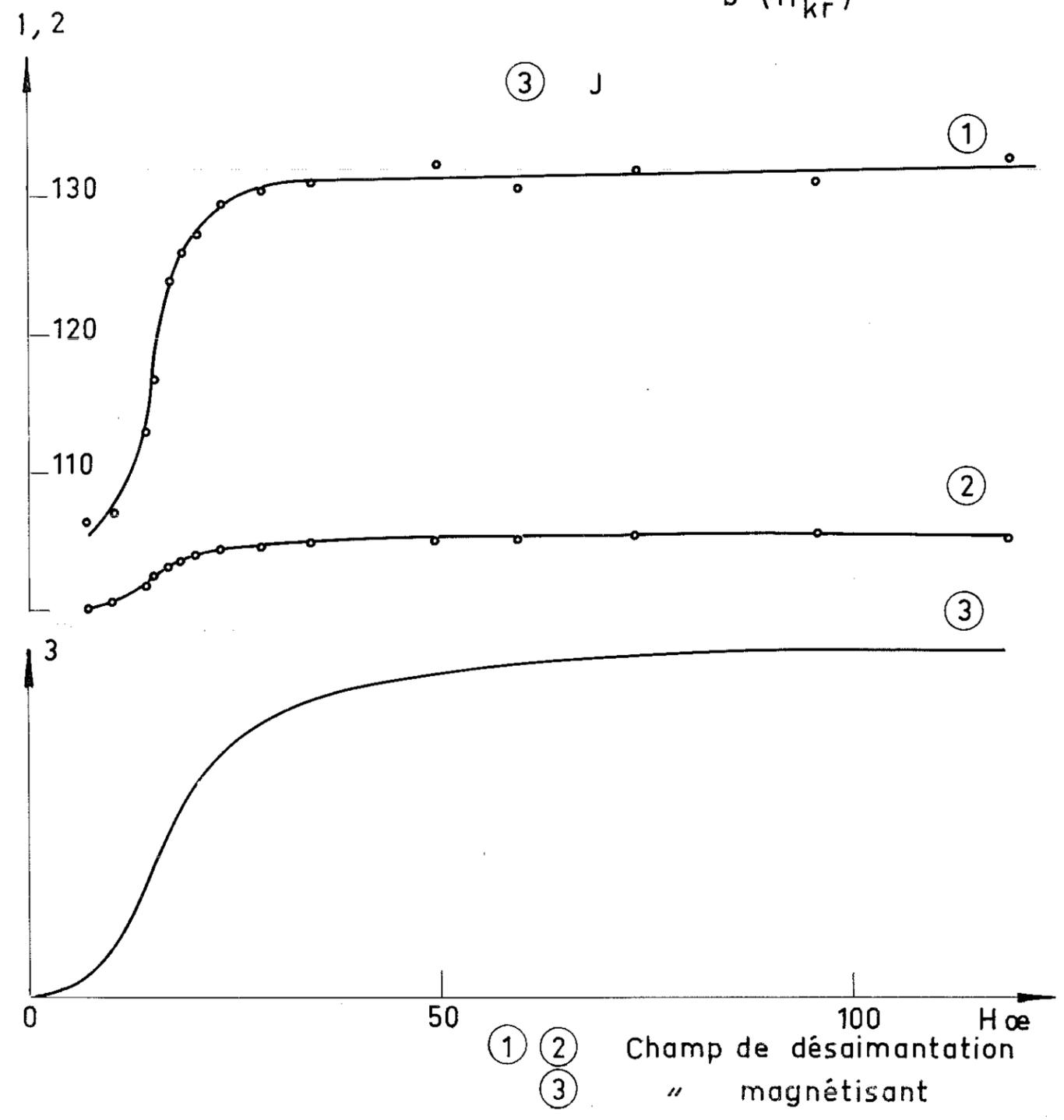


Fig. 5

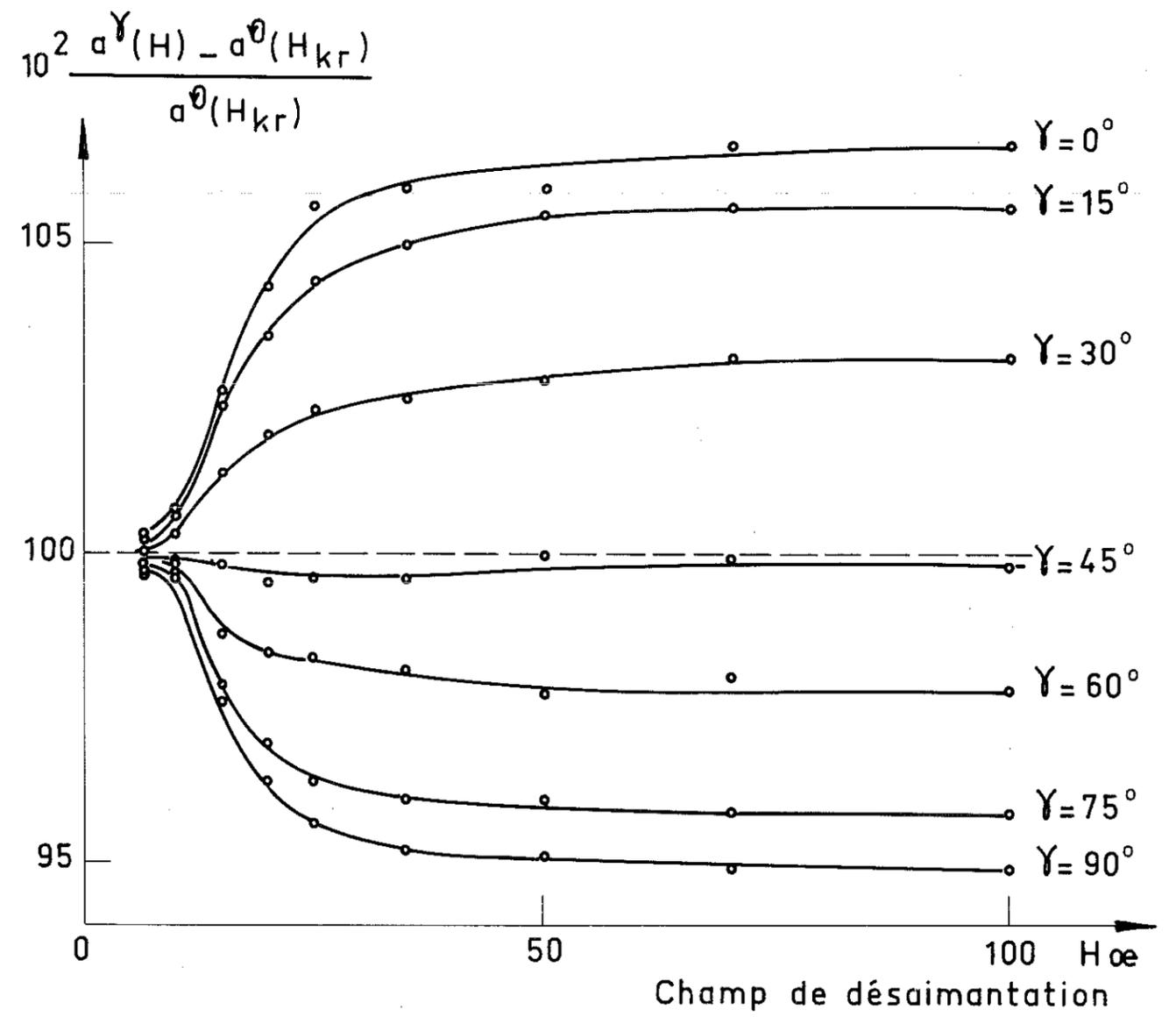


Fig. 6

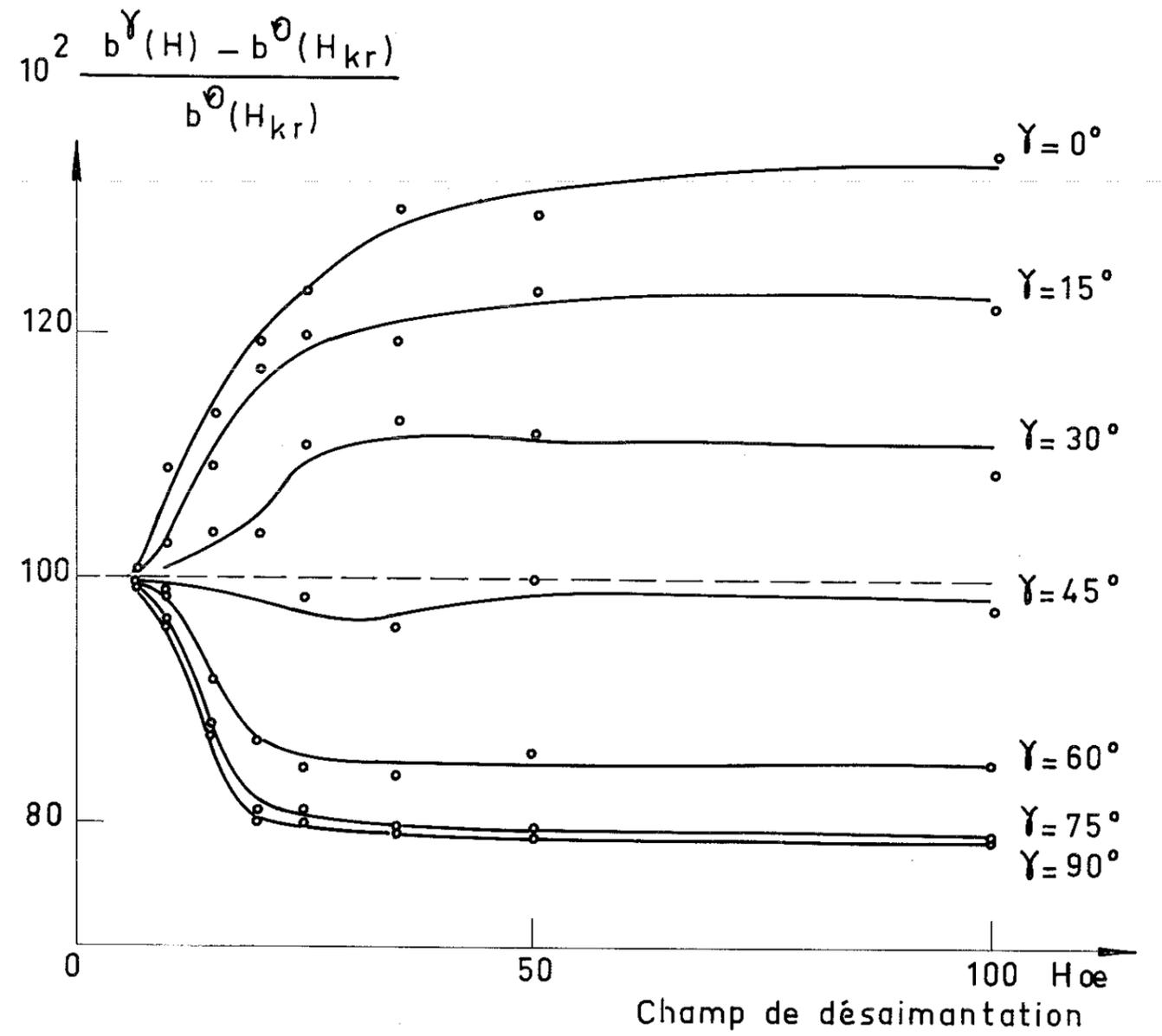


Fig.7

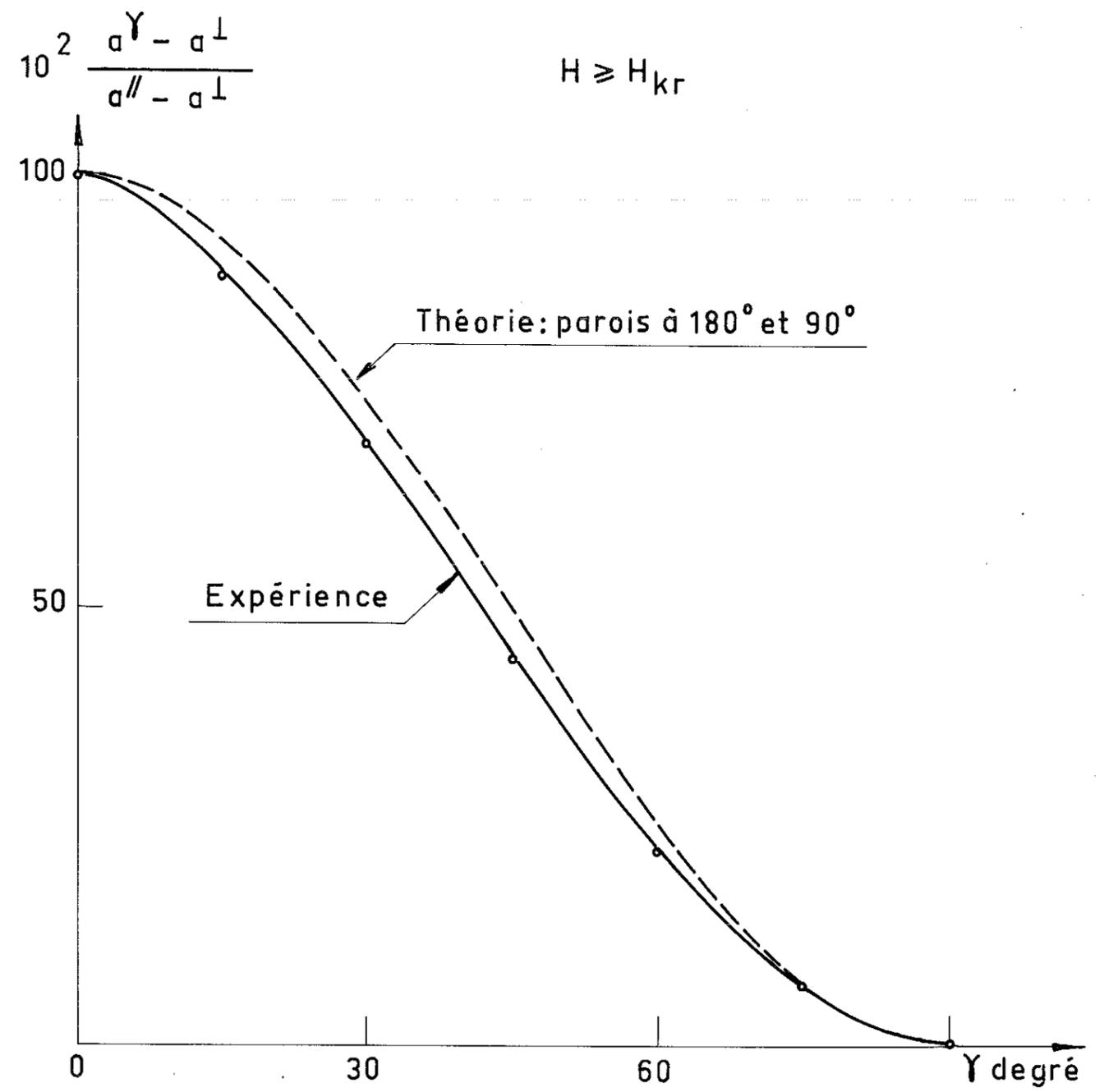


Fig: 8

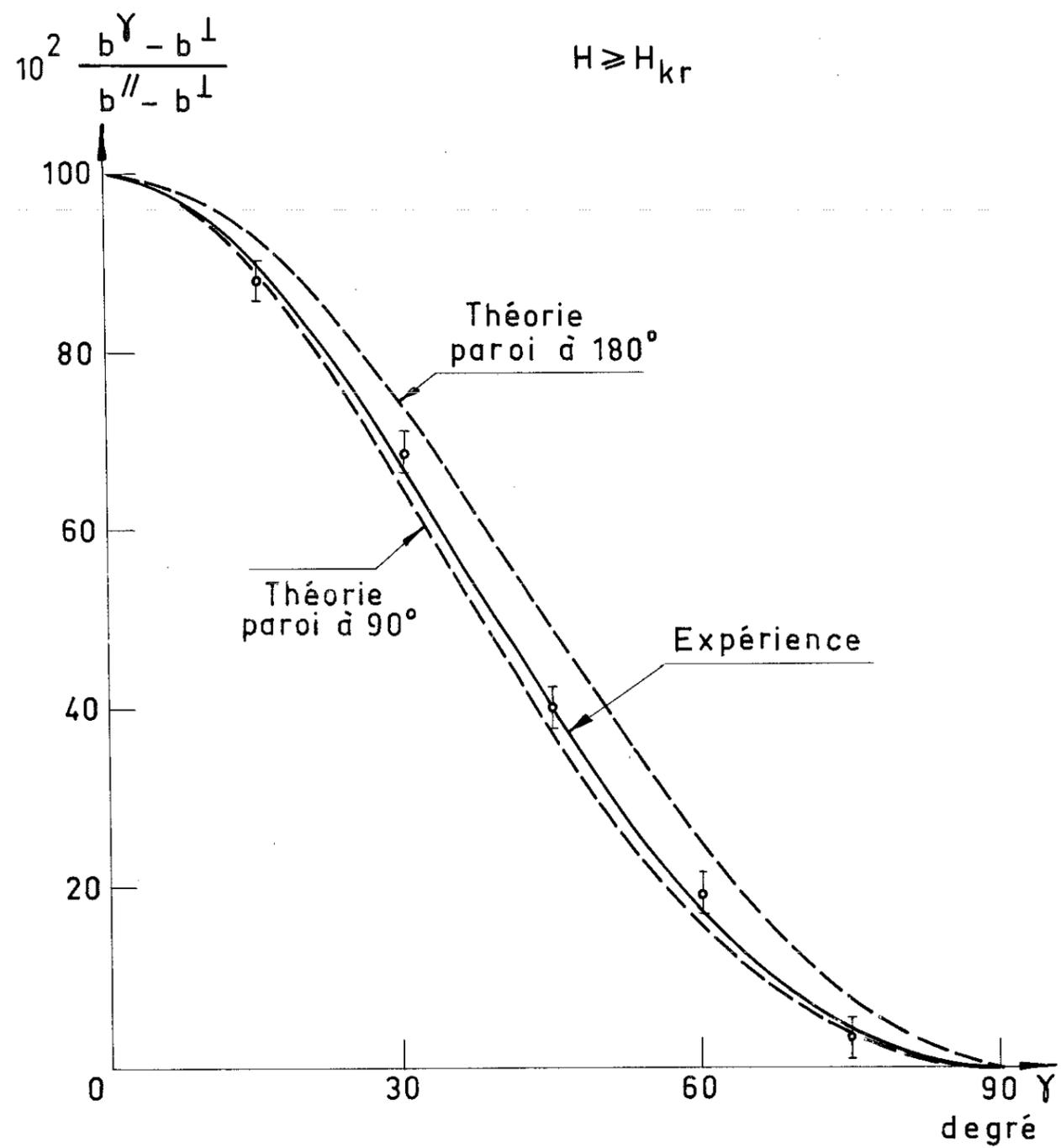


Fig. 9

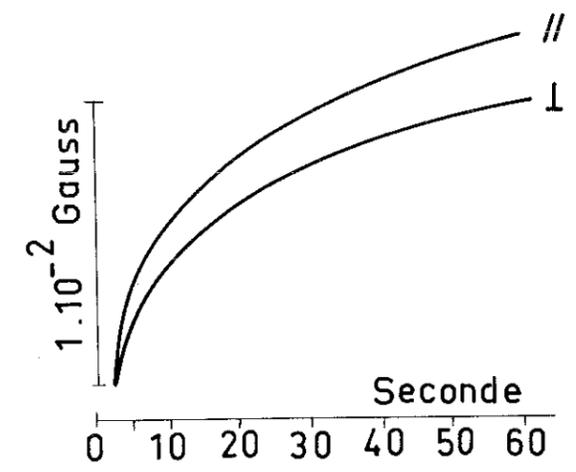


Fig : 10

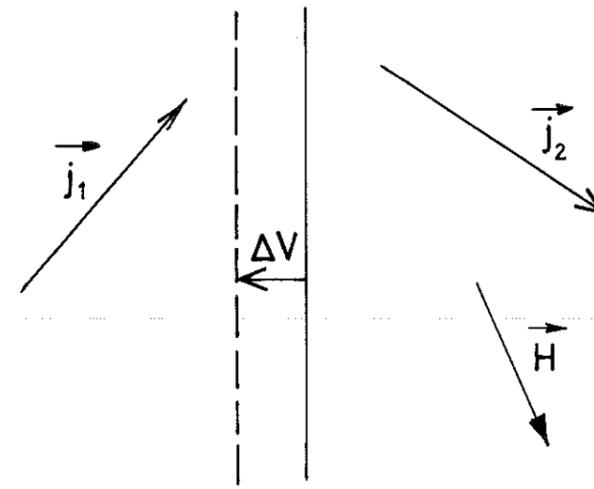


Fig.11

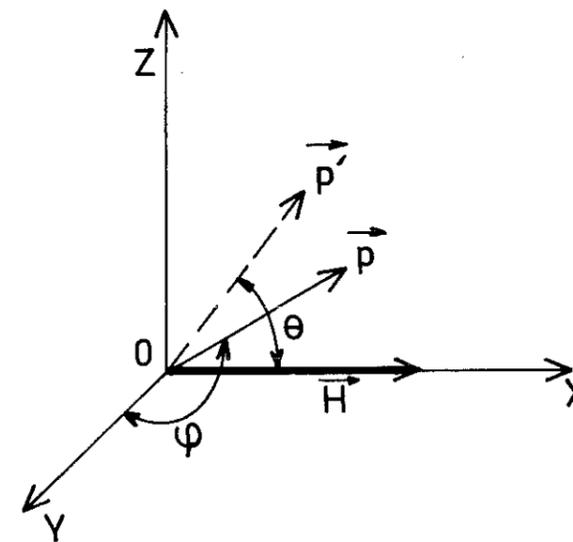


Fig.12

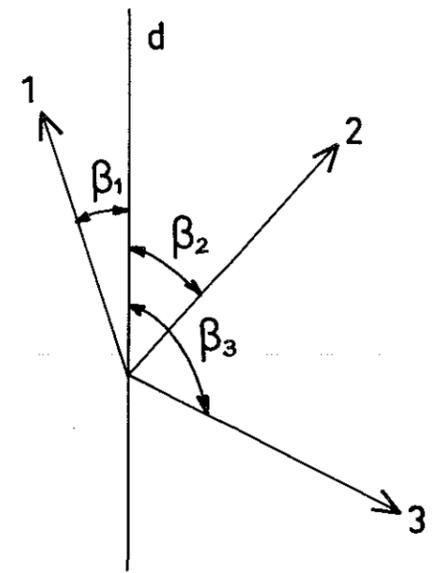


Fig. 13

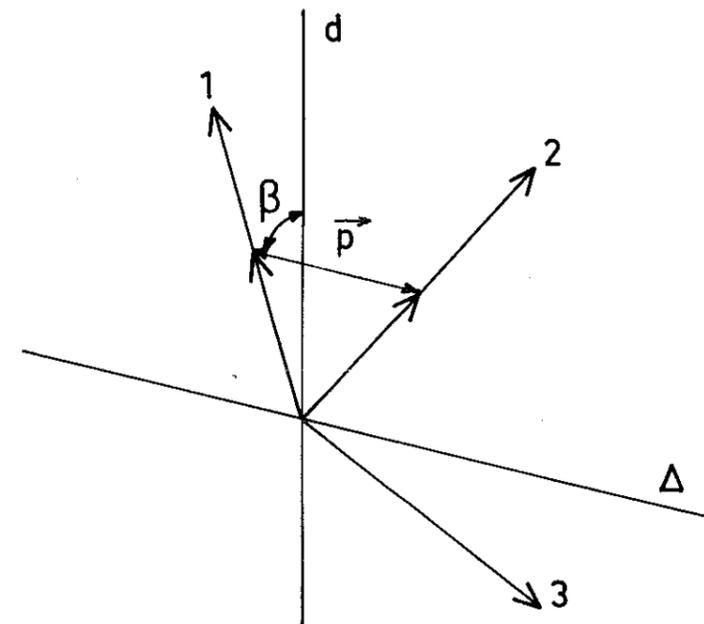


Fig. 14

① $P(\beta_1)$

② $P(\beta_2)$

③ $P(\beta_3)$

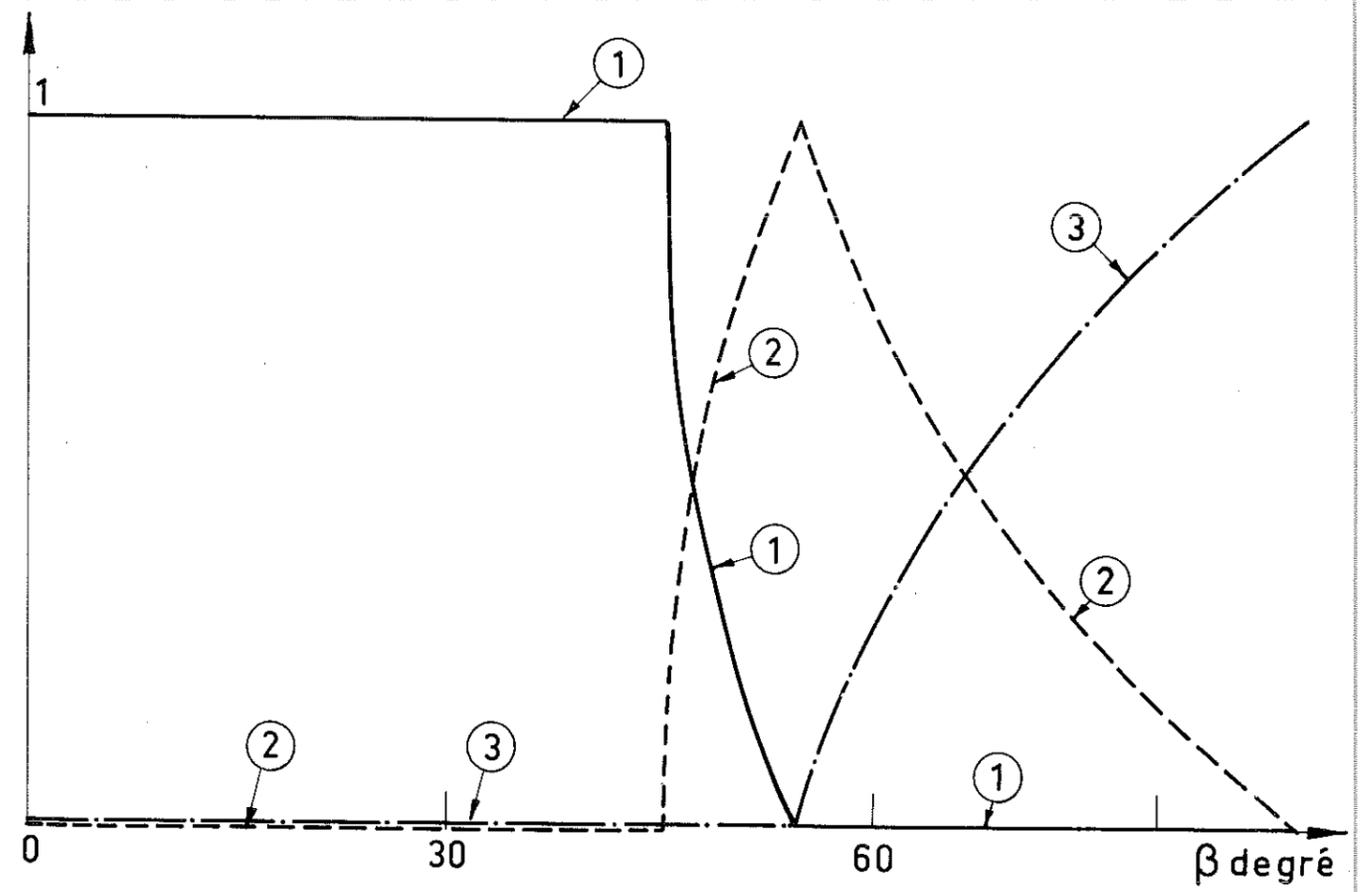


Fig.15

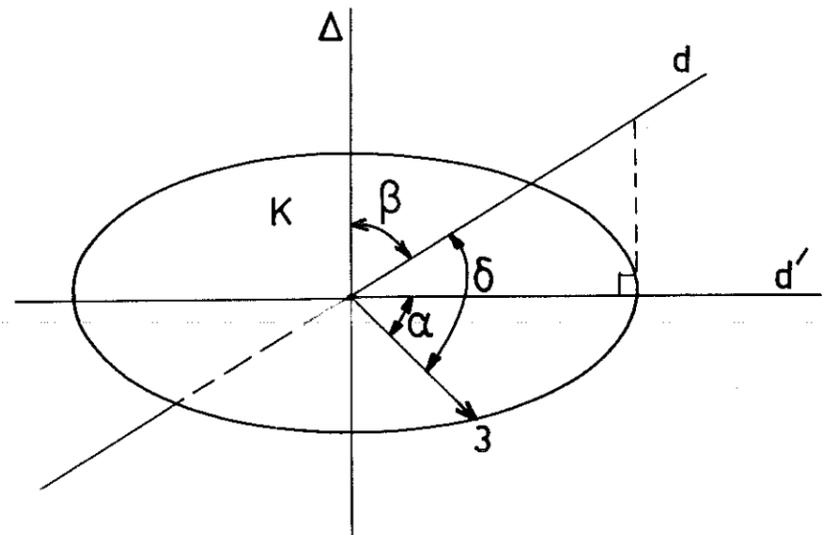


Fig.16

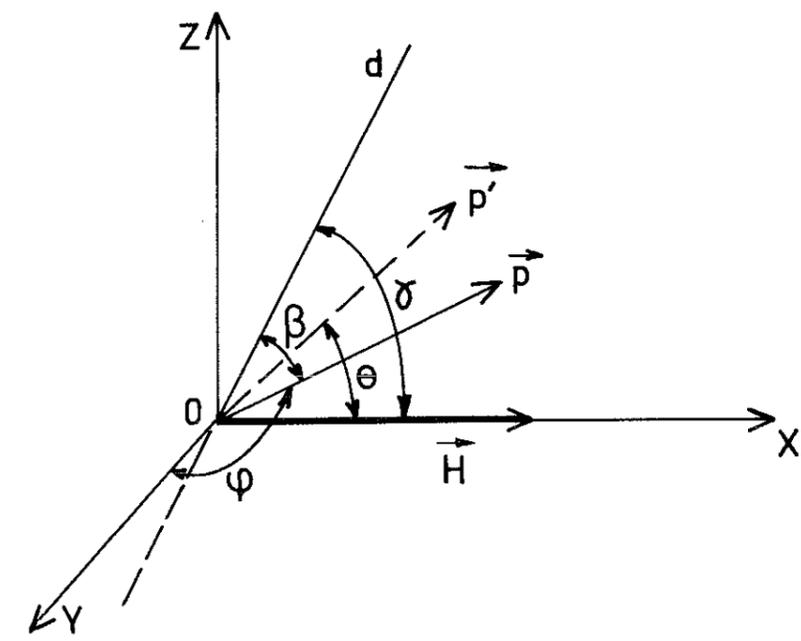


Fig.17

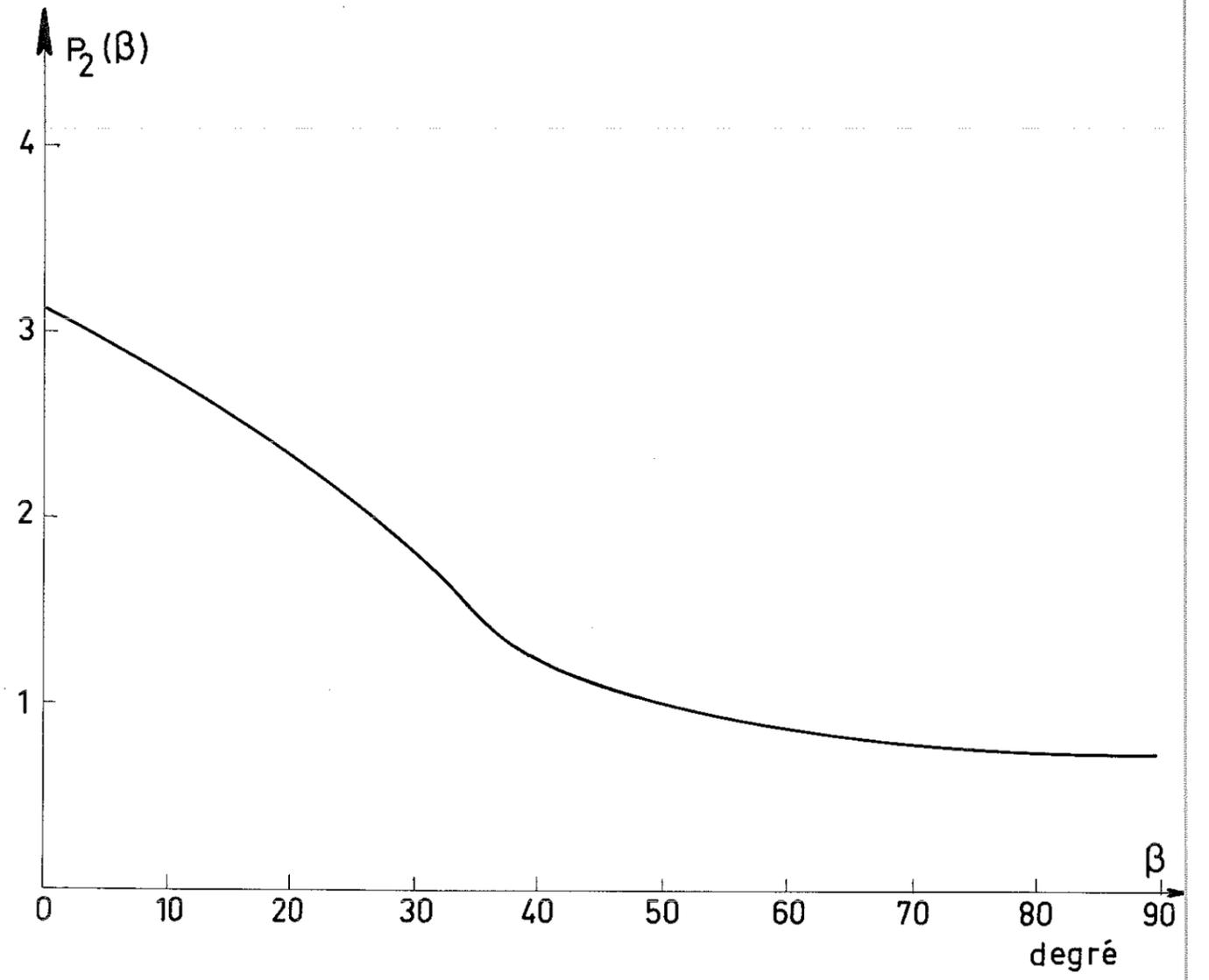


Fig.18

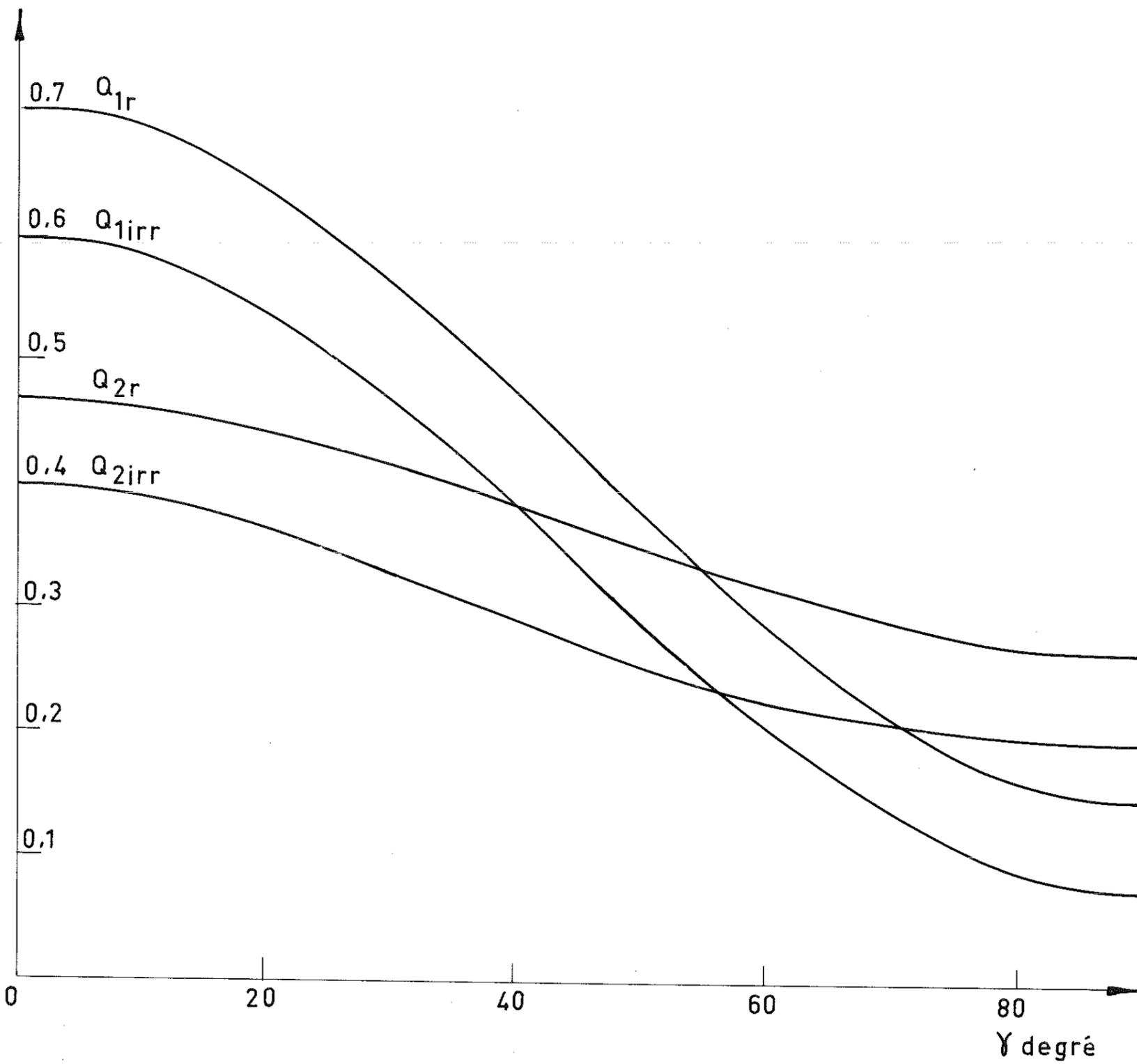


Fig.19

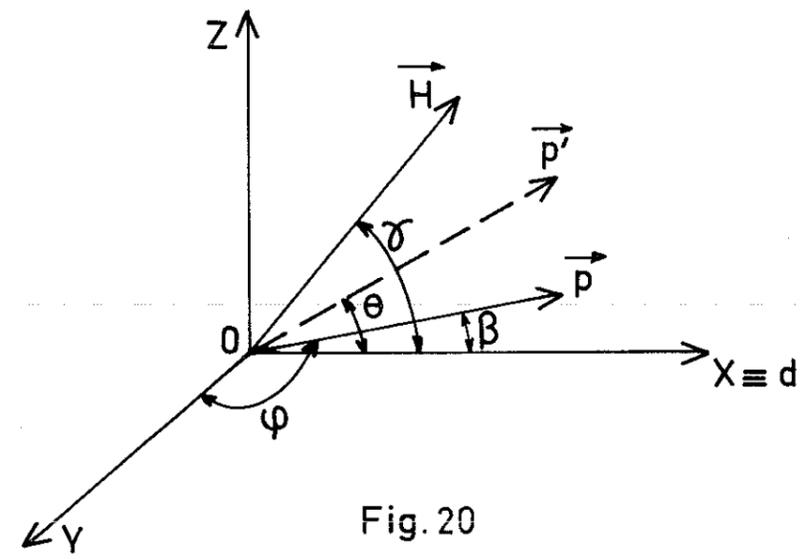


Fig. 20

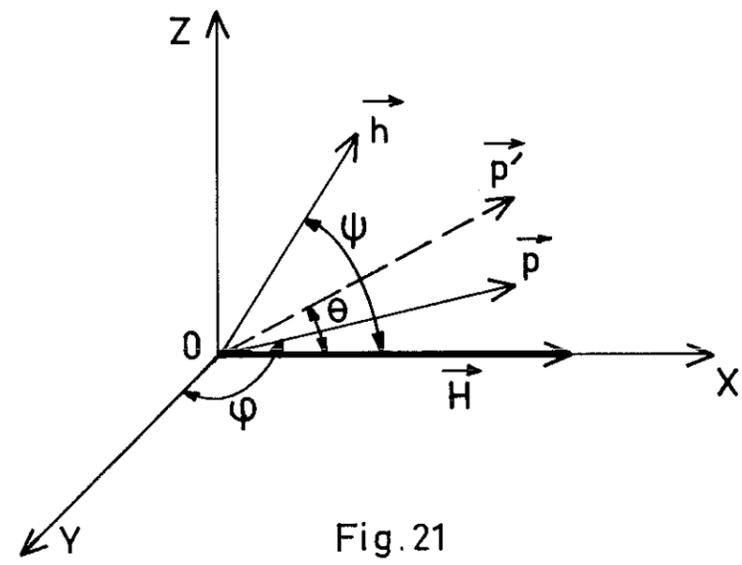


Fig. 21

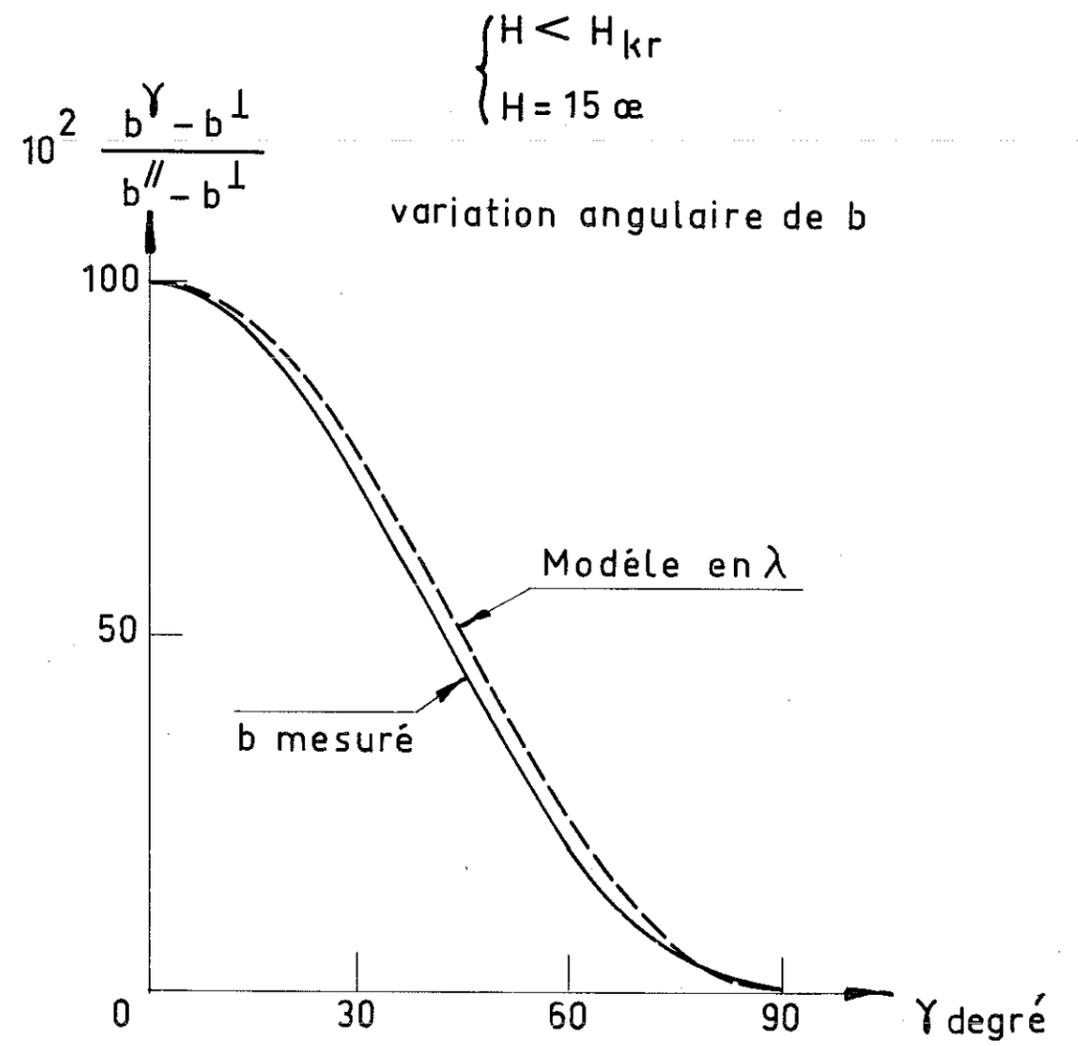


Fig: 22

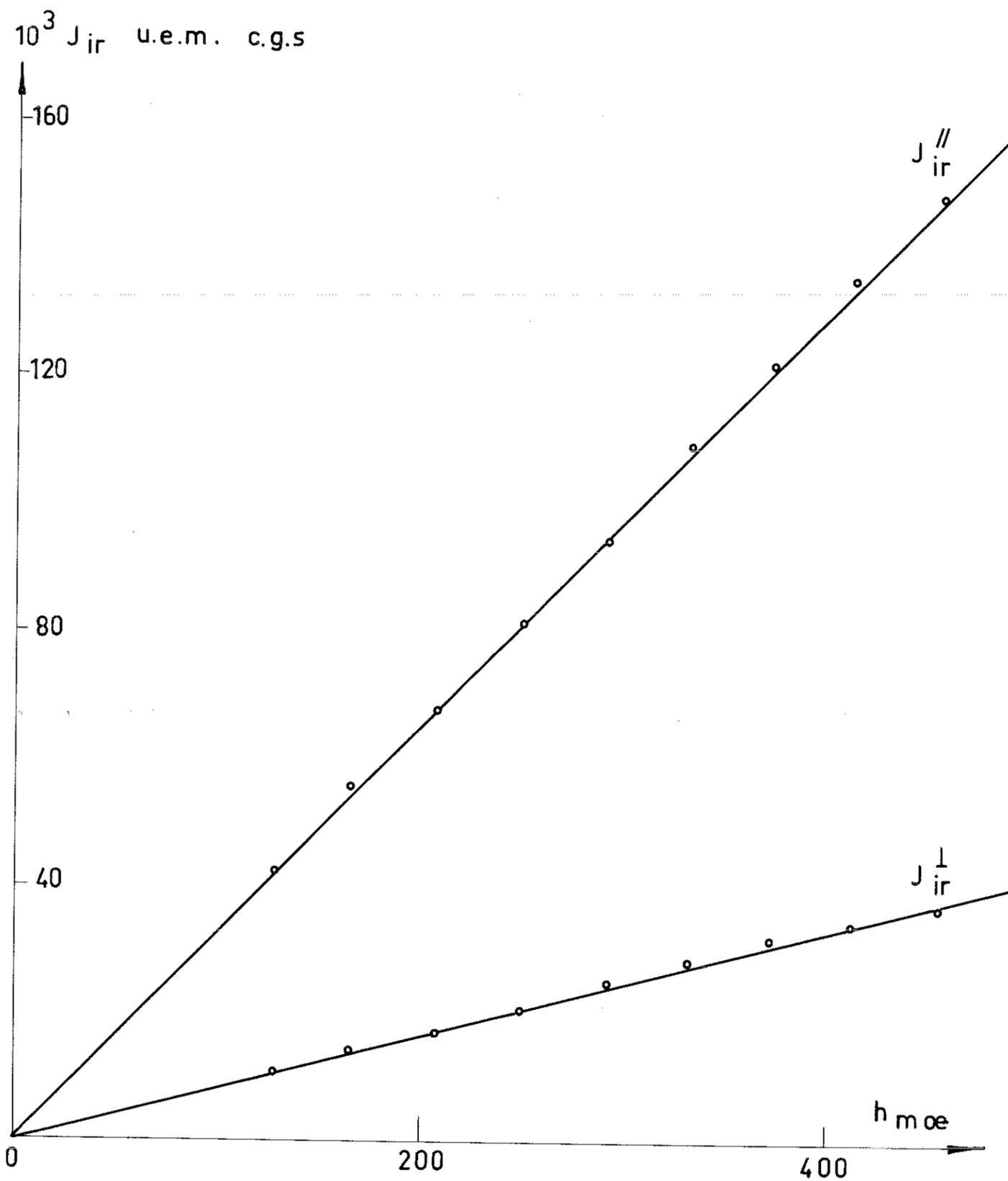


Fig: 26

VU

Grenoble, le

Le Président de la Thèse,

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université Scientifique
et Médicale de Grenoble