

T0166

1960/51

E R R A T A

Page	Ligne	Lire :
<u>I PARTIE</u>		
6	23	(cf. 10)
16	13	la courbe 5
22	21	la formule [1]
29	3	pour terminer
	1	$I_m + \Delta I$
	2	$I_m - \Delta I$
	17	ΔI
35	14	vecteurs M
41	9	0,5 %.
50		Titres des colonnes du tableau : I, H., I, H., I, H..
56	18	servir des deux méthodes
<u>II PARTIE</u>		
65	6	la direction parallèle
73	18	l'aimantation s'établit
74	10	paramètre θ , λ ou μ
75	17	H_{sy}
	18	H_{sx}
	derniere	est placé
79	12	l'expérience nous donne

UNIVERSITE DE GRENOBLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYEN : M. MORET, Membre de l'Institut

PROFESSEURS : MM. MORET, Géologie et Minéralogie, Membre de l'Institut
NEEL, Physique Expérimentale, Membre de l'Institut
PARDE, Hydrologie fluviale,
DORIER, Zoologie,
HEILMANN, Chirurgie,
KRAVTCHENKO, Mécanique Rationnelle,
BENOIT, Radioélectricité,
CHENE, Chimie Papetière,
NOBECOURT, Micrographie Papetière,
WEIL, Physique,
FELICI, Electrostatique,
KUNTZMANN, Mathématiques appliquées,
BARBIER, Géologie appliquée,
SANTON, Mécanique des Fluides,
OZENDA, Botanique,
CHABAUTY, Calcul Différentiel et Intégral,
FALLOT, Physique industrielle,
GALVANI, Mathématiques,
TRAYNARD, Chimie,
SOUTIF, Physique,
REULOS, Physique,
CRAYA, Hydrodynamique,
REEB, Mathématiques,
BESSON, Electrochimie,
WOLFERS, Physique générale,
Mme POTIERS, Botanique,
LYNTON, Professeur associé,
SOKOLOWSKY, Professeur associé,

PROFESSEURS
SANS CHAIRE

MM. SILBER, Mécanique des Fluides,
MOUSSIEGT, Electronique,
Mlle LUTZ, Mathématiques,
GALISSOT, Mécanique,
MICHEL, Géologie et Minéralogie,
DESSAUX, Zoologie, (Phys. Animale)

MAITRE DE
CONFERENCES :

MM. AYANT, Physique théorique,
BONNIER, Chimie,
BOUCHEZ, Physique Nucléaire,
PILLET, Electrotechnique,
LLIBOUTRY, Physique,
BARBIER J.C., Physique,
BLAMBERT, Calcul Numérique,
VAILLANT, Zoologie,
PAUTHENET, Electrotechnique,
DREYFUS, Thermodynamique,
MleNAIM, Mathématiques,
BUYLE-BODIN, Electronique,
PERRET, Servomécanismes,
DEPASSEL, Mécanique,
Mme SOUTIF, Physique,
DEBELMAS, Géologie,
Mme KOFLER, Botanique,
COHEN, Electrotechnique,
Mme BARBIER, Electrochimie,
BRISSONNEAU, Physique
ARNAUD, Chimie,
VAUQUOIS, Mathématiques,
ROBERT A., Chimie Papetière,
GERBER, Mathématiques,

SECRETARIAT PRINCIPAL : M. BURNET

SECRETAIRE . M. BICHET

I PARTIE

Une Installation de mesure des aimantations
entre 2 et 1200°K

II PARTIE

Les lois d'aimantation des monocristaux ferromagnétiques
des substances uniaxes

Etude magnétique d'un monocristal de $6 \text{ Fe}_2\text{O}_3 \text{ Pb O}$

Ce travail a été effectué au laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de la Faculté des Sciences de Grenoble, sous les auspices du Centre National de la Recherche Scientifique.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur L. NEEL, Membre de l'Institut, pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli dans son laboratoire et pour le vif intérêt qu'il a toujours porté à mon travail.

Que Monsieur le Professeur M. FALLOT veuille bien accepter mes remerciements pour l'enseignement efficace qu'il m'a prodigué et pour l'intérêt qu'il m'a témoigné en me faisant profiter des ressources de son laboratoire.

Je tiens aussi à remercier tout particulièrement Monsieur R. PAUTHENET, Maître de Conférences, qui m'a constamment apporté un concours précieux et efficace, sans lequel il m'eut été bien difficile de mener à bon terme mon travail de recherche.

Je remercie enfin tous ceux, techniciens et ouvriers, qui m'ont aidé dans l'accomplissement des réalisations techniques nécessaires à la poursuite de mon travail.

TABLE DES MATIERES

I PARTIE

UNE INSTALLATION DE MESURE DES AIMANTATIONS

ENTRE 2 ET 1200°K

SOMMAIRE	4
<u>INTRODUCTION</u>	
1 - La méthode de mesure ; ses avantages, ses inconvénients	5
2 - Le problème technique	8
<u>CHAPITRE I - LE CHAMP MAGNETIQUE, L'ELECTRO-AIMANT</u>	
3 - Généralités	10
4 - Le circuit magnétique	11
5 - Le circuit électrique	17
a) Le bobinage	17
b) Caractéristiques électriques	18
c) Le refroidissement des bobines	20
<u>CHAPITRE II - LA TEMPERATURE</u>	
6 - Le vase isolant	23
a) Conception et description du vase	23
b) Le dispositif de variation de la température	26
7 - Le four	30
<u>CHAPITRE III - LE CIRCUIT DE MESURE</u>	
8 - Généralités	34
9 - La bobine de mesure	35
10 - Les bobines de compensation	40

CHAPITRE IV - LES ETALONNAGES

11 - L'électro-aimant	46
a) Topographie du champ	46
b) La courbe de champ	48
12 - Le circuit de mesure	50
a) Le problème de l'étalonnage du circuit de mesure	50
b) Détermination de la sensibilité dans un champ nul	54
c) Variations de la sensibilité en fonction du champ.	55

CHAPITRE V - LE SYSTEME D'EXTRACTION - LES ECHANTILLONS

13 - Le système d'extraction	58
14 - Les échantillons	58

<u>CONCLUSION</u>	60
-------------------------	----

II PARTIE

LES LOIS D'AIMANTATION DES MONOCRISTAUX FERROMAGNETIQUES DES SUBSTANCES UNIAXES

ETUDE MAGNETIQUE D'UN MONOCRISTAL DE $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$

SOMMAIRE	62
<u>INTRODUCTION</u>	63
<u>CHAPITRE I - LES VARIATIONS DE L'AIMANTATION EN FONC-</u> <u>TION DU CHAMP</u>	
A - <u>ETUDE EXPERIMENTALE</u>	
1 - Généralités	66
2 - Les résultats expérimentaux	68
B - <u>INTERPRETATION THEORIQUE</u>	
3 - Les mécanismes élémentaires d'aimantation des corps ferromagnétiques	70
4 - Les principes fondamentaux de la théorie .	72
5 - Les substances uniaxes : $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$	73
<u>CHAPITRE II - LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'AIMANTATION</u> <u>SPONTANEE ET DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE</u>	
6 - La détermination des constantes d'anisotropie K_1 et K_2	78
7 - Les résultats expérimentaux	80
<u>CONCLUSION</u>	83
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	84

PREMIERE PARTIE

Une installation de mesure des aimantations
entre 2 et 1200°K

S O M M A I R E

Nous avons construit et mis au point au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble une installation de mesure des aimantations dans des champs pouvant varier jusqu'à 30 000 Oersteds et à toutes les températures comprises entre 2 et 1200°K.

Les aimantations sont mesurées avec une précision de l'ordre de 0,5 % par la méthode d'extraction axiale à partir du centre de l'entrefer d'un puissant électro-aimant. Les mises en température sont effectuées à l'intérieur d'un vase isolant ou d'un four.

Nous donnons dans ce mémoire une description complète de l'installation réalisée. Nous y parlons de tous les problèmes rencontrés et de toutes les solutions que nous leurs avons apportés. Nous y parlons aussi de quelques difficultés que nous n'avons que partiellement résolues à ce jour et des premiers résultats acquis à leur sujet.

INTRODUCTION

1) - LA METHODE DE MESURE : ses avantages, ses inconvénients

Nous mesurons les aimantations en utilisant la méthode désormais classique d'extraction proposée par P. Weiss en 1905 (1)(2), développée avec de nombreuses variantes et mises au point dans les travaux de Peschard (3), Weiss et Forrer (4)(5), Sadron (6), Fallot (7), Taglang (8), Pauthenet (9) et Danan (10). L'échantillon de substance à étudier est placé dans un champ magnétique uniforme connu et porté à une température bien déterminée. On l'extrait brusquement d'un système de bobines induites reliées à un galvanomètre balistique dont l'élongation est une mesure de l'aimantation de l'échantillon considéré.

Cette méthode possède de nombreux avantages, c'est une méthode de mesure directe. Elle permet d'utiliser les champs magnétiques les plus élevés obtenus avec les techniques actuelles. Elle est relativement rapide. Le temps global nécessaire à la détermination d'une courbe d'aimantation par 15 à 20 points expérimentaux est d'une heure environ : 30 minutes sont nécessitée par les mesures elles-mêmes, 30 minutes par les réglages et les mises en température préalables.

La méthode est sûre - les étalonnages soigneusement effectués, l'appareillage est simple et indéréglable - tous les organes mobiles sont robustes. La température du laboratoire seule pourrait modifier la réponse du circuit de mesure en faisant varier la résistance des conducteurs ou la surface des bobines induites. La première influence est corrigée par un étalonnage avant et après chaque série de manipulations.

La deuxième influence est absolument inappréciable dans les sous-sols du bâtiment où est placée notre installation.

Mises à part les incertitudes dues aux champs démagnétisants - qui sont assez souvent du second ordre - la mesure effectuée ne dépend en rien de la densité de la substance. On obtient directement le moment magnétique de l'échantillon dont la masse est connue, donc, sans aucune correction, le moment de la masse unité. Les dilatations, toujours très mal connues et surtout aux basses températures, n'interviennent absolument pas pour déterminer les moments atomiques.

Cette méthode donne enfin, en principe, une précision constante dans tous les domaines de champs utilisés.

Nous y trouvons néanmoins quelques inconvénients ou désagréments.

Sa sensibilité peut être très grande dans son principe. Une bobine induite convenablement adaptée aux caractéristiques d'un bon galvanomètre (cf. 9) permet de travailler avec 8 à 10 maxwells par millimètre d'élongation sur une échelle de lecture placée à 4 mètres, c'est-à-dire avec 1 millimètre par 10^{-3} u.é.m; d'aimantation environ. Les possibilités d'investigation seraient donc bien étendues et bien séduisantes. Malheureusement, pour des problèmes techniques de stabilité des champs magnétiques intenses (cf. 10), pour des questions de volume maximum, donc de poids, imposées aux échantillons (cf. 12 b), on se trouve très au-dessous des valeurs précédentes - l'intérêt de la méthode ne s'étend plus qu'à l'étude des aimantations fortes, disons des substances ferromagnétiques en général.

Par ailleurs, les champs magnétiques intenses ne peuvent être encore obtenus facilement à l'aide de bobines sans fer et dans la plupart des cas on utilise des électro-aimants. Ici se place alors l'inconvénient essentiel de la méthode : la perméabilité "apparente" du milieu où l'on travaille varie avec le champ utilisé ; il en est de même de la sensibilité du circuit de mesure. Les corrections conséquentes sont classiquement connues sous le nom de corrections "d'images magnétiques" (cf. 12 a).

Une extraction de l'échantillon dans une direction perpendiculaire au champ magnétique appliqué, solution à priori la plus simple, conduit généralement à des variations de sensibilité de l'ordre de 100 %. Qui plus est, ces variations présentent un certain flottement, dû sans doute à ce que la reproductibilité des distributions de l'aimantation dans les pièces polaires de l'électro-aimant est irréalisable parfaitement. Dès lors, il faut chercher à réduire au minimum ces corrections parasites. Le gain est appréciable quand on extrait l'échantillon dans le sens même du champ magnétique, en perçant axialement de part en part l'électro-aimant. Les variations de la sensibilité du circuit de mesure ne sont dans ces conditions que de quelques %. Mais cette solution n'est pas sans inconvénient : la valeur du champ magnétique au centre de l'entrefer se trouve considérablement limitée par la présence de l'alésage effectué (cf. 4 c) qui doit être suffisamment important pour recevoir tous les dispositifs de mise en température de l'échantillon étudié.

Quoi qu'il en soit, si l'on peut espérer diminuer les variations de sensibilité dans une proportion plus ou moins grande, il est pratiquement impossible de les éliminer totalement. Un étalonnage préalable, aussi précis que possible

est indispensable pour déterminer correctement les valeurs absolues comme les valeurs relatives des aimantations.

2) - LE PROBLEME TECHNIQUE

Le problème technique est double :

a) Placer un échantillon de la substance à étudier et tout l'appareillage nécessité par les mesures dans un champ magnétique déterminé et variable de façon continue jusqu'à 30 000 oersteds. La non-uniformité de ce champ dans le volume occupé par l'échantillon doit être telle qu'elle n'ait pas d'influence appréciable sur la valeur de son aimantation.

b) Porter cet échantillon à une température quelconque comprise entre 2 et 1200°K. Cette température doit être uniforme au moins dans tout le volume occupé par la substance. Elle doit rester constante pendant le temps nécessaire à la détermination d'une courbe d'aimantation. Elle doit être connue avec une bonne précision.

Tout l'appareillage devra permettre des mesures rapides avec le minimum de corrections et le maximum de précision.

Dans tous ces buts nous avons construit :

- Un gros électro-aimant pesant tout équipé une vingtaine de tonnes et pouvant très largement dissiper une puissance de 150 KW.
- Un vase isolant conservant plusieurs heures de l'Azote liquide, de l'hydrogène liquide ou de l'hélium liquide, muni d'un appareillage approprié pour obtenir et mesurer toutes les températures comprises entre les points fixes d'ébullitions précédents et jusqu'à la température ambiante.

- Un four électrique permettant d'atteindre 1200°K. Un simple changement de l'élément chauffant donne la possibilité de monter plus haut en température si besoin est.
- Tous les dispositifs de mesure, de réglage et de contrôle de l'appareillage précédent.

CHAPITRE I

LE CHAMP MAGNETIQUE : L'ELECTRO-AIMANT (1)

3) - GENERALITES

La seule méthode qui soit rigoureuse pour le calcul des électro-aimants est une méthode de calcul numérique dite méthode de relaxation (11). Elle consiste à déterminer numériquement de proche en proche les fonctions potentiel et flux en un nombre fini de points situés aux sommets d'un réseau géométrique simple, un quadrillage par exemple. On ajuste les formes géométriques de départ en fonction des résultats obtenus et à obtenir. A notre connaissance cette méthode n'a pas encore été utilisée, son application restant bien fastidieuse.

La construction des électro-aimants repose plutôt sur des méthodes simplifiées dont la précision s'avère suffisante en pratique. Ce sont les méthodes de calcul approché des circuits magnétiques sans fuites que l'on améliore considérablement en tenant compte de ces dernières. On y arrive par des tracés de champ aussi précis que possible ou par la réalisation de modèles réduits étudiés et modifiés empiriquement. Pour de grosses unités, les considérations économiques - frais d'investissement et d'exploitation - fournissent toujours des données supplémentaires au problème technique.

(1) Il a été réalisé suivant les plans et les indications de M. Pauthenet. La culasse a été coulée aux aciéries d'Ugine, l'usinage effectué aux établissements Neyrpic. Les bobines ont été exécutées par les établissements Massot et Didier de Grenoble. Le montage a été réalisé sur place par l'atelier central de la Faculté des Sciences.

Nous désirions construire un électro-aimant créant un champ magnétique de l'ordre de 30 000 oersteds entre des pièces polaires percées axialement d'un trou cylindrique de 30 mm. Ce diamètre est nécessaire pour y positionner un appareillage complet de variation de la température. Mais nous désirions aussi construire un électro-aimant pouvant servir à d'autres usages que celui décrit dans ce mémoire. L'entrefer sera réglable, les nez polaires seront amovibles et pourront être remplacés pour d'autres utilisations. Sa conception s'inspire des différents types construits précédemment au laboratoire. On aura une idée par la figure 1 de l'aspect général du montage.

4) - LE CIRCUIT MAGNETIQUE

Le circuit magnétique est réalisé en acier extra-doux de haute perméabilité. Il est du type cuirassé. C'est la solution la plus rationnelle pour un électro-aimant vertical de cette puissance. La culasse en deux parties canalise correctement le retour du flux et empêche que l'on soit gêné par un champ parasite. Elle ne perturbe pratiquement pas la symétrie magnétique au centre de l'entrefer. Elle donne surtout à la construction toute la rigidité nécessaire pour vaincre les forces d'attractions considérables mises en jeu.

Les idées directrices d'un tel projet sont les suivantes :

a) La densité maximum de flux doit être réalisée dans les nez polaires : pour profiter pleinement des avantages que procure la présence du fer et des ampères-tours inducteurs dont on dispose, il est indispensable de saturer d'abord les nez polaires. C'est cette saturation qui, toutes choses égales par ailleurs, limitera la valeur maximum du champ réalisable. On maintiendra dans le reste du circuit magnétique une induction n'excédant pas 20 000 gauss.

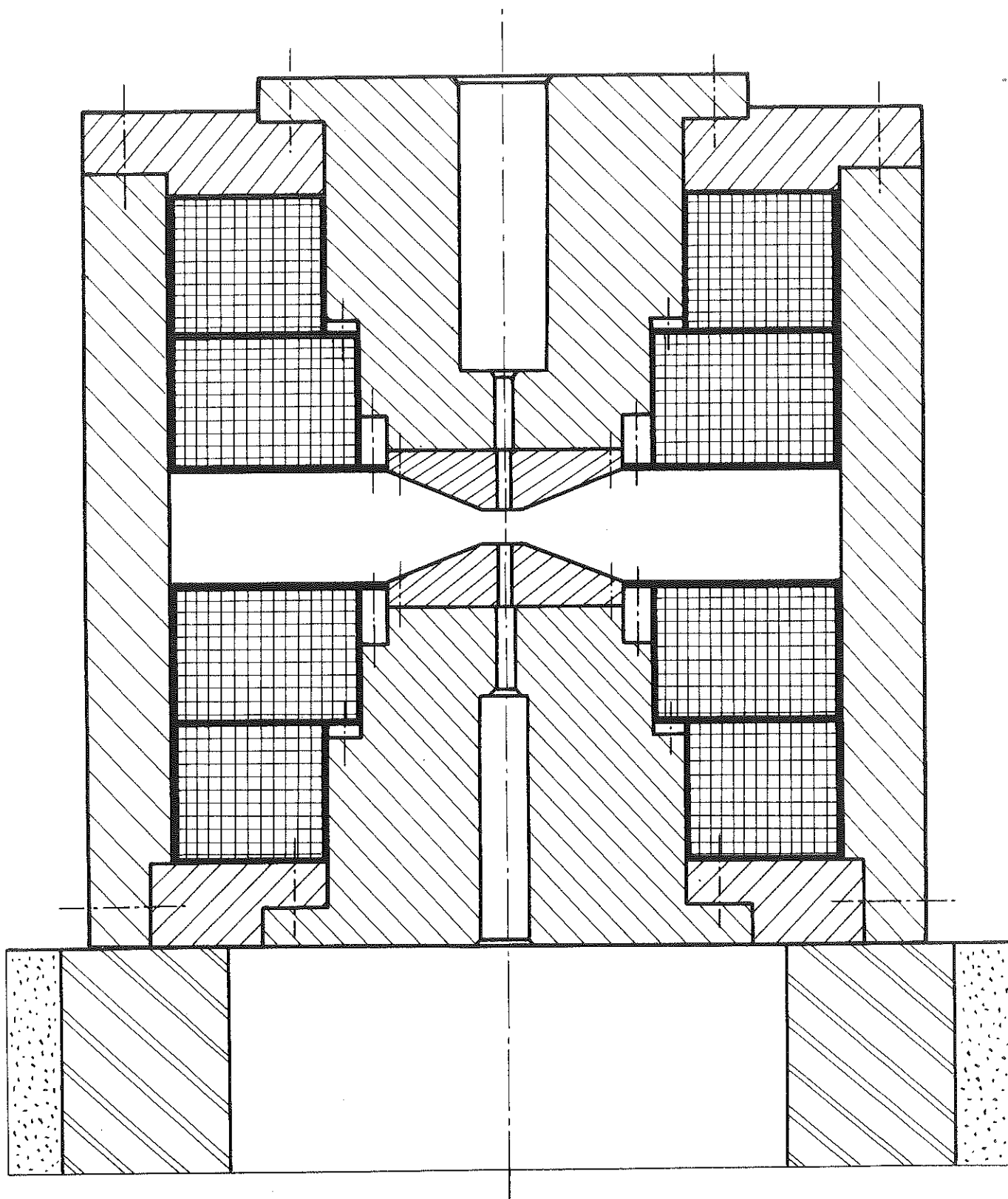


figure 1 _ echelle $\frac{1}{12}$

Tout au long des noyaux polaires, le flux ne cesse de croître, les flux de fuites venant régulièrement emprunter leur passage et rejoindre le flux utile. Ce dernier n'est, du reste, qu'une fraction minime du flux total ($\frac{1}{25}$ e environ dans notre électro-aimant). Il ne faut pas s'en effrayer parce que sa majeure partie circule en parallèle sur l'entrefer et ne nécessite aucun apport supplémentaire de force magnéto-motrice. Le flux total dans les noyaux croissant ainsi au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'entrefer, il est nécessaire d'accroître parallèlement leur section pour que leur réluctance reste faible. Pour ne pas compliquer la construction et la mise en place du bobinage, on peut utiliser une forme en gradins convenablement répartis. Il n'est pas avantageux d'exagérer cet accroissement de section parce qu'il favorise lui-même les fuites qu'il reçoit et cela en partie dans une région, près de la culasse, où n'étant pas en parallèle avec l'entrefer, elles réduisent l'efficacité des ampères-tours disponibles.

b) Il faut réduire au maximum les fuites susceptibles de consommer inutilement une partie des ampères-tours. Ce sont toutes les fuites entre les noyaux polaires et la carcasse. On réduira la hauteur des noyaux en prévoyant au plus juste la place du bobinage. On éloignera les branches de la culasse, leur donnant une section suffisante pour que leur reluctance reste faible. On rapprochera au maximum les bobines excitatrices de l'entrefer, songeant par ailleurs, que le champ direct de ces bobines n'est jamais négligeable (cf. 5 b).

Les considérations précédentes nous ont conduits à concevoir le circuit magnétique représenté sur la figure 1.

Le diamètre des noyaux est de 760 mm à leur sortie de la culasse. Ils conservent ce diamètre pendant 270 mm puis diminuent graduellement à 620 et 520 mm pour se raccorder aux pièces polaires. Le noyau supérieur est alésé axialement à

à 200 puis 35 mm, le noyau inférieur à 100 puis 35 mm. Cette différence de forme ne provoque aucune dissymétrie sensible du champ magnétique au centre de l'entrefer. La pièce polaire supérieure est directement fixée sur le noyau correspondant. La pièce polaire inférieure l'est par l'intermédiaire de cales qui rendent l'entrefer réglable entre 0 et 90 mm. La culasse est constituée par quatre blocs parallélépipédiques de $180 \times 120 \text{ mm}^2$ de section. Les blocs supérieur et inférieur sont alésés pour recevoir les noyaux correspondants. Toutes les surfaces d'assemblage ont été correctement usinées et ajustées. L'ensemble pèse 15 tonnes environ et repose sur les bords d'un cuvelage étanche, permettant d'accéder à l'alésage inférieur de 100 mm.

c) Les nez polaires sont les parties essentielles du circuit magnétique. Ils seront usinés dans un matériau de haute perméabilité et de forte aimantation à saturation J_s . L'alliage fer-cobalt à 33 % de cobalt est actuellement le plus indiqué. $4 \pi J_s$ y est voisin de 24 000 gauss. Leur forme doit être correctement étudiée,

Considérons (Figure 2) une pièce polaire en forme de **tronc** de cône percé axialement (cette forme est la plus simple à obtenir). Désignons par 2α l'angle au sommet du cône, par r_0, r_1, r_2 les rayons respectifs de l'alésage cylindrique, de la troncature et du noyau polaire, par $\theta_0, \theta_1, \theta_2$ les angles sous lesquels sont vus les rayons précédents du centre M de l'entrefer. La deuxième pièce polaire est symétrique de celle que nous avons représentée par rapport au point M.

Nous considérons, comme le faisait déjà Stéphan en 1889 (12), que le métal est partout saturé ce qui permet de faire l'approximation que l'intensité d'aimantation J_s est uniforme et parallèle à l'axe. Le champ au point M est produit par les masses magnétiques fictives équivalentes réparties sur

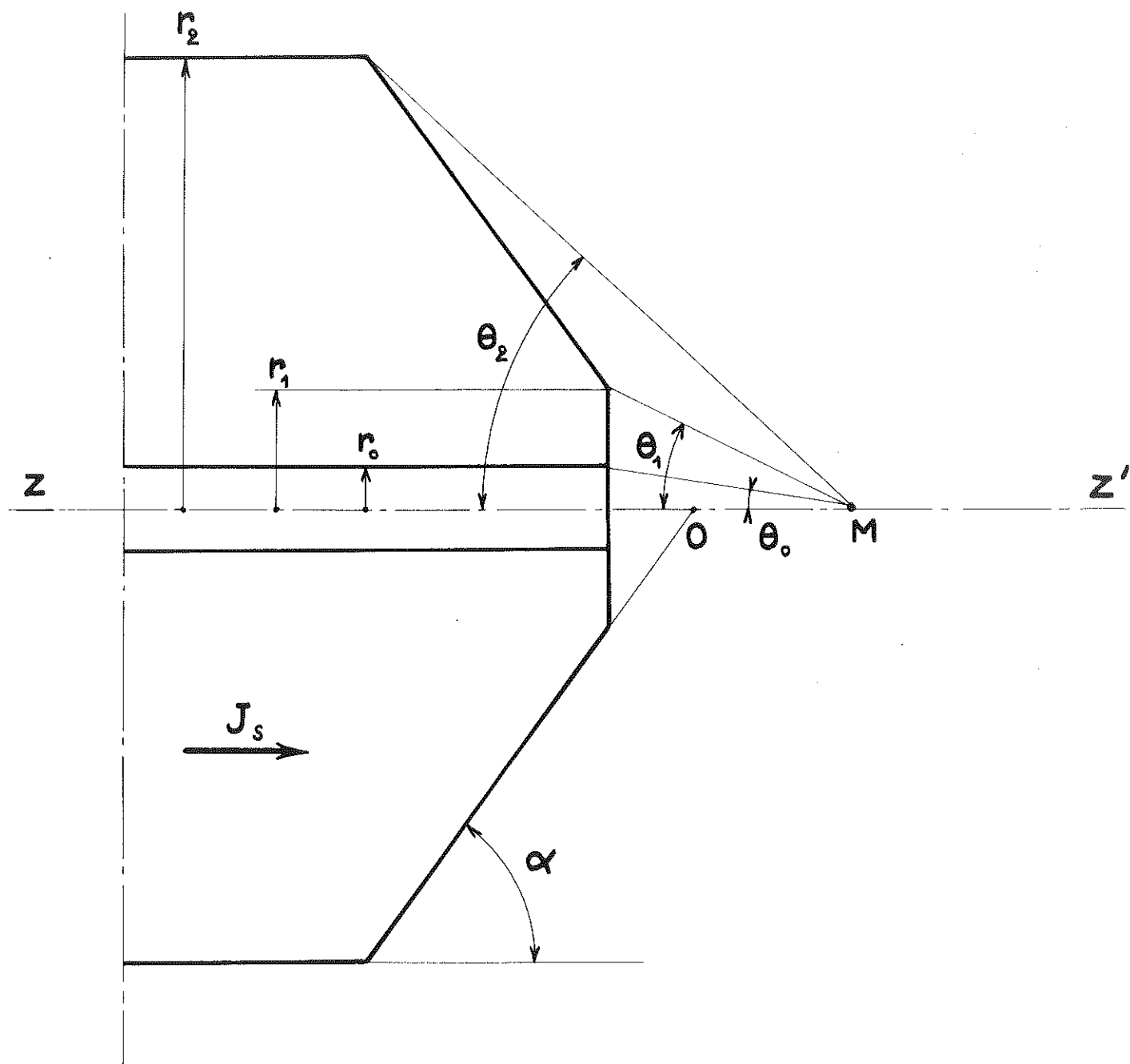


figure 2

le cône et sur la partie plane avec les densités $J_s \sin \alpha$ et J_s .

Le champ créé par la couronne circulaire plane a pour expression :

$$H_0 = 4\pi J_s (\cos \theta_0 - \cos \theta_1) \quad [1]$$

celui créé par le tronc de cône :

$$H_1 = 4\pi J_s \sin \alpha \left[\sin \alpha \cos \alpha \operatorname{Log} \frac{\frac{\operatorname{tg} \alpha - \theta_1}{2}}{\frac{\alpha - \theta_2}{2}} + \sin (\alpha + \theta_1) - \sin (\alpha + \theta_2) \right] [2]$$

Le champ total $H = H_0 + H_1$ est non seulement une fonction de r_0 , r_1 , r_2 et α mais aussi de la position du point M, c'est-à-dire de la valeur de l'entrefer. La recherche d'un maximum est bien longue dans le cas général. Le problème se complique encore si des conditions strictes d'uniformité de champ doivent être obtenues (29). Souvent les besoins précis d'une manipulation fixent un certain nombre de paramètres. On résoudra le problème avec eux.

Les rayons r_0 , r_1 et r_2 étant choisis, étudions le cas particulièrement simple où le point M vient en O, l'entrefer ayant pour hauteur $e = \frac{2r_1}{\operatorname{tg} \alpha}$. Dans ces conditions :

$\theta_1 = \theta_2 = \alpha$. Les expressions [1] et [2] s'écrivent :

$$H_0 = 4\pi J_s (\cos \theta_0 - \cos \alpha)$$

$$H_1 = 4\pi J_s \sin^2 \alpha \cos \alpha \operatorname{Lg} \frac{r_2}{r_1}$$

Pour des valeurs données de r_1 et r_2 , le champ H_1 , produit par la surface conique est maximum quand $\alpha = 54^\circ 44'$. Il varie comme le logarithme du rapport des rayons r_2/r_1 et l'accroissement de r_2 pourrait le rendre aussi grand qu'on le désire. Malheureusement les frais d'investissement et d'exploitation croissent de leur côté infiniment plus vite que ce logarithme.....

Ajoutons au champ H_1 le champ produit par un disque plein ($\theta_0 = 0$)

$$H' = 4 \pi J_s (\sin^2 \alpha \cos \alpha \text{Log } r_2/r_1 + 1 - \cos \alpha)$$

Le maximum de cette expression est obtenu pour :

$$\cos^2 \alpha = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{\text{Log } r_2/r_1} \right)$$

avec $r_1 = 5$ cm et $r_2 = 26$ cm.

$$\alpha = 68^\circ 45'$$

on s'écarte notablement de la valeur précédente.

Tenons compte du trou cylindrique de 1,5 cm de rayon

$$\cos \theta_0 = \left[1 + \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \text{tg}^2 \alpha \right]^{-\frac{1}{2}}$$

et

$$H'' = 4 \pi J_s \left[\sin^2 \alpha \cos \alpha \text{Log } r_2/r_1 + \left(1 + \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \text{tg}^2 \alpha \right)^{-\frac{1}{2}} - \cos \alpha \right]$$

L'inclinaison optimum est :

$$\alpha = 60^\circ 50'$$

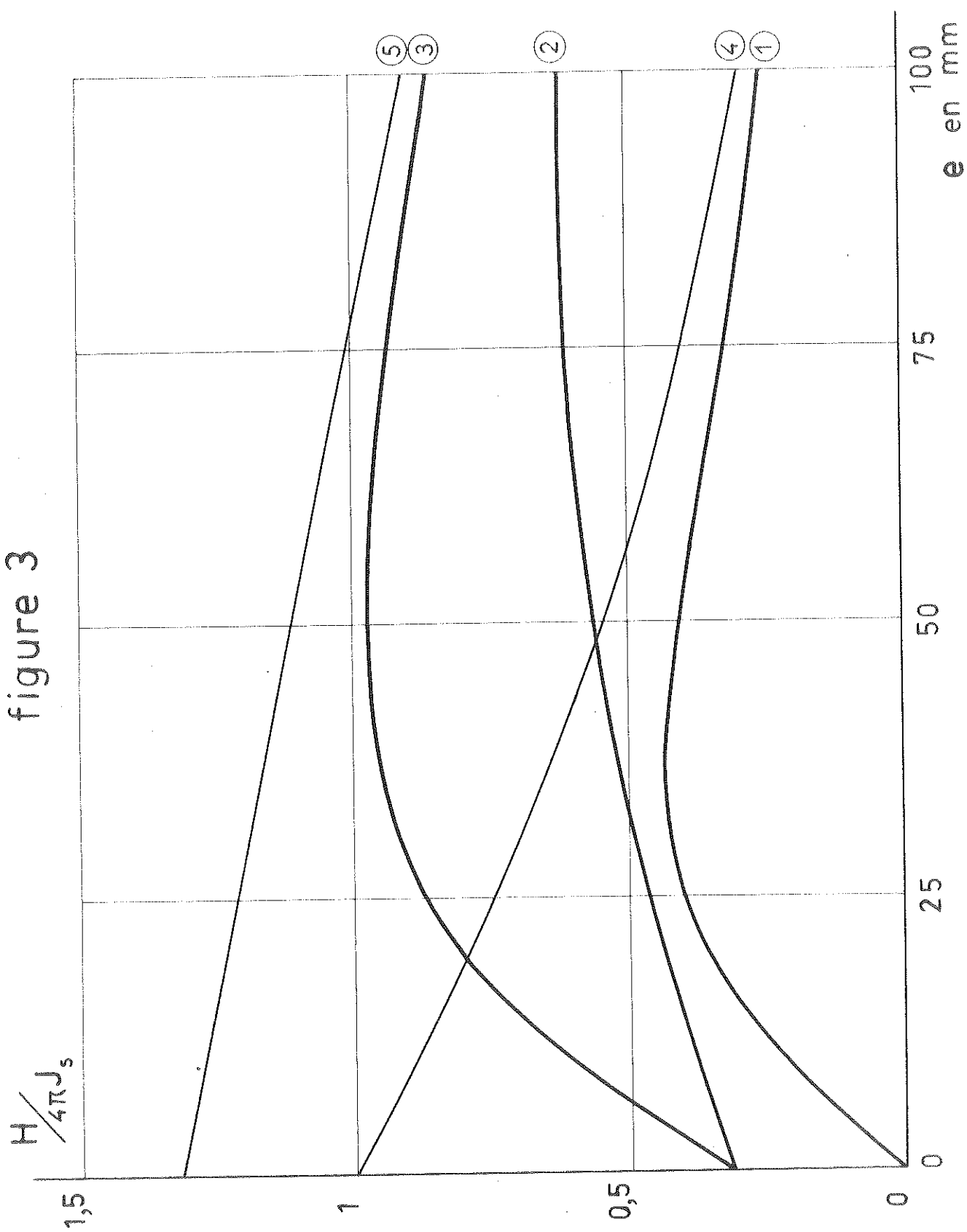
En réalité, les pièces polaires ne sont jamais tout à fait saturées et l'on peut adopter un angle un peu plus grand. De plus, cette dernière valeur est un maximum relatif au point 0 et comme nous allons le voir, un entrefer de hauteur $e = 2r_1/\text{tg} \alpha$ n'est pas généralement celui de plus grand champ.

Nous avons choisi en définitive :

$r_0 = 1,5$ cm ; $r_1 = 5$ cm ; $r_2 = 26$ cm ;

et $\alpha = 68^\circ$

figure 3



Avec des pièces polaires pleines le champ magnétique au centre de l'entrefer est d'autant plus grand que celui-ci est plus étroit. Avec des pièces polaires trouées axialement il existe un entrefer optimum que nous allons déterminer.

Reprenons les expressions générales [1] et [2] des champs H_0 et H_1 avec $\alpha = 68^\circ$. Nous avons représenté sur la figure 3 les variations de $H_0/4\pi J_s$ (courbe 1) et $H_1/4\pi J_s$ (courbe 2) pour différents entrefers compris entre 0 et 100 mm. Le champ total : $H/4\pi J_s$ est représenté par la courbe 3. Il est maximum pour $e = 52$ mm et on lit $H/4\pi J_s = 0,975$. Sont portées sur la même figure, les possibilités de notre électro-aimant si l'on comblait l'alésage central de 30 mm. La courbe 4 représente les variations du champ $H'_0/4\pi J_s$, la courbe 5 la valeur à $4\pi J_s$ près du champ total. Le même champ maximum serait obtenu avec un entrefer de 82 mm. Pour $e = 52$ mm le gain serait de 13,4 %.

Avec nos hypothèses de départ et pour obtenir une valeur numérique approximative du champ global il faut encore tenir compte des masses magnétiques fictives se trouvant sur tous les décrochements intérieurs et extérieurs des noyaux polaires. A l'aide de la formule 1 on trouve :

$$\frac{H_2}{4\pi J_s} = 0,130$$

Le champ total sera de l'ordre de :

$$H = 1,105 \times 4\pi J_s \text{ soit } 26500 \text{ oersteds}$$

Il sera majoré du champ propre des bobines (cf 5 b) et sa valeur globale approchera 30 000 oersteds.

Nous avons choisi pour nos études $e = 54 \text{ mm}$. Nous vérifierons expérimentalement que la non-uniformité du champ dans cet entrefer ne nuit pas à la précision de nos mesures (cf 11 a).

5) - LE CIRCUIT ELECTRIQUE

a) Le bobinage : 500 000 Ampères-tours ont été prévus sur les noyaux de l'électro-aimant. Faute de conducteur carré, occupant au mieux le volume disponible nous avons utilisé du tube de cuivre rouge, recuit, de $9 \times 15 \text{ mm}$ de diamètres. Ce tube est isolé par deux guipages de toile vernie et protégé par une tresse extérieure de coton. Le bobinage est réalisé en 28 sections. Chaque section constitue une galette plate, formée de deux spirales jointives enroulées en sens inverses à partir du centre, où le conducteur passe par un arc d'hélice d'une spirale à l'autre. Les extrémités du conducteur sont donc apparentes à la périphérie de la section. 14 sections contiennent chacune 32 spires, 14 autres en contiennent 40. Leurs longueurs respectives sont de 95 et 105 mètres environ. Une telle disposition facilite non seulement le montage mais encore le refroidissement des bobines dont nous parlerons en 5c. Le conducteur, fourni en longueurs de 30 mètres, a été soudé plusieurs fois dans chaque section. Les soudures ont été effectuées à l'argent fin pour éviter toute possibilité de fendillement au cintrage. Des manchons de cuivre de $9 \times 12 \text{ mm}$ de diamètres évitent l'obstruction du canal central. Chaque jonction a été soigneusement essayée à la traction et à la pression. L'ensemble des sections est réparti en 4 bobines montées symétriquement sur les noyaux polaires. Elles y sont maintenues par de larges plaques de laiton bloquées intérieurement et extérieurement sur le circuit magnétique. Les fixa-

tions ne doivent supporter que le seul poids de l'enroulement du fait des forces compensatrices des flux de dispersion canalisés à la jonction noyau-culasse.

b) Caractéristiques électriques

Toutes les entrées et les sorties des sections sont fixées derrière l'appareil le long de deux génératrices voisines du bobinage. Les galettes sont connectées en série pour le passage du courant électrique. La résistance à chaud de l'enroulement, toutes connections comprises, est de 0,6 ohm. Avec une différence de potentiel de 300 volts, 150 kilowatts peuvent être dissipés. Au courant nominal de 500 Ampères correspond une densité effective dans le cuivre de 450 ampères/cm² et une densité apparente de 125 ampères/cm² dans la méridienne des bobines. Le rapport élevé de ces deux densités tient à la forme tubulaire de notre conducteur.

Calculons le champ direct produit par l'enroulement. Cet enroulement (figure 4) est constitué par 2 paires de bobines successives à creux cylindrique dont la méridienne est formée de deux rectangles : a b c d, a'b'c'd'.

Si l'on désigne par :

a le rayon du creux de ces bobines exprimé en cm.

α a leur rayon extérieur

$2\beta_1$ a la distance entre les faces extrêmes

$2\beta_2$ a la distance entre les faces voisines

λI la densité apparente du courant exprimé en ampères par cm².

$$\text{En posant : } u = \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + (\beta^2 + 1)^{\frac{1}{2}}}$$

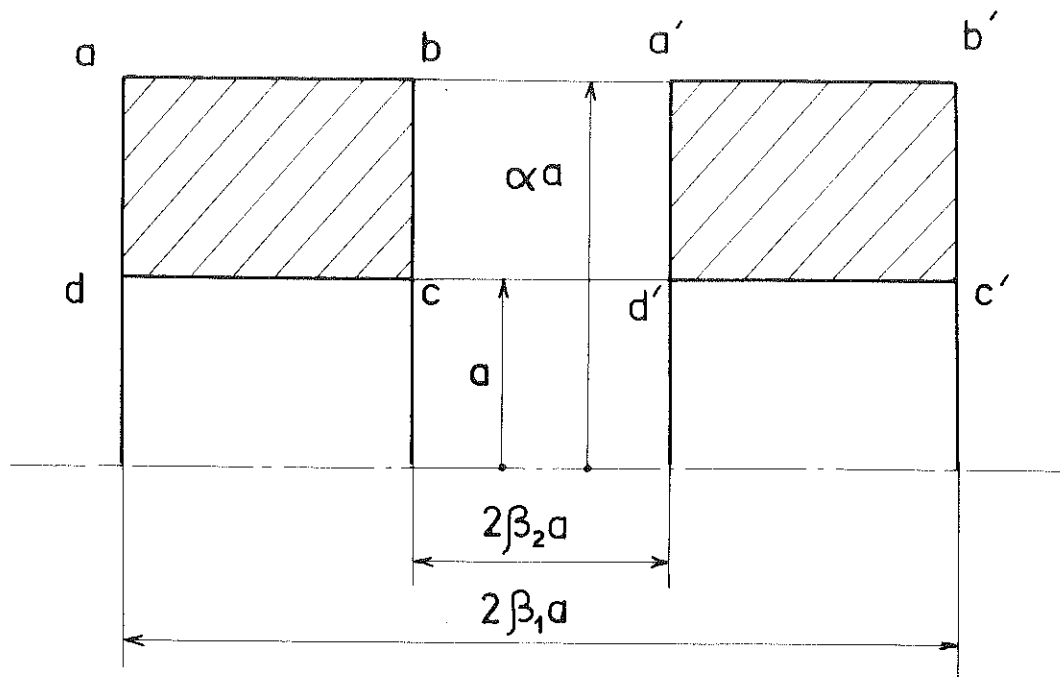


figure 4

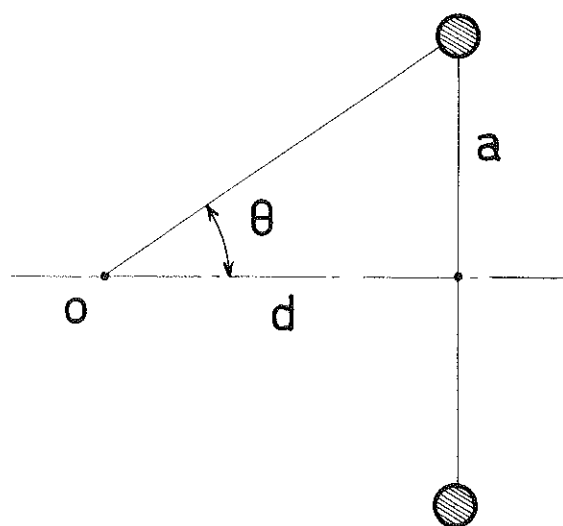


figure 5

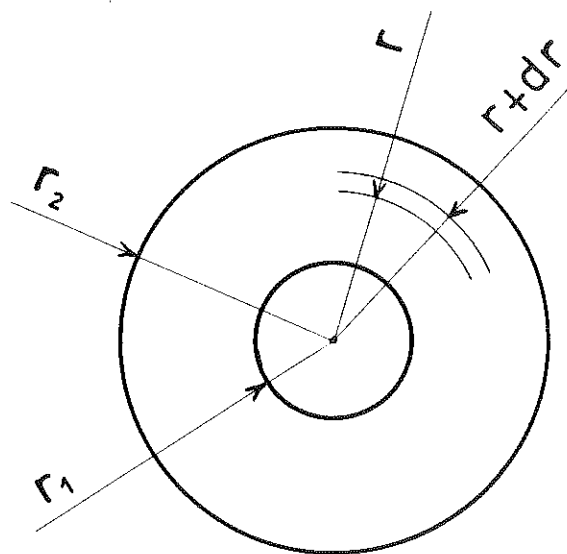


figure 6

le champ H au centre des bobines est donné par :

$$H = \frac{4\pi}{10} (\beta_1 \text{ Log } u_1 - \beta_2 \text{ Log } u_2) a \lambda I \quad \text{oersteds}$$

L'ensemble des deux bobines qui sont le plus près du centre de l'entrefer donne 2 300 oersteds. L'ensemble des deux bobines qui touchent la culasse fournit 900 oersteds. Le champ direct total est donc de :

$$H = 3\,200 \text{ oersteds}$$

Cette contribution n'est pas négligeable devant celle du circuit magnétique lui-même. C'est que nos bobines sont relativement bien positionnées par rapport à l'entrefer.

Considérons en effet une spire circulaire de rayon a (figure 5). D'un point O situé sur l'axe à une distance d du plan de la spire, le rayon a est vu sous un angle θ . On calcule que le champ en O est égal à :

$$h = 2\pi i \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{d}$$

Ce champ croît toujours quand la distance d diminue. Nous trouvons là une deuxième raison (cf 4 b) pour rapprocher au maximum les bobines de l'entrefer. Mais si d est constant et que le rayon a de la spire change, on peut chercher parmi toutes les spires constituant les bobines celles qui donnent le plus grand champ (30).

En écrivant que $\frac{dh}{d\theta} = 0$ on retrouve la condition :

$$\theta = 54^\circ 44'$$

on peut aussi chercher, parmi toutes les spires, celles qui donnent le meilleur champ pour une puissance dissipée w (30). On trouve que :

$$h = A \cdot w^{1/2} \left(\frac{\cos \theta \sin \theta}{d} \right)^{3/2}$$

est maximum pour $\theta = 45^\circ$

Or les droites inclinées à 45° et $54^\circ 44'$ traversent à peu près par le milieu les méridiennes de nos bobines.

c) Le refroidissement des bobines

Le refroidissement des bobines ne va poser aucun problème important à cause des faibles densités de courant adoptées. Toutes les galettes sont connectées en parallèle pour la circulation de l'eau. Les différentes arrivées et sorties sont isolées les unes des autres au moyen de tubes de polivynyle transparents. L'eau est un liquide réfrigérant extrêmement commode. Elle présente une faible viscosité, une grande chaleur spécifique, une masse spécifique assez importante et une bonne résistivité lorsqu'elle est pure. Son emploi est très simple, économique et sans danger. Nous avons utilisé directement l'eau des canalisations urbaines peu chargée en sels dissous. L'électrolyse n'est pas à craindre avec du conducteur tubulaire parce que le potentiel varie très lentement le long de l'enroulement.

Désignons par :

μ, c, η	la masse spécifique, la chaleur spécifique et la viscosité dynamique de l'eau.
V	sa vitesse
D	le diamètre hydraulique (dans notre cas le diamètre intérieur réel du conducteur)
l	la longueur moyenne d'une galette
Δt	l'élévation de température de l'eau entre l'entrée et la sortie.
J	l'équivalent mécanique de la calorie.

Pour dissiper la puissance P le débit U doit être au moins égal à

$$U = \frac{P}{J u c \Delta t}$$

avec P = 150 kilowatts et $\Delta t = 40^{\circ}\text{C}$

On a besoin de 0,9 litre d'eau par seconde circulant à une vitesse V de 50 cm/sec. environ. Ce débit est suffisant pour rendre l'écoulement à travers le tube turbulent, le nombre de Reynolds $R = \frac{\mu V D}{\eta}$ étant voisin de 4550.

La perte de charge ΔP conséquente est admissible puisque (13)

$$\Delta P = \frac{0,32}{R^{1/4}} \cdot \eta \cdot \frac{V^2}{2} \cdot \frac{1}{D}$$

est voisine de 0,62 Kg/cm².

Les canalisations urbaines admettent aisément cette perte de charge sous un débit de 0,9 l/sec.

Vérifions qu'aucun point de la masse du métal conducteur n'est porté à une température exagérée. Un cylindre élémentaire (figure 6) compris entre les cylindres de rayons r et r + dr est traversé par toute la chaleur produite dans les cylindres de rayons supérieurs à r.

L'élévation dt de température entre ses deux faces est $dt = \frac{\varphi}{k} dr$, φ représentant le flux de chaleur passant par seconde à travers l'unité de surface du cylindre élémentaire et k le coefficient de conductibilité thermique du cuivre.

La différence de température entre la face externe et la face interne du métal s'obtient en intégrant de r_1 à r_2 . On trouve :

$$t_2 - t_1 = \frac{\rho i^2}{2 J k} \left(r_2^2 \text{Log } r_2/r_1 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} \right)$$

ρ résistivité du cuivre, i densité de courant dans le conducteur.

L'élévation de température $t_2 - t_1$ est de l'ordre de 0,005 degré donc tout à fait insignifiante.

Calculons pour déterminer le saut de température qui se produit au contact liquide-métal comme dans tout échange thermique par convection forcée. Ce saut est donné par (13) :

$$t = \frac{P}{h}$$

P est la puissance dissipée par unité de surface de contact entre le cuivre et l'eau. Sa valeur, très faible dans notre installation, est de l'ordre de 0,2 watts par cm^2 - h est le coefficient d'échange thermique entre les surfaces en présence.

Dans le cas le plus défavorable c'est-à-dire à l'entrée des galettes, h est voisin de 0,25 watts par cm^2 et degré et le saut de température au plus égal à 0,8 degré.

CHAPITRE II

LA TEMPERATURE

6) - LE VASE ISOLANT (1)

Le service des basses températures de notre laboratoire est en mesure de nous fournir régulièrement de l'azote, de l'hydrogène ou de l'hélium liquides, bouillant respectivement sous la pression atmosphérique normale à 77, 20, 4 et 4,2°K. Nous avons construit un vase isolant capable de conserver ces liquides quelques heures. Ils nous fournissent les points fixes de température cités. Une installation de pompage et de mesure de la pression nous permet de les faire bouillir respectivement à 65, 15 et 2°K environ. Toutes les autres températures et jusqu'à la température ambiante sont obtenues en réchauffant l'échantillon et en le maintenant en équilibre thermique pendant le temps nécessaire au tracé d'une courbe d'aimantation.

a) Conception et description du vase

Nos laboratoires utilisent une très grande variété de vases isolants dits "Dewar". Un modèle antérieurement décrit (14) est constitué d'un ensemble de récipients isolés individuellement par des chemises de vide et rigidement assemblés les uns dans les autres. Nous avons préféré, pour notre usage un vase entièrement démontable de façon à pouvoir atteindre le

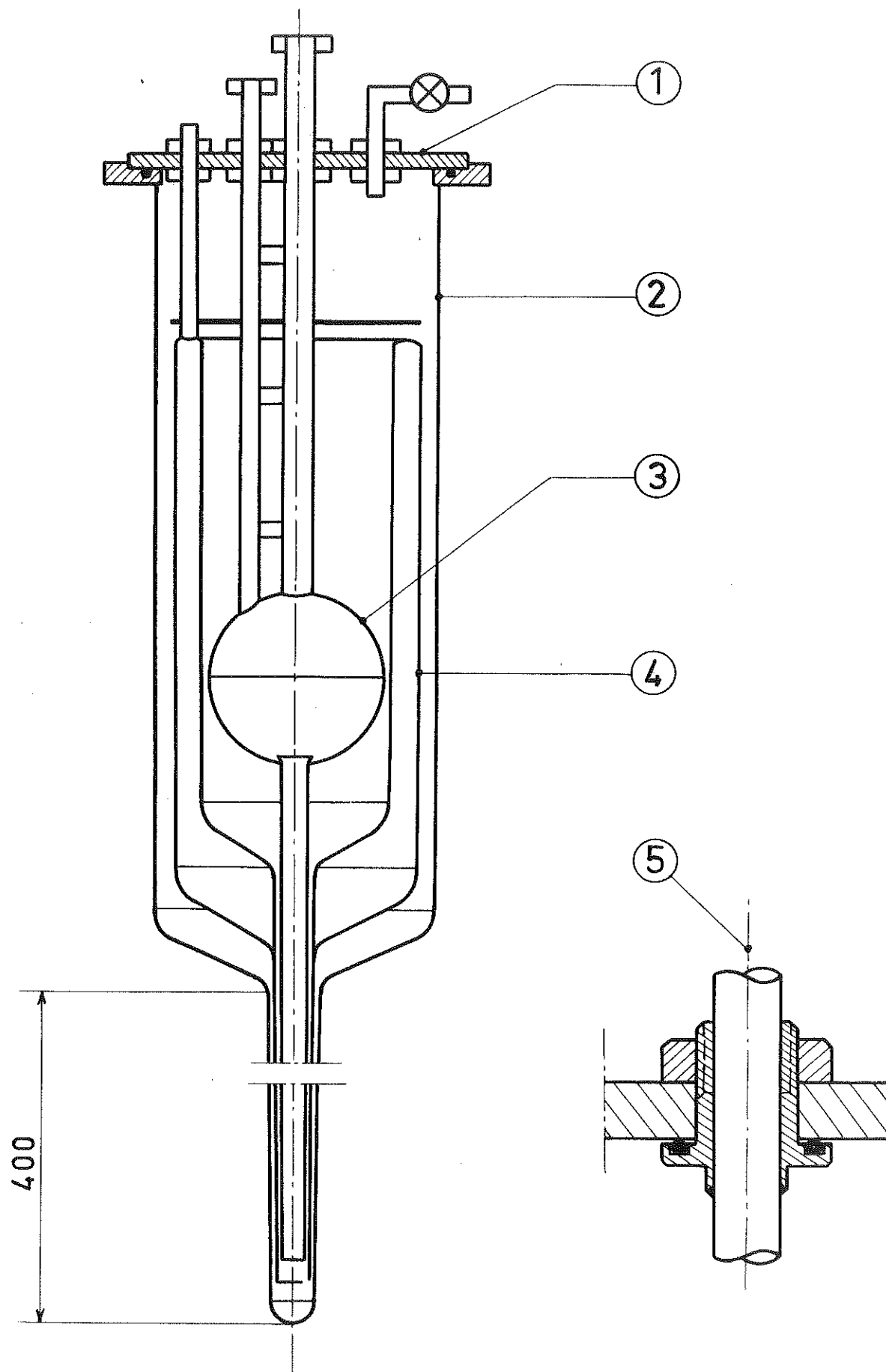
(1) Ce vase a été construit suivant les indications de MM. Weil et Lacaze.

plus simplement possible toutes les parties soudées et faciliter toutes les modifications, adaptations et réparations éventuelles. Dans ce but, les chemises de vide entourant chaque récipient sont supprimées. Ceux-ci sont suspendus au couvercle amovible d'une enceinte étanche qui constitue la paroi extérieure du vase lui-même. On vide soigneusement cette enceinte pour réaliser l'isolement. Toutes les traversées des sorties sont démontables et permettent de séparer immédiatement les différents réservoirs.

On se reportera à la figure 7 pour suivre le détail de la réalisation. L'enceinte extérieure où règne le vide général d'isolement [2] est en acier cadmié de 2 mm d'épaisseur. Elle se termine à la partie inférieure par un tube de laiton de 30 mm de diamètre qui descend jusque dans l'entrefer de l'électro-aimant. Un disque de 16 mm [1] également en acier cadmié forme la partie supérieure du vase. Il repose par l'intermédiaire d'un joint torique sur une embase circulaire soudée à l'enceinte d'isolement. Il comporte toutes les sorties étanches et démontables du reste de l'appareillage. Le détail d'une telle sortie est représentée en [5]. Les portées de joints ont été soigneusement rectifiées pour tenir le vide secondaire. Deux récipients sont suspendus à ce couvercle. L'un, annulaire, [4] est une chemise d'azote liquide maintenue par trois tubes à 120°. Il se termine dans la partie basse du vase par un écran en cuivre de 1 mm d'épaisseur.

Cet écran, tout en réservant le maximum de volume utile, diminue suffisamment les pertes par rayonnement du récipient central.

figure 7 - echelle $\frac{1}{4}$



Ce dernier [3], contenant le liquide principal, est constitué par une sphère de 125 mm de diamètre soudée à un tube de laiton de 17 x 18 mm. Une sortie centrale reçoit l'appareillage de notre manipulation. Entretoisée avec elle, une sortie latérale sert à remplir le vase. Toutes ces sorties sont en alliages de nickel-cuivre peu conducteurs de la chaleur : constantan ou monel de 0,2 mm d'épaisseur. Les soudures ont été effectuées, selon leurs emplacements relatifs, en laiton, argent ou alliages à bas point de fusion type Castollin. L'é-tain doit être complètement proscrit aux basses températures.

Dans un tel vase la majeure partie des pertes s'effectue par conduction, le long des sorties et par rayonnement à travers les enceintes de vide. En argentant très légèrement toutes les parois en regard, on limite les pertes par rayonnement à quelques milliwatts. Nous les évaluons à 30 milliwatts : 20 pour la sphère, 10 pour le tube en laiton qui la prolonge. Les pertes par conduction sont bien plus importantes. Un tube de constantan de 10 cm de long et de 1 mm² de section dissipe 35 mw entre 4 et 300°K. L'ensemble de nos sorties conduira ainsi de l'ordre de 120 milliwatts. La perte totale de 150 mW vaporise 0,25 litre d'hélium liquide à l'heure. La contenance du vase, voisine de 1 litre, permet de manipuler quatre heures environ. L'hélium est siphonné sur place, le vase étant en position de travail dans l'électro-aimant. Il est récupéré dans un gazomètre au fur et à mesure de son évaporation. On conserve de la même façon l'hydrogène liquide de l'ordre de vingt-cinq heures. Ces temps sont largement suffisants pour les études que nous effectuons. Les mesures à partir de l'azote liquide ne posent plus de problèmes importants, le vase pouvant être très facilement réalimenté en cours de manipulation.

b) Le dispositif de variation de la température.

L'appareillage principal est représenté sur les figures 8. Sur un tube de cuivre de 20 cm de longueur [6] prolongé par un tube de constantan [3] nous avons bobiné en double hélice, sur 16 cm environ, la résistance de chauffe [7]. Nous l'avons choisie en fil de constantan de 0,25 mm de diamètre pour obtenir une résistance totale de l'ordre de 200 ohms variant peu avec la température. Ce fil est isolé par un double guipage de nylon ce qui facilite beaucoup le montage. Les sorties montent dans une double paroi étanche [5] et traversent l'enceinte par deux perles de verre [1] montées comme l'indique la figure. La substance à étudier est placée dans un support en plexiglass fixé à l'extrémité inférieure d'un ensemble de deux tubes [4] : l'un en plexiglass de magnétisme négligeable évite le plus souvent les corrections désagréables de porte-échantillon ; l'autre en constantan limite au mieux les pertes par conduction. Cet ensemble [4] coulisse dans les tubes [6] et [3] ; l'étanchéité est réalisée par un presse-étoupe à joint torique [2].

Le système de mesure des températures doit répondre aux exigences suivantes : être simple et commode, robuste, reproductible, insensible aux champs magnétiques intenses. Il devra prendre place dans les faibles volumes qui restent à notre disposition et se trouver le plus près possible de l'échantillon. Pour toutes ces raisons, nous avons préféré le couple thermoélectrique dont la facilité d'emploi et la robustesse nous sont indispensables.

Le couple cuivre-constantan est utilisable sans dispositif spécial jusqu'à l'hydrogène liquide, c'est-à-dire 20°K environ. Sa sensibilité de 38 microvolts par degré à la

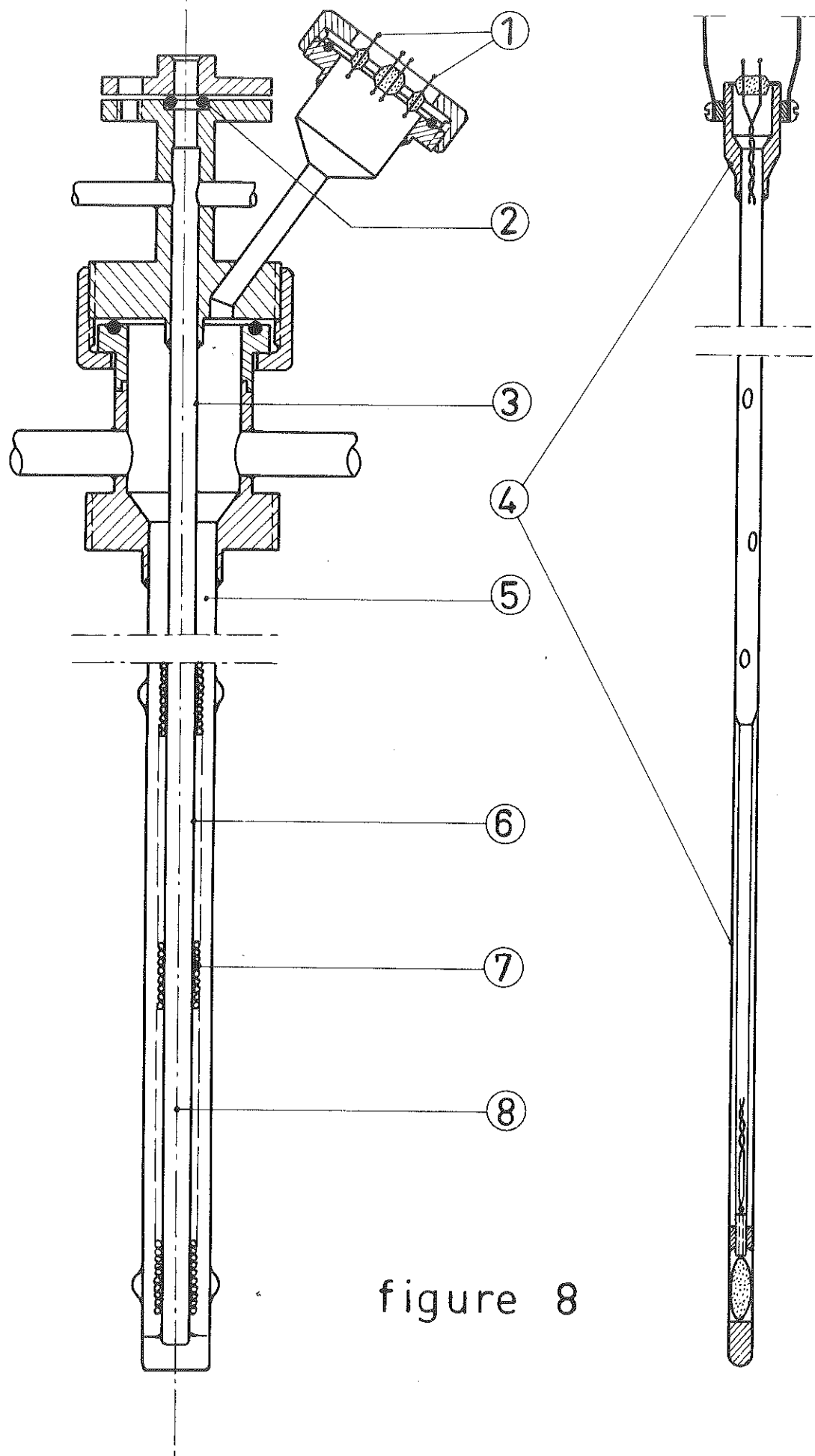


figure 8

température ambiante diminue linéairement jusqu'à 16 microvolts par degré à la température de l'azote liquide. Cette sensibilité est suffisante ; elle est du même ordre de grandeur que celle des couples platine - platine rhodié utilisés en haute température. Malheureusement elle décroît plus vite au-dessous de 80°K et tombe à 7 microvolts par degré à la température de l'hydrogène liquide, à 3 microvolts par degré à celle de l'hélium liquide où sa "saturation" est à peu près atteinte. Nous nous sommes servis d'un tel couple avec satisfaction jusqu'à 25°K en mesurant sa force électromotrice avec un potentiomètre portatif MECI permettant d'apprécier 4 microvolts environ. Le galvanomètre intérieur, peu sensible, était court circuité et le réglage des zéros effectué sur un galvanomètre de table ou mieux sur une échelle de lecture placée à deux mètres d'un galvanomètre mural suramorti et suffisamment sensible. Au dessous de 20°K on peut encore utiliser le couple cuivre-constantan pourvu de dispositifs amplificateurs appropriés - on peut aussi se servir de la soudure or-cobalt dont la sensibilité conserve à toutes les températures une valeur bien supérieure à celle du thermo-couple précédent.

Il n'est pas possible de maintenir le couple fixe et d'extraire simplement l'ensemble [6] l'expérience nous ayant montré que, sauf au voisinage immédiat des points fixes, les gradients de températures sont suffisamment importants pour être la cause d'erreurs inacceptables. Le couple thermo-électrique entre donc dans l'ensemble des tubes [6] à travers une perle de verre bifilaire étanche et descend jusqu'à l'échantillon.

La mesure des températures n'est qu'un aspect du problème que nous devons résoudre. Une autre difficulté est de maintenir un équilibre thermique aussi parfait que possible pendant le temps nécessaire au tracé d'une courbe d'aiman-

tation, 30 minutes environ.

La résistance de chauffe est alimentée en courant continu par une batterie de grande capacité ce qui assure une excellente stabilité du courant. L'équilibre une fois atteint, la température reste stable pour autant que le niveau du liquide réfrigérant ne descend pas beaucoup plus bas que le col inférieur de la sphère de 125 mm. Mais cette température peut varier de quelques degrés le long de l'axe vertical bien que la résistance de chauffe soit bobinée sur un tube de cuivre et sur 16 cm environ. C'est que l'isolement radial n'est pas homogène, la faible épaisseur et la qualité du vide séparant la résistance de la paroi froide variant inévitablement le long de l'axe.

Des frigories sont de plus constamment apportées par la partie supérieure du porte-échantillon. Dans ces conditions, chaque extraction emporte la substance dans une région plus fraîche où elle se refroidit. Ayant noté la déviation du galvanomètre, on revient en position basse mais la température ne reprend sa valeur initiale qu'au bout d'une minute environ. Ce phénomène s'accroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la température du liquide réfrigérant. Il est préférable après chaque extraction d'opérer une légère surchauffe pour accélérer le retour au zéro du galvanomètre et d'arrêter celle-ci à temps pour ne pas dépasser l'équilibre primitif. On aboutit en somme à un véritable essai de régulation. Un tel réglage assujétit l'opérateur à des contrôles et corrections multiples. Il est toujours fastidieux de l'effectuer manuellement. Nous l'avons rendu entièrement automatique en équipant le circuit de chauffage comme l'indique la figure 9.

La résistance de chauffe peut être alimentée par trois circuits différents. Le circuit R_1 réglé au courant moyen I_m permet d'atteindre l'équilibre de température désiré. On

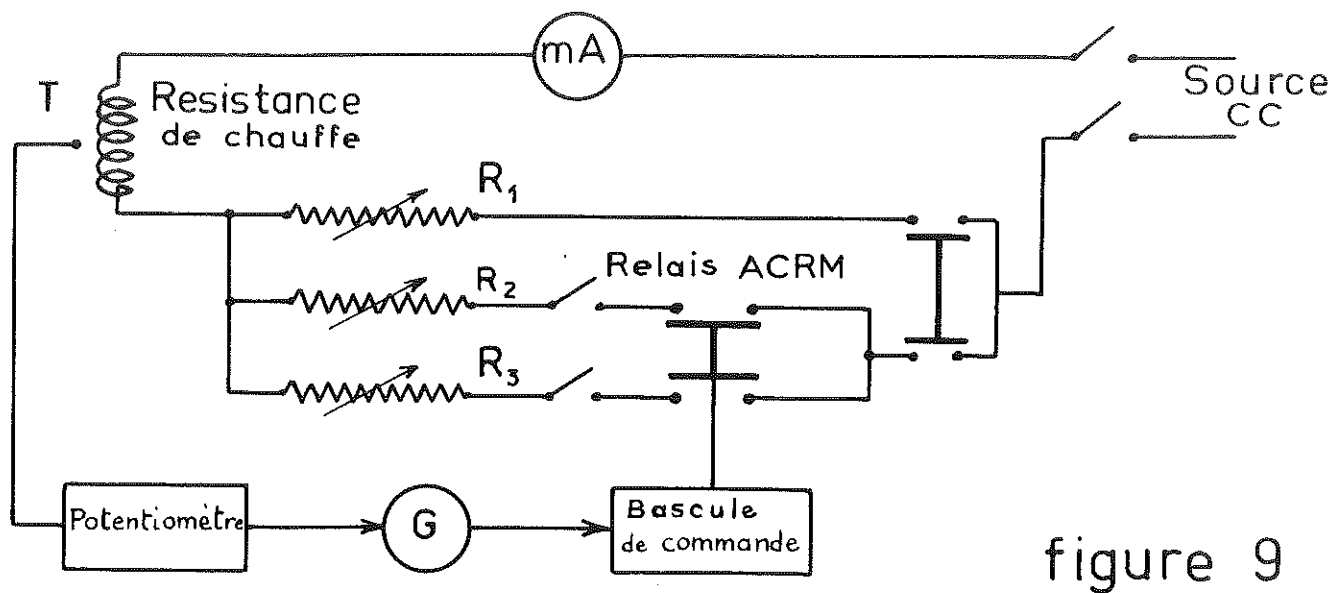


figure 9

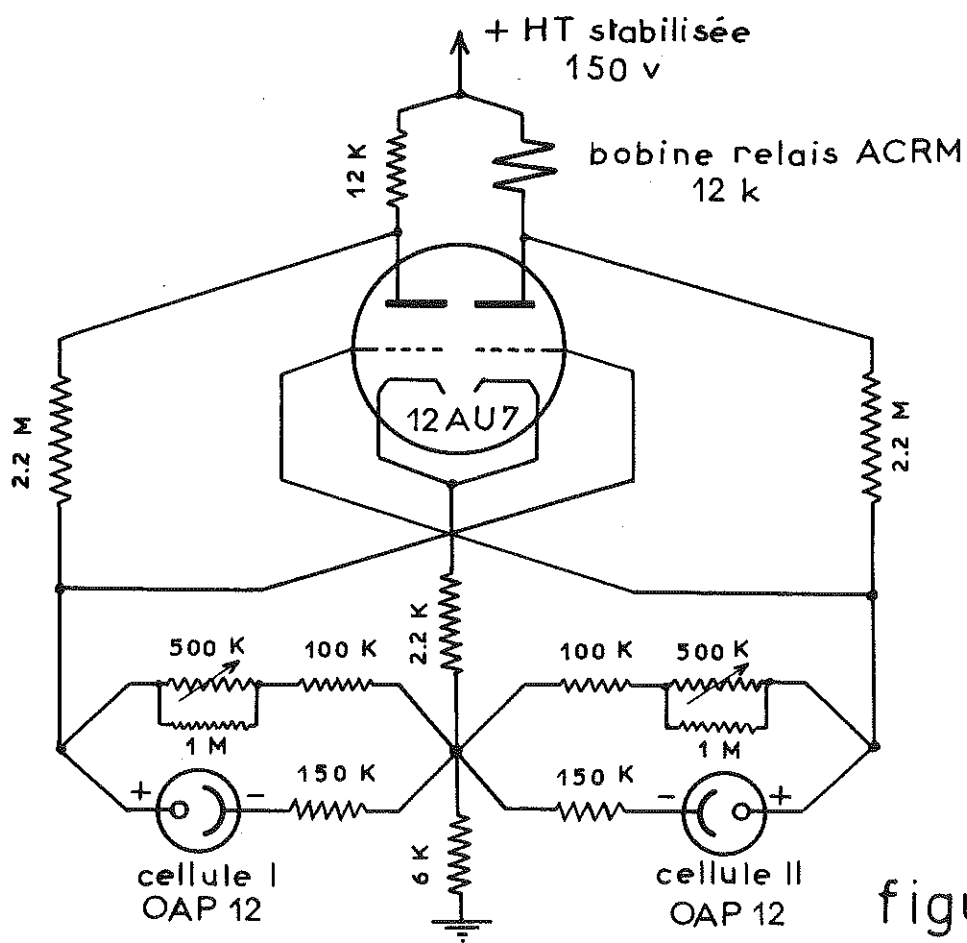


figure 10

travaille ensuite sur les circuits R_2 et R_3 réglés à $I_m + I$ et $I_m - I$. Ces circuits sont commandés par le thermo-couple T agissant sur le galvanomètre G et un relais électronique à deux positions stables d'un modèle déjà utilisé dans notre laboratoire (15). La figure 10 en donne le détail de montage. Deux cellules au germanium, impressionnées par le galvanomètre, sont montées dans les circuits grilles d'une double triode avec leurs potentiomètres de réglage séries et parallèles. Dans les circuits plaques sont connectées la bobine du relais et une résistance de charge équivalente. Grâce à une polarisation des cathodes en deux étages et aux liaisons croisées grilles-plaques, l'éclairement d'une cellule débloquent une triode et bloque l'autre irréversiblement jusqu'à ce que la deuxième cellule, à son tour éclairée, fasse basculer le système. On obtient ainsi une régulation certaine, sans risque de pompage. L'amplitude des variations de la température se règle par l'espacement des cellules et les écarts I adoptés.

Le mode opératoire est alors le suivant : les enceintes [5] et [8] (figures 8) contenant un gaz d'échange de bonne conductibilité thermique (de l'hélium en général), l'échantillon prend la température du liquide réfrigérant et l'on trace la courbe d'aimantation correspondante. Puis on vide soigneusement l'enceinte [5] pour isoler la substance de la paroi froide. On alimente la résistance de chauffe par le circuit R_1 . Dès que l'équilibre thermique est atteint on passe en commande automatique sur les circuits R_2 et R_3 . On effectue une mesure chaque fois que le spot du galvanomètre se trouve dans la plage de température désirée. Pour obtenir la gamme complète des températures comprises entre 4 et 20°K, 20 et 80°K, 80° et 290°K, les puissances maxima dépensées dans la résis-

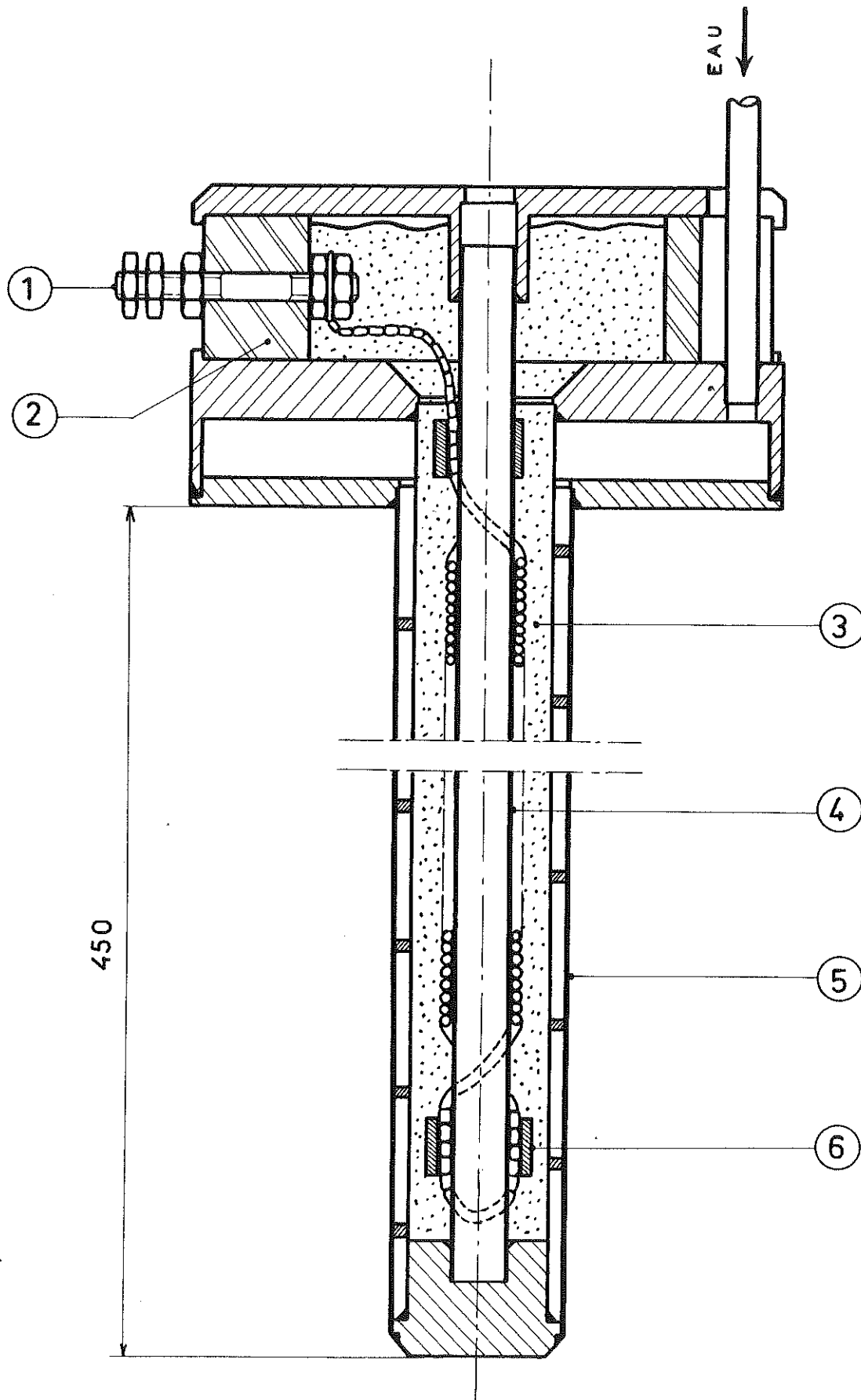
tance de chauffe sont respectivement de l'ordre de 0,2, 0,4 et 10 watts.

7) - LE FOUR

Avec une cavité cylindrique de 30 mm de diamètre, nous disposons de suffisamment de place pour construire un four à enroulement bobiné. En règle générale, on peut dire que pour des températures ne dépassant pas 1200°K la préférence sera donnée aux résistances à base de nickel-chrome peu coûteuses et pouvant s'obtenir en fils de tous diamètres. Si l'on ne s'écarte pas trop de la composition habituelle, nickel 80 chrome 20, ces alliages ne sont pas magnétiques et leur résistivité varie très peu avec la température. A cause des extractions rapides de nos échantillons et de leur support, la surface intérieure du four doit être lisse, ce qui nous empêche de confectionner un enroulement rayonnant directement vers la substance. Par ailleurs, la température doit rester uniforme sur une longueur au moins égale à la course d'extraction pour que les phénomènes que nous avons rencontrés aux basses températures ne nous gênent pas (cf 6 b). Ces deux problèmes ont été résolus en bobinant une longueur suffisante d'enroulement sur un support métallique répartissant uniformément les échanges de chaleur le long de l'axe.

La figure 11 montre le détail de la réalisation. Un tube [4] d'Inconel (Ni 80, Cr 14, Fe 6), ou d'acier inoxydable (C 0,07, Ni 10, Cr 18 ou C 0,03, Ni 13, Cr 17, Mo 2,5) de 8 x 10 mm de diamètres supporte l'enroulement. Celui-ci en nichrome (Ni 80, Cr 20) est bobiné sous perles de stéatite suivant une double hélice sur une longueur de 40 cm environ. Ces extrémités, ainsi que la boucle inférieure suivant laquelle le fil passe d'une hélice à l'autre, sont maintenues

figure 11 - échelle $\frac{1}{4}$ - demi-coupes à 90°



par des colliers d'acier inoxydable [6] serrés sur le tube [4] pour éviter l'écrasement des perles et empêcher le bobinage de se dérouler. Les amenées de courant [1] traversent l'enceinte par une pièce isolante réfractaire en stéatite frittée [2]. L'isolement thermique sur la faible épaisseur qui nous est offerte, est assuré efficacement avec du noir de fumée calcinée très finement divisé [3]. La paroi extérieure, en laiton [5], est maintenue à la température ambiante par une circulation d'eau dont l'arrivée et le départ s'effectuent sur la partie supérieure du four. L'eau descend et remonte en suivant une double hélice au pas de 25 mm environ. Cette disposition empêche la formation de bulles d'air. Ce four est extrêmement robuste. Son montage et son démontage rapides et simples permettent le remplacement immédiat de la résistance de chauffe.

Compte tenu de la grande longueur et de la faible épaisseur de calorifuge, plus de 90 % de la puissance consommée est perdue par conduction à travers l'isolant. L'évaluation de ces pertes nous fournit un ordre de grandeur suffisant de la puissance P à prévoir pour maintenir entre les parois chaude et froide l'écart de température $T_1 - T_2$ désiré. Désignons (figure 12) par r_1 et r_2 les rayons de ces parois, par l la longueur de l'enroulement (que l'on peut majorer du diamètre du bobinage pour tenir compte des pertes latérales), par k le coefficient de conductibilité thermique du calorifuge.

L'écart de température entre les cylindres de rayons r et $r + dr$ est

$$dT = \frac{P}{2\pi k l} \cdot \frac{dr}{r}$$

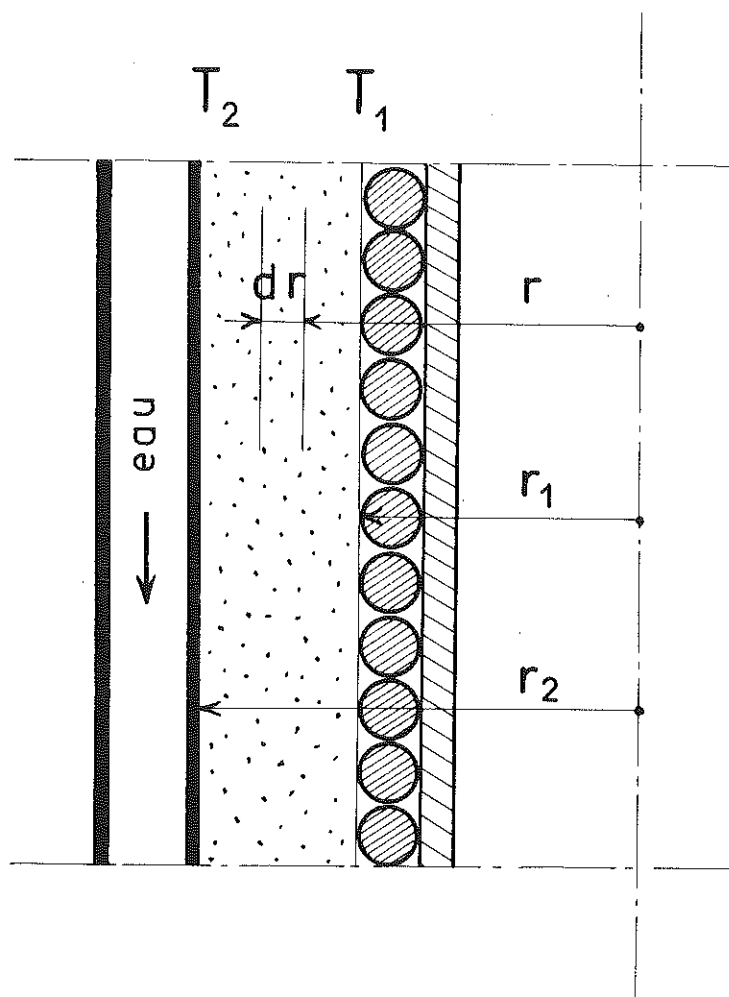


figure 12

l'écart total $T_1 - T_2$ s'obtient en intégrant entre r_1 et r_2

$$T_1 - T_2 = \frac{P}{2 \pi k l} \text{Log} \frac{r_2}{r_1}$$

Faisons apparaitre la puissance p dissipée par unité de surface " rayonnante" $S = 2 \pi r_1 l$,
il vient :

$$P = \frac{k(T_1 - T_2)}{r_1 \text{Log} r_2/r_1}$$

avec $r_1 = 8$ mm, $r_2 = 11,5$ mm

$$T_1 - T_2 = 900 \text{ degrés}$$

et $k = 10^{-3}$ watts par cm degré (noir de fumée à la température de 700°K environ)

$$p = 3,1 \text{ watts/cm}^2$$

La surface S est voisine de 210 cm^2 et nous dissiperons de l'ordre de $P = 650$ watts

Prévoyons 700 watts pour tenir compte des pertes résiduelles. Nous désirons alimenter le four par une batterie d'accumulateur de 80 volts très stable et de forte capacité. Il absorbera 8,75 ampères et la résistance de son enroulement à chaud devra être voisine de 9,15 ohms. En utilisant des perles de 3 mm de diamètre nous pouvons bobiner jusqu'à 145 spires, c'est-à-dire 6 mètres de conducteur. Le fil choisi doit avoir une résistance de 1,5 ohm au mètre. Ce sera du fil de nichrome de 1 mm de diamètre environ. Chaque cm^2 de la surface de ce fil doit dissiper 3,5 watts. Cette valeur, quoique légèrement forte, est acceptable pour un usage de laboratoire, parce que, noyé dans le calorifuge et compte tenu de son diamètre, un tel fil résistera bien aux risques d'oxydation.

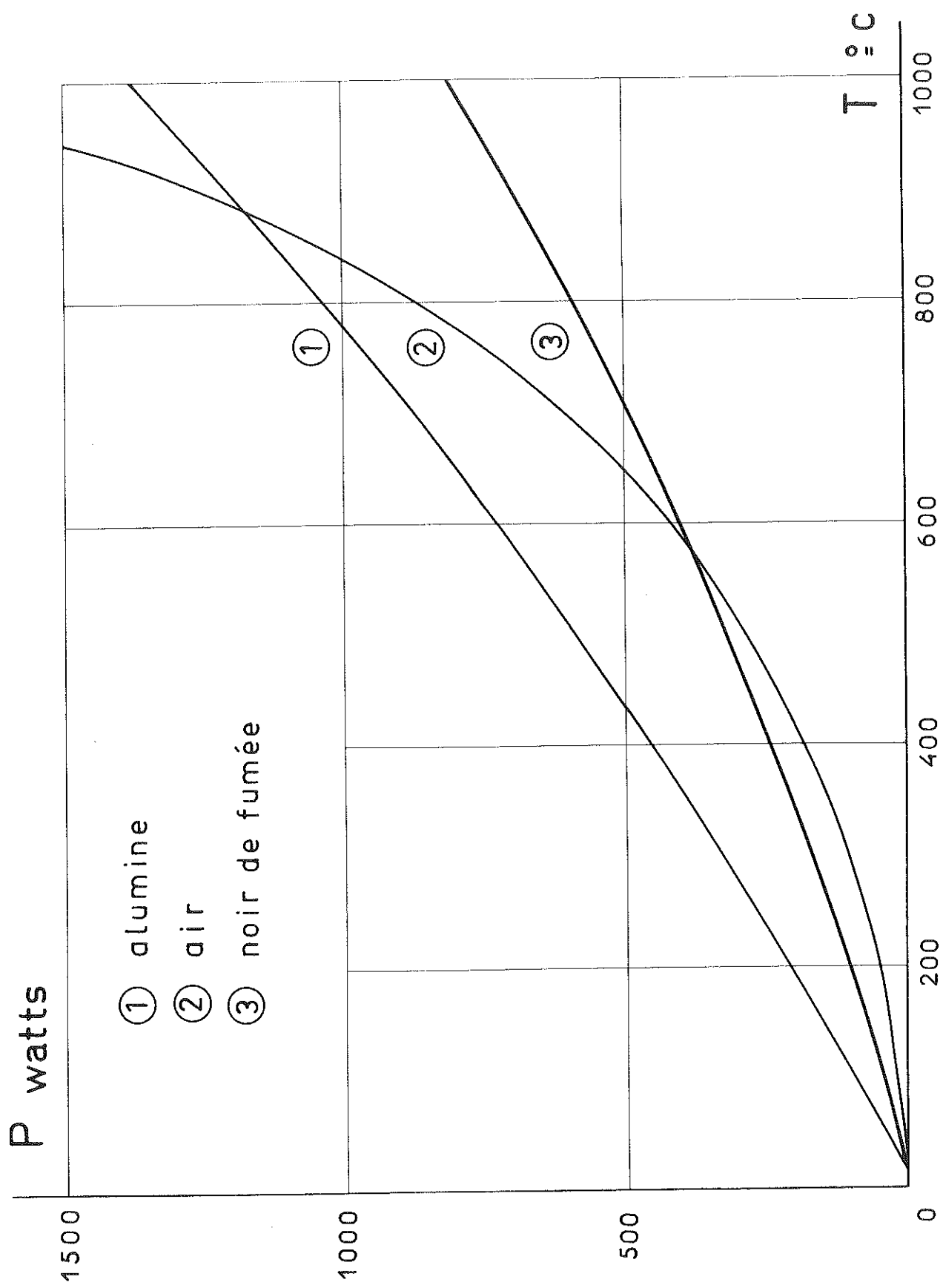


figure 13

A titre indicatif nous donnons sur la figure 13 la courbe de consommation du four tel que nous l'avons décrit. Nous y avons joint ses courbes de consommation quand l'isolement thermique est réalisé avec des poudres réfractaires telles que l'alumine ou la magnésie et quand il est assuré simplement par l'air contenu dans la double paroi.

Nous ferons enfin remarquer que la plus grande partie de la puissance étant, comme nous l'avons dit, perdue par conduction radiale, la densité apparente du calorifuge entourant le bobinage doit rester constante tout le long de l'axe. Si l'on ne prend pas soin de l'homogénéiser parfaitement, il ne faudra pas s'étonner, malgré la grande longueur du four et son support conducteur, d'obtenir des répartitions de températures les plus curieuses et les plus inattendues.

Le porte-échantillon utilisé est très simple : la substance est placée dans un support en cuivre relié au dispositif d'extraction par une tige de nickel-chrome de 2 mm de diamètre. Un deuxième porte-échantillon entièrement en silice de magnétisme absolument négligeable a été conçu pour les substances de très faible aimantation. Les températures sont mesurées au moyen d'un couple BTE-CTE d'Imphy qui descend jusqu'à l'échantillon.

CHAPITRE III

LE CIRCUIT DE MESURE

8) - GENERALITES

Le circuit de mesure se compose essentiellement d'un ensemble de bobines induites reliées à un galvanomètre balistique. La sensibilité de ce galvanomètre et son amortissement sont réglables par des résistances en série et en dérivation. Un interrupteur de court circuit le shunte totalement quand on fait varier le courant d'excitation de l'électro-aimant.

L'extraction d'un échantillon du centre de l'entrefer, où son moment magnétique est M , induit dans le circuit de mesure une variation de flux $\Delta\phi$ qui, moyennant les conditions que nous indiquerons au paragraphe 9, est proportionnelle à M , soit

$$\Delta\phi = K.M \quad .$$

La constante K ne dépend pas du galvanomètre utilisé. Nous l'explicitons plus loin et montrerons qu'elle est susceptible d'une détermination définitive.

Recevant l'impulsion précédente le galvanomètre dévié d'un angle α tel que

$$\alpha = \sigma \Delta\phi$$

σ sensibilité en flux du galvanomètre utilisé, ne dépend que de cet appareil et de la résistance ohmique branchée à ses bornes. On la modifie pour conserver sur l'échelle de lecture des élongations commodes et l'on détermine sa valeur au moyen

d'une mutuelle inductance dont le secondaire est inséré à demeure dans le circuit de mesure.

Le système des bobines induites se compose :

- d'une bobine de mesure proprement dite
- des bobines dites "de compensation".

9) - LA BOBINE DE MESURE

Considérons un moment magnétique M placé au centre d'une bobine cylindrique creuse dont les dimensions sont grandes par rapport à celles de notre échantillon et désignons par B l'induction propre de cette bobine, au point considéré, si elle était parcourue par le courant unité. Au moyen de l'équivalence entre les masses magnétiques et les courants électriques, il est facile de montrer que la bobine est traversée par un flux ϕ tel que $\phi = \vec{M} \cdot \vec{B}$. Quand les deux vecteurs $\vec{M}$ et $\vec{B}$ sont collinéaires on a simplement $\phi = MB$. Si nous déplaçons brusquement le moment magnétique, d'une position 1 à une position 2, il induit dans la bobine une variation de flux

$$\Delta \phi = M_1 B_1 - M_2 B_2$$

Cette variation n'est proportionnelle au moment initial M_1 que dans la mesure où l'une des deux quantités M_2 ou B_2 est nulle. On n'est pratiquement pas maître de la valeur de M_2 qui dépend en partie de la substance étudiée. Il est préférable de s'arranger pour que B_2 soit nul. Cette condition peut être réalisée par une construction appropriée de la bobine ou plus simplement en choisissant une longueur d'extraction suffisante. Dans le cas des substances à faible aimantation rémanente, la décroissance de M ne sera qu'une contribution supplémentaire.

Ecrivons donc à présent $\Delta \phi = MB$

Si la bobine de mesure se trouvait placée dans un milieu magnétiquement homogène et indéfini de perméabilité μ_0 , l'induction B s'exprimerait en fonction du champ magnétique H par la relation habituelle $B = \mu_0 H$. En réalité, notre bobine est placée au voisinage d'importantes masses de substances ferromagnétiques.

La répartition des lignes de force du champ de cette bobine et la valeur de ce champ s'en trouve profondément modifiées. En désignant toujours par H le champ produit dans l'air, loin de toute substance magnétique, l'induction B s'exprime par une relation de la forme :

$$B = \varphi(\mu) H$$

dans laquelle $\varphi(\mu)$ joue le rôle d'une perméabilité "apparente". Cette perméabilité "apparente" dépend de l'état magnétique des différents milieux et varie en même temps que leurs perméabilités. Nous en reparlerons quand nous aurons justement besoin de connaître ses variations (cf 12).

Compte tenu de $\alpha = \bar{G} \Delta \emptyset$ il vient :

$$\frac{\alpha}{M} = \varphi(\mu) H \bar{G}$$

expression caractérisant la sensibilité du circuit de mesure. Cette sensibilité est maximum en même temps que le produit $H \bar{G}$. Par ailleurs toutes choses égales, elle ne varie pas pour autant que le champ H reste le même. Nous aurons intérêt à le rendre uniforme dans le plus grand volume possible, si nous ne voulons pas effectuer un centrage par trop précis de nos échantillons dans leur position de départ et pour que la sensibilité ne dépende pas trop de leurs dimensions (cf.12)

Telles sont les deux conditions que doit satisfaire la bobine de mesure.

a) Obtention de $H\bar{G}$ maximum

La sensibilité $\bar{G}$ du galvanomètre choisi n'est fonction que de la résistance ohmique du circuit branché à ses bornes. Il est facile de mesurer expérimentalement cette fonction $\bar{G}(R)$. Nous l'avons fait pour quelques galvanomètres fabriqués par différents constructeurs : Kipp, Cambridge, AOIP. Nous donnons à titre indicatif sur les figures 14 le résultat de ces mesures. Nous avons tracé l'inverse de la sensibilité $1/\bar{G}$ en fonction de la résistance extérieure R du circuit de mesure. Dans un très large intervalle de résistance la courbe obtenue peut être représentée avec une très bonne approximation par une droite d'équation :

$$\frac{1}{\bar{G}} = \frac{1}{\bar{G}_0} + \gamma R$$

$1/\bar{G}_0$ et γ ne dépendant plus que des constantes de construction du galvanomètre (16).

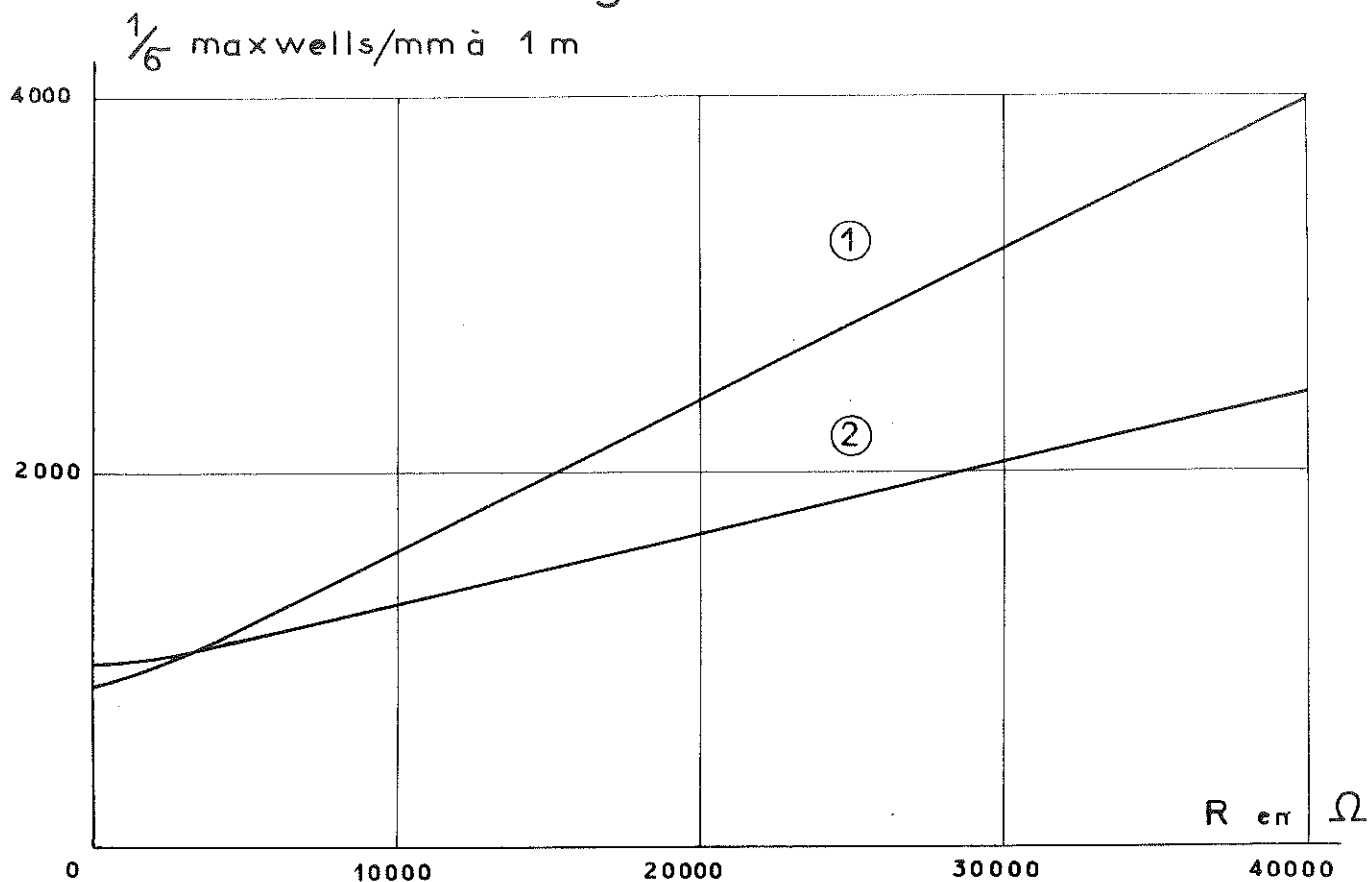
Nous remarquons à présent que le rayon intérieur a_1 de la bobine de mesure est déterminé par l'usage que nous nous proposons d'en faire. Nous avons intérêt à le choisir minimum c'est-à-dire de l'ordre de 15 mm (rayon de trou cylindrique percé dans l'axe de l'électro-aimant). Nous définissons les formes de la bobine, comme il se fait habituellement (17)(18), par la longueur a_1 exprimée en cm et les deux paramètres

$$\alpha = \frac{a_2}{a_1} \quad \beta = \frac{b}{a_1}$$

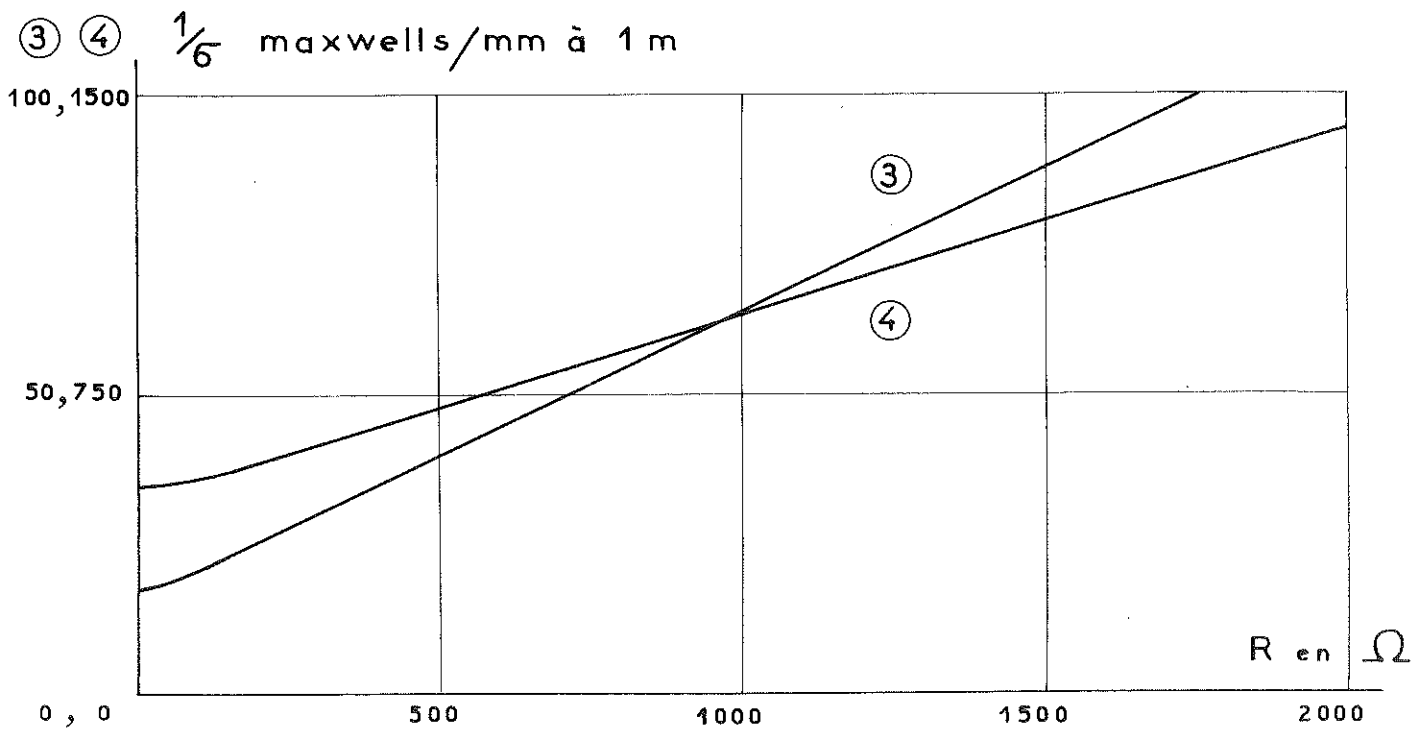
a_2 rayon extérieur de la bobine de longueur $2b$. Le champ magnétique H au centre de la bobine traversée par un courant unité est donné par

$$H = G_1 \sqrt{\frac{R \lambda}{a_1 \rho}} \quad \text{oersteds/Ampère}$$

figure 14



- ① Cambridge $R_c = 6400 \Omega$ ② AOIP $R_c = 15000 \Omega$
 ③ Kipp-Zernicke $R_c = 200 \Omega$ ④ Cambridge $R_c = 630 \Omega$



où λ est le coefficient global de foisonnement du bobinage
($\lambda < 1$),

ρ la résistivité du cuivre en ohms -cm,

R la résistance de la bobine en ohms,

G_1 un paramètre qui ne dépend que de ses dimensions géométriques :

$$G_1 = \frac{(2\pi)^{1/2}}{5} \cdot \left(\frac{\beta}{\alpha^2 - 1} \right)^{1/2} \cdot \text{Log} \frac{\alpha + (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}}{1 + (\beta^2 + 1)^{1/2}}$$

on trouve ses valeurs numériques dans des tables à double entrée en fonction de α et β (17)(18).

Nous devons donc réaliser le maximum de la fonction

$$H \sigma = G_1 \sqrt{\frac{\lambda}{a_1 \rho}} \cdot \frac{\sqrt{R}}{\frac{1}{\sigma_0} + \sqrt{R}}$$

Le maximum du rapport $\frac{\sqrt{R}}{\frac{1}{\sigma_0} + \sqrt{R}}$ est obtenu avec $R_0 = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2}}$

et vaut $\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_0}{2}}$. Cette condition nous donne la résistance R_0 de la bobine. Il est important de montrer qu'elle n'est pas très critique. Calculons en effet les deux valeurs de R correspondant à :

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_0}{2}} (1 - \varepsilon)$$

On trouve $R = R_0 (1 + 4\varepsilon \pm \sqrt{8\varepsilon} + \dots)$

Si l'on désire $\varepsilon < 1\%$, R doit être comprise entre $0,76 R_0$ et $1,32 R_0$. Nous ferons remarquer que cet intervalle ne contient pas forcément la valeur R_c de la résistance critique du galvanomètre et qu'il aurait donc été incorrect de choisir à priori $R_0 = R_c$.

Le problème se pose à présent ainsi : construire une bobine de résistance donnée qui produise le champ maximum pour un courant d'intensité égale à l'unité. La valeur du foisonnement λ varie avec une extrême lenteur pour des fils dont les diamètres sont compris entre 0,1 et plusieurs millimètres. Nous réaliserons donc le maximum de la fonction G_1 . Le calcul montre que ce maximum a lieu pour :

$$\alpha = 3,09 \quad \beta = 1,88$$

et qu'il correspond à $G_1 = 0,179$.

Mais nous ferons encore remarquer que cette valeur de G_1 n'est pas très critique. Elle varie très lentement au voisinage du maximum (17). Compte tenu de conditions que nous examinerons au paragraphe 10. Nous avons choisi :

$$\alpha = 2,30 \quad \beta = 1,73$$

c'est-à-dire

$$G_1 = 0,173 \quad .$$

La perte n'est que de 3,3 %.

R , α et β étant connus, la bobine est parfaitement déterminée. Le diamètre de fil nu à utiliser est donné par

$$d^4 = 2 \pi \lambda \rho \cdot \frac{a_1^3}{R} \cdot \beta (\alpha^2 - 1)$$

le nombre de spires à bobiner est :

$$N = \frac{2 \lambda}{\pi \rho} a_1 R \beta \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}$$

la longueur de fil à prévoir est telle que :

$$l^2 = \frac{2 \pi \lambda}{\rho} a_1^3 R \beta (\alpha^2 - 1)$$

b) Uniformité du champ magnétique

Nous pouvons déterminer la valeur du champ en chaque point de l'axe de symétrie distant de x du centre de la bobine.

Posons toujours $\frac{x}{a_1} = \gamma$

et $\beta + \alpha = \delta_1$, $\beta - \alpha = \delta_2$

avec $u = \frac{\alpha + (\alpha^2 + \delta_2^2)^{1/2}}{1 + (1 + \delta_2^2)^{1/2}}$

on trouve :

$$H = \frac{2\pi}{10} (\delta_1 \text{ Log } u_1 + \delta_2 \text{ Log } u_2) \lambda a_1$$

Cette expression permet entre autres de prévoir la distance d'extraction si l'on désire par exemple que le champ au point d'arrivée soit cent fois plus faible que le champ au centre.

Autour du centre de symétrie c'est-à-dire dans la position de départ de nos échantillons, il est préférable de caractériser l'uniformité du champ par sa courbure.

On montre que :

$$\left(\frac{d^2 H}{dx^2} \right)_{x=0} = - \frac{4\pi}{10} \frac{\lambda}{a_1} \left[\frac{\alpha^2}{(\alpha^2 + \beta^2)^{3/2}} - \frac{1}{\alpha (1 + \beta^2)^{3/2}} \right]$$

On pourra annuler la dérivée seconde, si besoin est, par des bobines additionnelles ou par la suppression de spires judicieusement choisies.

10) - LES BOBINES DE COMPENSATION

Si nous plaçons la bobine de mesure précédente au centre de l'entrefer de l'électro-aimant excité, nous constatons que toute mesure est impossible parce que le galvanomètre est en perpétuel mouvement. C'est que le courant d'excitation n'est pas absolument constant et que les variations de flux

traversant la bobine sont incomparablement plus grandes que celles qui proviendront de l'extraction de nos échantillons. Il est facile de calculer qu'avec un galvanomètre très classique travaillant à 250 maxwelles par mm de déviation, le spot resterait au repos à $1/10^6$ de mm. près si le courant d'excitation était constant à 10^{-7} ampère près environ ! Un tel degré de constance est irréalisable. L'expérience nous a montrée que des variations de courant inducteur de l'ordre de 0,5 % pouvaient le plus souvent être compensées directement sur le circuit de mesure.

Lorsque la puissance utilisée est faible, disons de quelques dizaines de kilowatts, une batterie d'accumulateurs de grande capacité et en très bon état constitue la meilleure source d'alimentation qui soit. Pour des puissances supérieures à 100 kilowatts l'installation et l'entretien toujours ingrat, la durée de vie toujours limitée d'une batterie aussi puissante ne militent pas en faveur de son utilisation. Aussi nous sommes nous orientés vers l'acquisition d'un groupe convertisseur tournant stabilisé.

Malheureusement nous n'avons pu obtenir qu'une alimentation régulée en tension à 0,5 % près environ .

Cette installation comporte :

- Un moteur asynchrone de 245 cv entraînant
- Deux génératrices de courant continu à excitations indépendantes de 75 KW (150 Volts 500 Ampères) et un volant d'inertie.

Les excitations sont alimentées par :

- deux génératrices amplidyne à grande rapidité de réponse contrôlées par
- deux stabilisations électroniques pilotées par la tension de sortie des machines principales.

Quoiqu'il en soit, les fluctuations résiduelles du champ magnétique sont inévitables. On ne peut les supprimer mais on peut combattre sur le circuit de mesure les variations de flux induites. Avec un électro-aimant, la seule méthode efficace consiste à placer dans l'entrefer des bobines supplémentaires dites "de compensation" qui embrassent le même flux que la bobine de mesure et qui sont connectées en série avec elle de façon que les quantités d'électricité induites se retranchent. On s'arrange pour que cette compensation "en volume" ne s'étende qu'à une petite partie de la variation de flux à mesurer, c'est-à-dire celle induite par l'extraction des échantillons. Dans un milieu homogène de perméabilité constante, une telle compensation se réalise assez facilement et de façon définitive après quelques essais. La présence du fer, au contraire, complique notablement le problème. Sa perméabilité varie avec le courant d'excitation tout le long de la courbe d'aimantation de l'électro-aimant ; les différentes parties du circuit magnétique n'atteignent pas simultanément le même état de saturation. Il en résulte que la répartition des lignes de force du champ magnétique dans l'entrefer ne reste pas identique à elle-même et qu'on est obligé d'ajuster la compensation pour chaque valeur du courant inducteur.

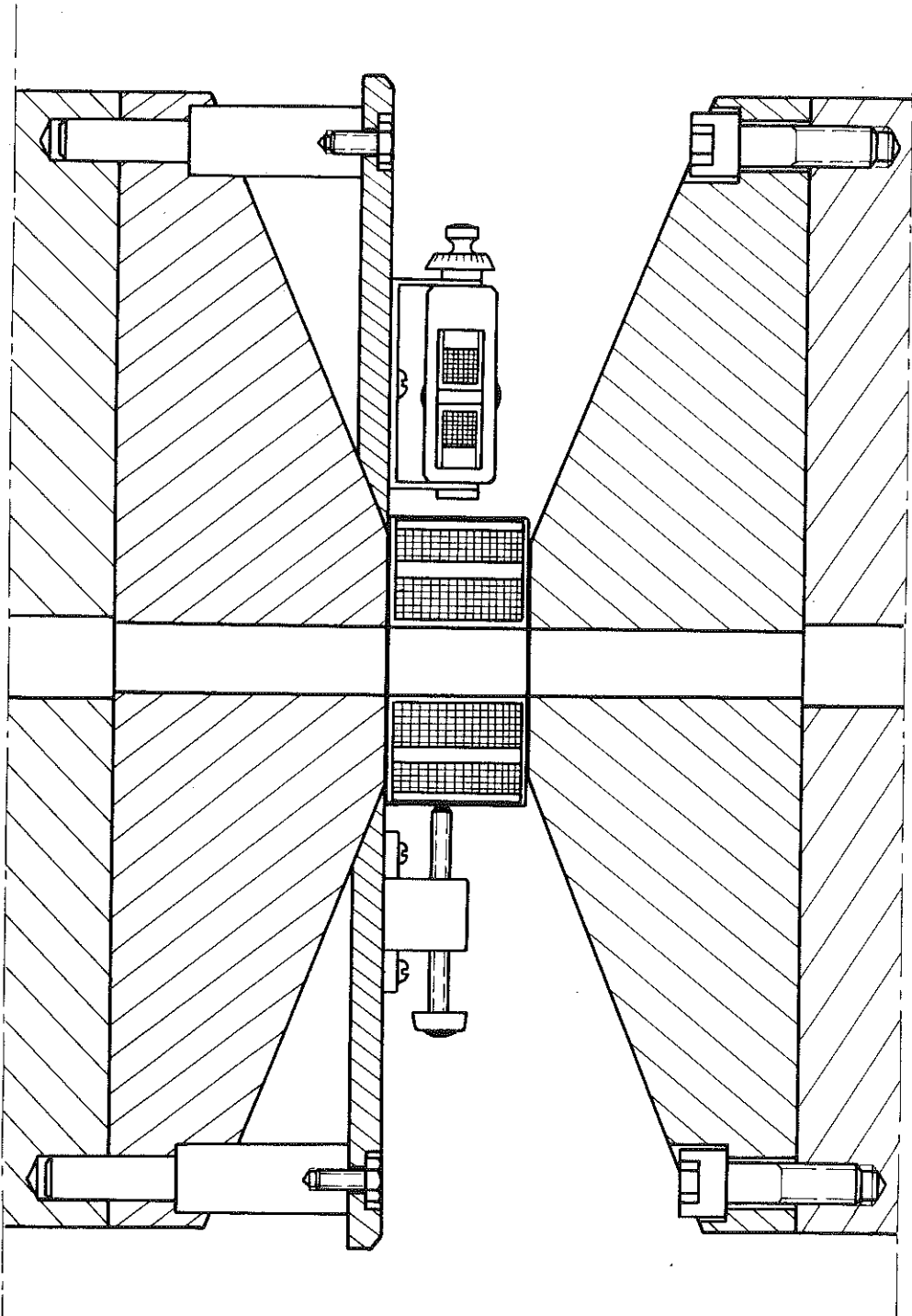
On opère habituellement en deux étages. Une bobine principale fixe annule les variations de flux d'un champ magnétique moyen. Une bobine secondaire mobile présente à ce champ une surface réglable par rotation et ajoute ou retranche une force électro-motrice d'appoint à celle de la bobine principale. Pour que cette bobine mobile ait un volume minimum il faut utiliser pleinement sa surface dans les deux orientations horizontales opposées et dans ce but, réaliser la compensation fixe en un point convenablement choisi de la courbe d'aimanta-

tion. L'ensemble est réglé expérimentalement.

Pour ne pas réduire de façon prohibitive la sensibilité du circuit de mesure, on est tenté d'éloigner autant que possible les bobines de compensation de la bobine de mesure. On s'aperçoit alors très vite qu'une variation brusque de l'intensité du courant inducteur produit deux déplacements rapides et opposés du spot du galvanomètre. Pour réduire l'un d'eux on accroît l'autre d'autant et la compensation exacte est impossible. C'est que le circuit magnétique oppose une très grande inertie aux variations de champ qu'on lui demande. Des courants de Foucault très intenses se développent dans les masses polaires, leur constante de temps est grande (et change avec la perméabilité). La variation du flux progresse lentement de la périphérie des pièces polaires vers le centre. Elle atteint les bobines de compensation quelques instants avant la bobine de mesure, on réduit ce "déphasage" en regroupant l'ensemble des bobines induites et, comme la sensibilité du circuit de mesure s'en trouve diminuée on adopte finalement le compromis acceptable.

Faisons encore remarquer que la période propre d'oscillation T_0 du galvanomètre utilisé n'est pas indifférente à ces problèmes. La sensibilité d'un galvanomètre varie beaucoup avec la fréquence de la force électro-motrice qu'on lui injecte. Elle diminue rapidement de part et d'autre de la fréquence de résonance $1/T_0$. Chaque impulsion du courant sera plus ou moins enregistrée, quant à son amplitude, selon la fréquence fondamentale de son spectre de décomposition. La valeur de cette fréquence ne peut guère dépasser, comme ordre de grandeur, l'inverse de la constante de temps de l'électro-aimant. Mais il n'est pas possible, le plus souvent, d'utiliser en balistique un galvanomètre de période suffisamment inférieure

figure 15



à cette constante de temps. Il faut, dès lors, choisir au contraire un appareil de très longue période propre en remarquant qu'il n'est pas gênant que sa résonance s'effectue aux basses fréquences puisque les bobines de compensation annulent justement beaucoup mieux les variations lentes que les variations rapides du flux.

L'ensemble de nos bobines a été monté, comme l'indique la figure 15, sur un plateau de travail en duralumin fixé sur la pièce polaire inférieure. La bobine principale, cylindrique, y est centrée et serrée par quatre mors à 90 degrés.

Nous avons construit, en réalité, deux systèmes de bobines adaptées à deux galvanomètres de caractéristiques très différentes :

Kipp-Zernicke Z_c $T_0 = 7 \text{ sec.}$ $R_c = 200 \text{ ohms}$

AOIP $T_0 = 15 \text{ sec.}$ $R_c = 15000 \text{ ohms}$

les sensibilités en flux de ces appareils sont données par les courbes 2 et 3 de la figure 14.

CHAPITRE IV

LES ETALONNAGES

11) - L'ELECTRO-AIMANT

a) Topographie du champ dans l'entrefer

La présence du trou cylindrique de 30 mm de diamètre dans l'axe de l'électro-aimant incurve le trajet des lignes de force dans l'entrefer. On a besoin de déterminer la non-uniformité conséquente du champ magnétique entre les pièces polaires et plus particulièrement au voisinage du centre de symétrie. Sa connaissance permet de calculer les bobines de compensation et, surtout, de fixer les dimensions maximales à donner aux échantillons pour que l'erreur due à la variation en volume de leur aimantation reste négligeable.

Nous avons effectué les mesures avec une petite bobine, reliée à un galvanomètre balistique et repérée par la position de son centre. Cette bobine était retournée brusquement dans le champ de 180 degrés. Les positions 0 et 180, d'ailleurs stationnaires, étaient réglées avec le galvanomètre placé au maximum de sensibilité. Nous avons encore effectué des mesures par translation rapide de la bobine déterminant ainsi directement les ΔH successifs. Les deux méthodes ont toujours donné des résultats concordants. Mais ces résultats ne sont pas forcément corrects.

Considérons en effet une bobine de forme quelconque comportant n tours de fil par unité de longueur comptée le long de son axe Z . Chaque spire de surface S encercle un flux

$$\varphi = \int_S H_Z dS$$

en désignant par H_Z la composante du champ magnétique suivant l'axe Z. Si n est constant, le flux total embrassé par la bobine est :

$$\varphi = n \int_V H_Z dv$$

La valeur moyenne du champ H_Z dans le volume V du bobinage étant défini par :

$$H_m = \frac{1}{V} \int_V H_Z dv$$

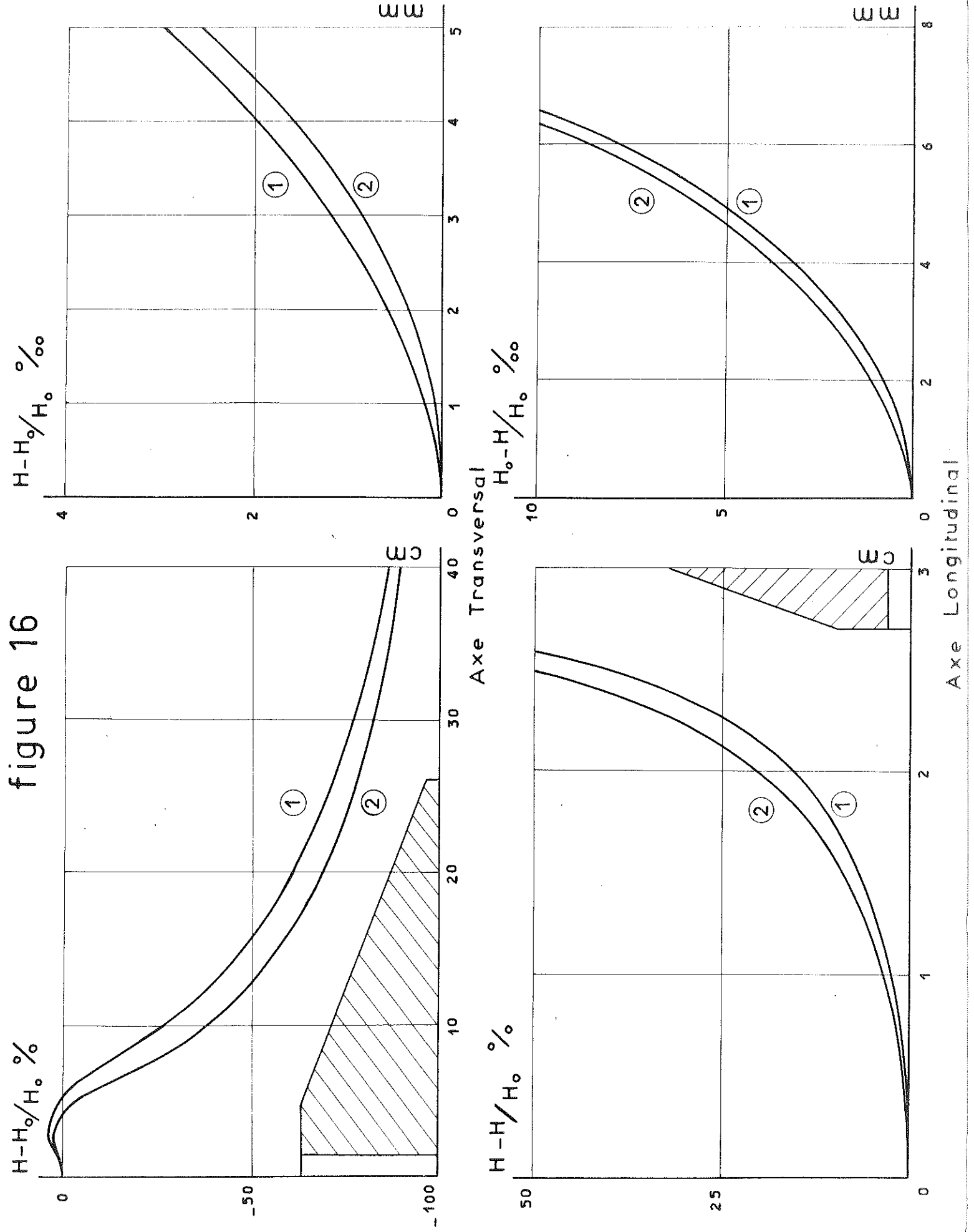
Il vient $\varphi = n V H_m$ et l'on mesure par retournement brusque de la bobine la valeur de H_m .

Avec une bobine de forme cylindrique, la valeur de H_m s'éloigne souvent notablement de celle du champ exact H au centre géométrique. Les corrections sont difficiles à évaluer. La forme sphérique est la seule pour laquelle on vérifie rigoureusement l'égalité $H_m = H$ (propriété des fonctions harmoniques).

Cette propriété valable pour tout enroulement à n constant, bobiné sur une sphère, reste vraie pour un assemblage concentrique d'enroulements de ce type. Si l'on utilise un fil de diamètre suffisamment petit devant la dimension de la sphère définitive, une telle bobine est équivalente à une série de solénoïdes coaxiaux de différentes longueurs mais de même nombre de spires par unité de cette longueur ; la construction s'en trouve possible (19).

Nous avons essayé pour nos mesures de réaliser une bobine de ce type. Elle devait être de petite dimension (de

figure 16



l'ordre de 8 mm de diamètre) et nous avons réparti au mieux du fil de cuivre de $1/10^6$ de mm. de diamètre à partir d'un mandrin constitué par une fine tige de nylon. L'expérience nous a montré que nous étions suffisamment près de la condition $H_m = H$ pour qu'il ne soit plus nécessaire de corriger nos résultats.

Nous avons ainsi tracé la variation des écarts relatifs $H - H_0/H_0$, H_0 champ magnétique au centre de symétrie de l'entrefer, pour différents points de l'axe longitudinal et d'un axe transversal de l'électro-aimant. Les résultats sont indiqués sur les courbes de la figure 16. On y trouve l'allure d'ensemble de cette variation sur une grande distance et, à plus large échelle, les valeurs au voisinage du centre de l'entrefer qui nous sont plus particulièrement utiles. Les courbes 1 sont relatives à H_0 voisin de 25 000 oersteds, les courbes 2 à H_0 voisin de 10 000 Oersteds.

On peut d'ailleurs calculer, au voisinage du centre de symétrie O, l'allure relative des variations de H le long de l'axe longitudinal OZ et d'un rayon Or (29). Le potentiel V du champ magnétique satisfait à l'équation de Laplace $\Delta V = 0$. Passant, en coordonnées cylindriques, aux expressions des champs développables en série, on montre, près du centre O, qu'aux points de cotes $Or = OZ$ $(H_0 - H)$ le long de l'axe longitudinal est égal à $-2(H_0 - H)$ le long d'un axe transversal.

b) Etalonnage du champ magnétique de l'électro-aimant

Le courant fourni par les deux génératrices de 75 KW est réglé à distance depuis la salle de manipulation. Un shunt 500 A de précision, classe 0,2, est inséré à demeure dans le circuit d'alimentation. On mesure la différence de

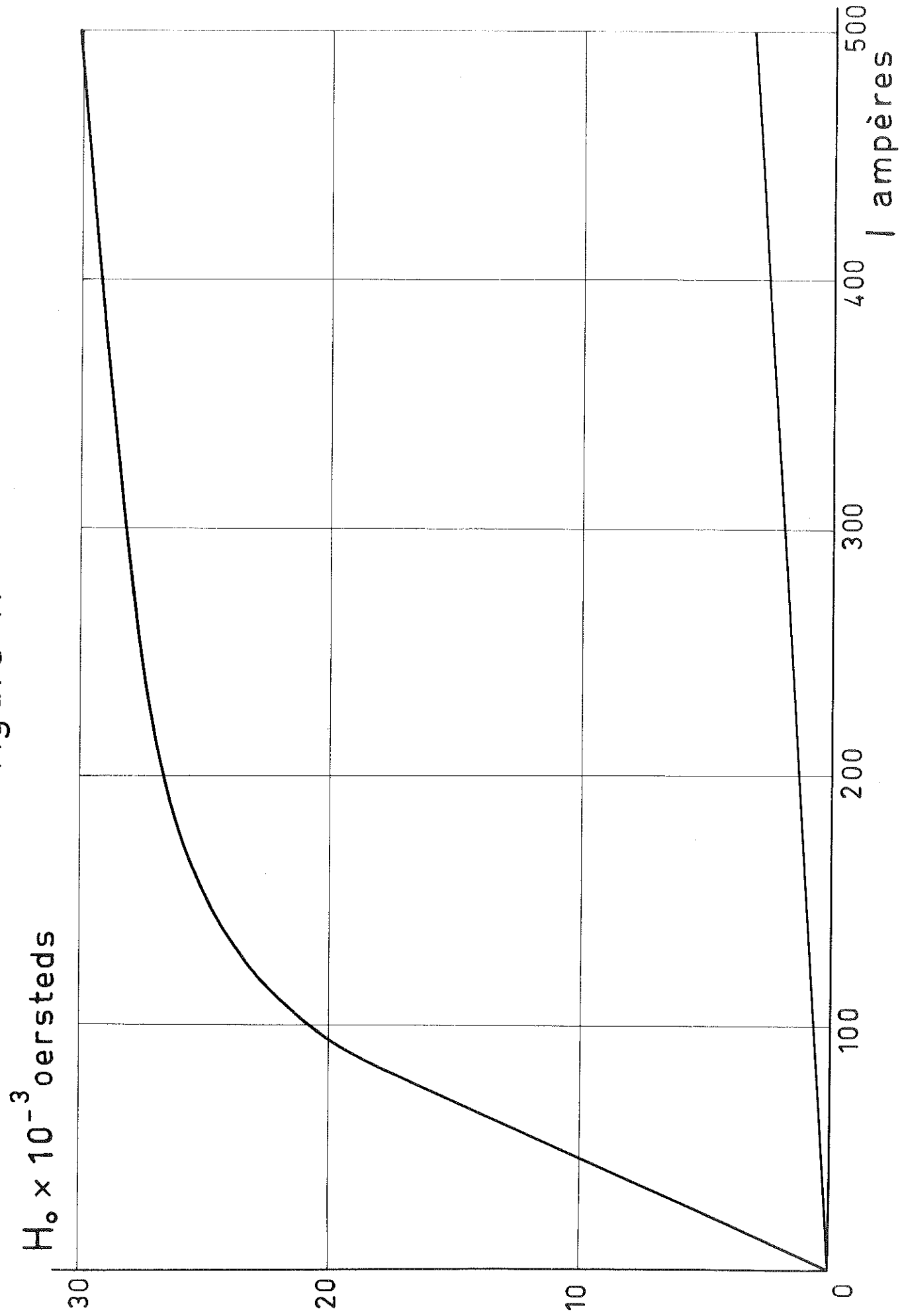
potentiel à ses bornes au moyen d'un millivoltmètre de table à plusieurs sensibilités étalonnées, dont on a vérifié la fidélité.

L'étalonnage du champ magnétique a été réalisé par comparaison avec un champ défini à 10^{-5} près par des mesures de résonance nucléaire. Une petite bobine cylindrique, reliée à un galvanomètre balistique, était retournée rapidement de 180 degrés dans le champ étalon puis dans le champ de l'électro-aimant. Les deux opérations ne pouvant s'effectuer ni dans la même pièce ni avec la même sensibilité, une bobine de mutuelle inductance nous permettait de connaître, dans les deux cas, la constante du galvanomètre.

Il est important de définir au mieux l'état d'aimantation des pièces polaires pour chaque excitation afin de toujours retrouver les mêmes conditions expérimentales. Pour cela, nous prenons soin d'effectuer chaque mesure dans le champ obtenu par diminution régulière du courant à partir de sa valeur maximum.

Nous donnons ci-après un tableau des résultats de l'étalonnage relatif à la branche descendante de la courbe d'aimantation de l'électro-aimant. Ces résultats sont portés sur la figure 17. Nous y avons joint la droite représentant le champ propre des bobines pour avoir une idée de sa contribution et de l'état de saturation du circuit magnétique. Sa pente est de 6,4 oersteds par Ampère (cf. 5 b)

figure 17



I						
Ampères	Oersteds	Ampères	Oersteds	Ampères	Oersteds	
10	2290	100	20 960	220	27 160	
20	4490	110	22 130	240	27 480	
30	6710	120	23 130	260	27 730	
40	8960	130	23 950	300	28 260	
50	11210	140	24 590	340	28 670	
60	13400	150	25 130	380	29 080	
70	15500	160	25 580	420	29 460	
80	17500	180	26 230	460	29 810	
90	19400	200	26 730	500	30 110	

12) - LE CIRCUIT DE MESURE

a) Le problème de l'étalonnage du circuit de mesures :

Nous avons vu au paragraphe 9, quand nous avons parlé de la construction des bobines, que la sensibilité du circuit de mesure était donnée par l'expression :

$$\frac{\alpha}{M} = \varphi(\mu) H \bar{S}$$

où α est la déviation du galvanomètre produite par l'extraction d'un échantillon de moment M et $\bar{S}$ la sensibilité en flux de ce galvanomètre. Le produit $B_m = \varphi(\mu) H$ représente la valeur moyenne, dans le volume occupé par l'échantillon, du champ d'induction propre du système de bobines induites si elles étaient parcourues par un courant d'intensité égale à l'unité. Les étalonnages du circuit de mesure consistent à déterminer

la valeur absolue de ce produit selon l'excitation de l'électro-aimant.

Le problème dans son ensemble est assez complexe. Il se résume ainsi : la valeur de B_m dépend à la fois des valeurs intrinsèques du champ et de la répartition de ces dernières au voisinage du centre de symétrie. Selon un autre point de vue nous dirons que l'expression $\varphi(\mu)H$ dépend d'abord de la forme géométrique des bobines ; puis, pour un état magnétique donné du milieu de mesure, elle varie, en tant que valeur moyenne, selon l'espace occupé par l'échantillon. Elle varie enfin, dans un volume donné, quand l'état magnétique précédent change. Cet état magnétique est lui-même défini non seulement par les masses polaires de l'électro-aimant mais encore par la présence de l'échantillon étudié au centre de l'entrefer. La valeur du produit $\varphi(\mu)H$, pour une bobine donnée, dépend ainsi de trois paramètres. Il apparaît utile d'effectuer une infinité de mesures pour obtenir un tableau d'étalonnage à trois entrées qui seraient :

- le volume de l'échantillon étudié
- sa perméabilité
- la perméabilité du circuit magnétique ,
c'est-à-dire le courant d'excitation.

Mais une étude aussi complète n'est pas nécessaire parceque les influences précédentes ne sont pas d'un même ordre de grandeur. On peut aisément négliger la première en jouant sur la forme des bobines et en utilisant des échantillons de dimensions limitées. L'influence du second paramètre est du même ordre de grandeur que la variation relative de réluctance magnétique qu'il provoque, quelques % au maximum. Le paramètre essentiel est dû à la présence des grandes masses polaires de perméabilité variable au voisinage immédiat du système de mesure.

Sous une forme complète, la détermination de B_m est inabordable par le calcul. On peut tout au plus donner un ordre de grandeur de la valeur de la fonction $\varphi(\mu)$ dans deux cas extrêmes et particuliers, en calculant le champ magnétique au centre des bobines, sans tenir compte de l'influence de l'échantillon étudié,

- les bobines étant placées dans l'air, de perméabilité unité, loin de toutes substances magnétiques.

- les bobines étant placées dans l'air, entre deux plans qui limitent deux milieux indéfinis doués d'une perméabilité infinie.

Les phénomènes réels tendent vers le premier cas quand on sature le circuit magnétique, vers le second au contraire quand l'électro-aimant n'est pas alimenté. Les bobines étant placées dans l'air le champ magnétique se calcule par les formules données en 9 a ou b et l'on a évidemment

$$\varphi(\mu) = 1$$

Les bobines étant placées entre deux milieux de perméabilité infinie, le champ magnétique dans l'espace compris entre ces milieux est en tous points le même que celui produit par un ensemble de bobines composé des bobines réelles et de leurs images magnétiques par réflexions simples et multiples dans les faces du dioptré magnétique plan. Les courants fictifs doivent circuler dans le même sens et avoir la même intensité que le courant réel. On s'aperçoit ainsi tout de suite que le champ magnétique est généralement supérieur à celui du premier cas et la nouvelle valeur de la fonction $\varphi(\mu)$ plus grande que 1. La sensibilité du circuit de mesure se trouve augmentée par la présence du fer. Si la hauteur des bobines est peu différente de celle de l'entrefer le champ obtenu est du même ordre de grandeur que celui d'un solénoïde infiniment long comportant le même nombre de spires efficaces par cm que

les bobines réelles. Il est ainsi facile d'évaluer le nouveau produit $\varphi(\mu) H$ et l'on trouve $\varphi(\mu) \sim 1,1$.

Ce sont là les deux valeurs extrêmes de la perméabilité "apparente" $\varphi(\mu)$. On ne peut pas déterminer aussi simplement toutes les valeurs intermédiaires mais on peut toujours exprimer $\varphi(\mu)$ par une expression commode de la forme

$$\varphi(\mu) = \frac{\varphi_0(\mu)}{1 + \varepsilon}$$

et déterminer au mieux expérimentalement les valeur de ε .

Les considérations qui précèdent nous indiquent, en passant, les moyens dont nous disposons pour minimiser l'importance des corrections.

L'influence essentielle est celle des pièces polaires qui occupent de part et d'autre de la bobine des volumes importants. Leur partie la plus efficace est celle située immédiatement dans le prolongement haut et bas du creux cylindrique de la bobine. On gagne facilement un facteur 20, en évitant le volume correspondant c'est-à-dire en perçant axialement les noyaux polaires de l'électro-aimant.

La dimension des bobines est aussi très importante. Si elles ont, en effet, la forme d'un solénoïde de faible diamètre et de grande longueur, le solénoïde de même diamètre, et de longueur infinie que constitue l'ensemble des images magnétiques ne modifiera pratiquement pas le champ initial et ε sera très voisin de zéro. Les conditions d'expériences ne permettent pas en général d'adopter une telle forme de bobines mais tout au plus d'en limiter, autant que la sensibilité le permet, la surface en regard avec les pièces polaires.

Reprenons l'expression complète de la sensibilité du circuit de mesure

$$\frac{\alpha}{M} = \frac{\Phi_0(\mu) H}{1 + \varepsilon} \quad 5$$

$\Phi_0(\mu)H$ est la sensibilité dans un champ magnétique nul,
 $1 + \varepsilon$ corrige la constante précédente quand l'électro-aimant est alimenté.

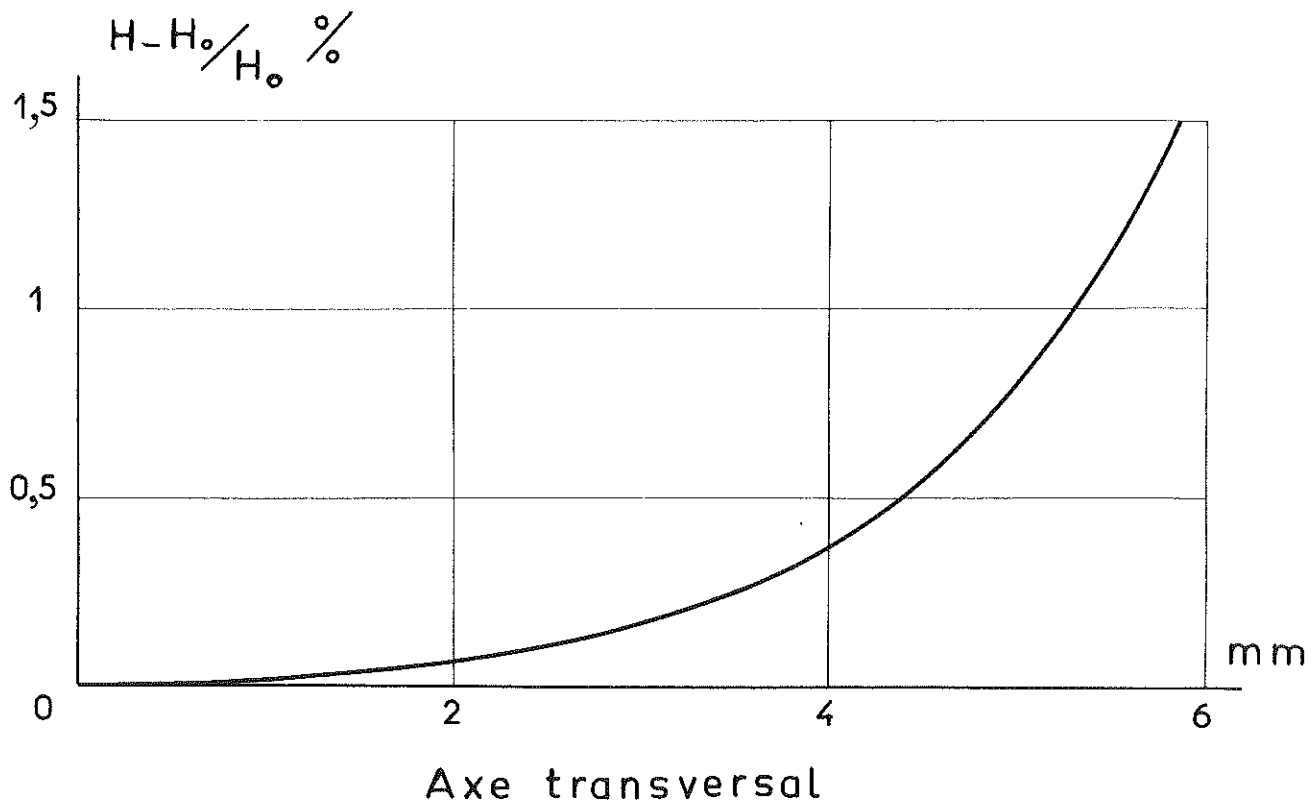
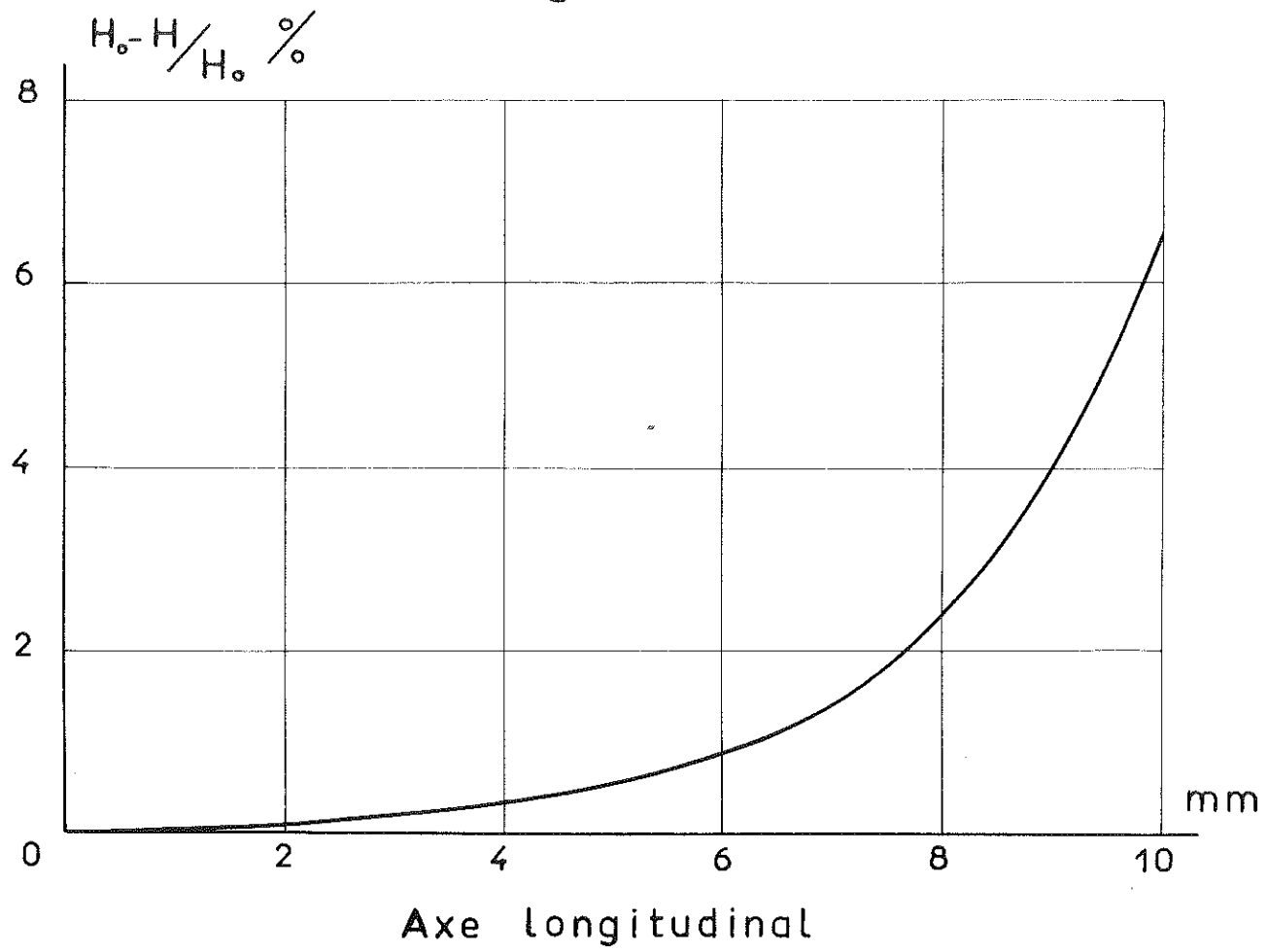
b) Détermination de la sensibilité dans un champ magnétique nul :

Le champ d'induction des bobines n'est pas exactement uniforme au voisinage de leur centre de symétrie, mais nous avons vérifié, qu'il est possible de négliger les variations de sa valeur moyenne à l'intérieur d'un certain volume "utile". Pour cela, nous avons mesuré au moyen d'une très petite bobine la topographie du champ le long de deux axes de symétrie perpendiculaires.

Les résultats sont portés sur la figure 18. On y constate que, jusqu'à des dimensions de l'ordre de ± 6 mm sur l'axe longitudinal et ± 5 mm sur l'axe transversal, la valeur moyenne du champ ne varie pas de plus de 3 %. Compte tenu de l'uniformité du champ inducteur de l'électro-aimant lui-même (cf 11 a) nous n'utiliserons jamais des échantillons de dimensions supérieures aux précédentes. Il s'ensuit que nous pouvons adopter une seule et même valeur du produit $\Phi_0(\mu) H$ pour toutes nos manipulations. Nous l'appellons habituellement la constante absolue du circuit de mesure.

Nous avons mesuré cette constante au moyen de moments magnétiques parfaitement connus, ceux de petites bobines cylindriques de dimensions comparables à celles de nos échantillons. Les surfaces de ces bobines ont été déterminées

figure 18



en mesurant au galvanomètre balistique les flux coupés par leur rotation de 180° dans un champ étalon très uniforme créée par un électro-aimant à entrefer cylindrique de grand diamètre. Nous avons ainsi étalonné quatre bobines de 10 mm de hauteur et de diamètres respectifs 3, 4, 5 et 6 mm environ. Puis chacune d'elles a été placée, à son tour, dans un bain de pétrole au centre des bobines induites montées dans l'entrefer de l'électro-aimant non excité. En inversant un courant connu au moyen d'un potentiomètre, on notait la déviation du galvanomètre.

L'opération a été répétée avec plusieurs intensités pour vérifier que l'échauffement des bobines n'entraînait pas de modification sensible de leurs surfaces. Nous avons bien constaté que la constante $\varphi_0(\mu) H$ ne dépendait pas des dimensions précédentes entre 3 et 6 mm.

La sensibilité maximum obtenue est de l'ordre de 10^{-3} u.é.m. de moment magnétique par mm de déviation à 3 mètres avec un galvanomètre Kipp-Zernicke Zc travaillant à 10 maxwells par mm. environ. Mais cette excellente valeur n'est pas utilisable sous champ à cause des variations résiduelles de celui-ci.

c) Détermination des variations de la sensibilité en fonction du champ magnétique :

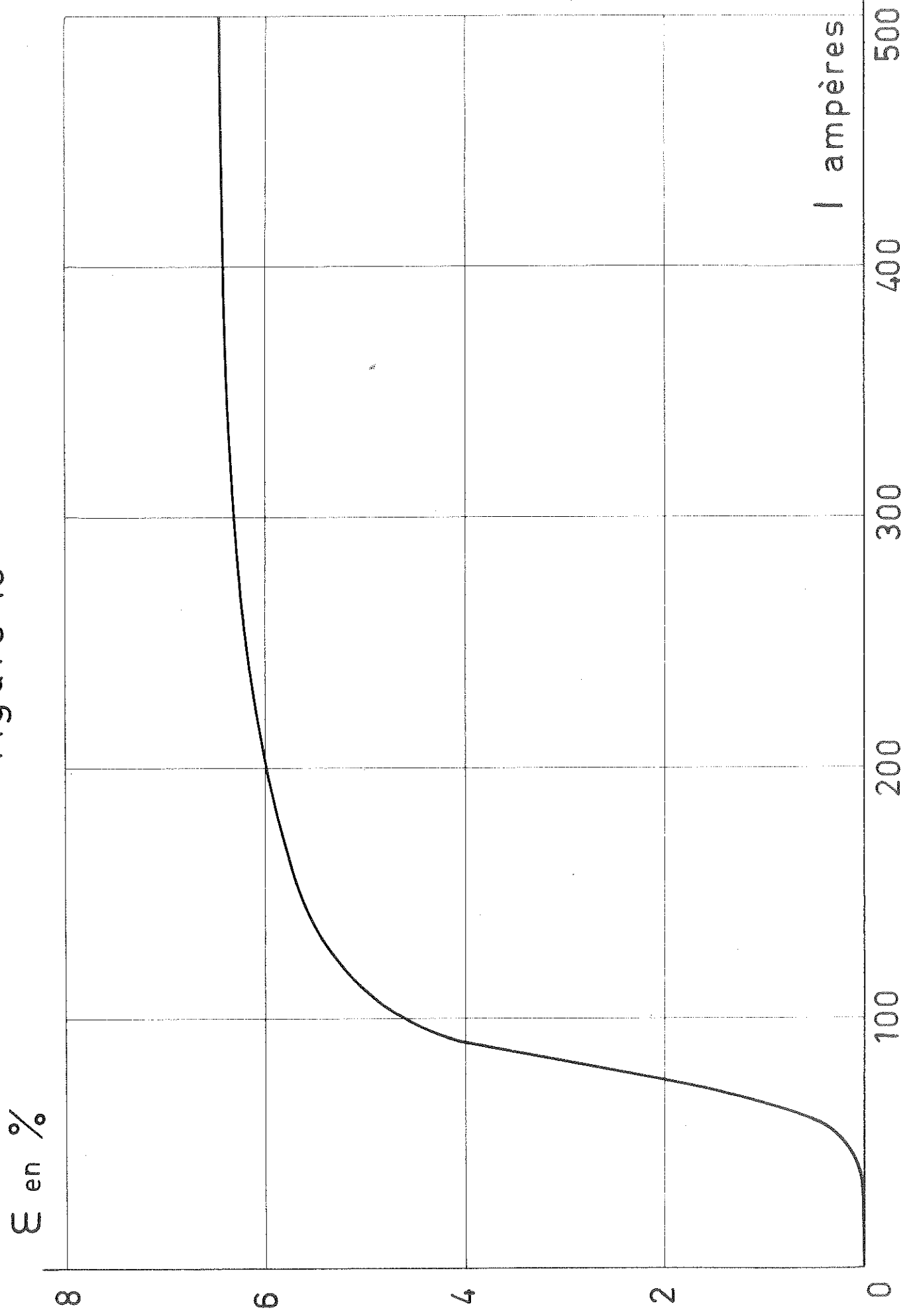
Nous remarquons que l'ordre de grandeur des corrections à effectuer est de quelques %, 10 au maximum. Si ces corrections sont connues avec une précision de l'ordre de 2 %, l'incertitude qui en résulte sur la valeur des aimantations est de 0,2 % dans les champs forts. Cette incertitude sera le plus souvent meilleure et par conséquent bien acceptable pour des mesures courantes.

Pour connaître le facteur ξ à quelques % près seulement, nous pouvons négliger l'influence de quelques paramètres secondaires en utilisant simplement un moment magnétique dont on connaît la loi de variation avec le champ appliqué. La méthode consiste alors à prendre les différences relatives entre la loi de variation théorique et la loi apparente mesurée.

Un moment magnétique constant, indépendant du champ, peut être réalisé au moyen d'une petite bobine analogue à celles que nous avons fabriquées pour mesurer la constante absolue du circuit de mesure. Son moment magnétique est de l'ordre de 1 à 2 u.é.m. cgs. Compte tenu de la sensibilité requise, les fluctuations du champ inducteur de notre installation rendent les mesures trop imprécises. On peut encore utiliser un moment magnétique variant linéairement avec le champ c'est-à-dire une substance paramagnétique étalon tel que le phyrophosphate de manganèse. Mais son moment reste toujours faible et l'inconvénient précédent subsiste. Nous n'avons pas pu, pour l'instant, nous servir des deux méthodes précédentes, la stabilité de l'alimentation étant suffisante.

Nous avons utilisé, en nous basant sur des travaux antérieurs, la loi d'approche à la saturation d'une substance de très forte aimantation, le fer. Cette loi d'approche, hyperbolique, de la forme $J = J_s (1 - a/H)$ a été établie par de nombreux auteurs jusqu'à des champs de l'ordre de 20 000 oersteds (5)(8)(9) avec une précision de l'ordre de 2 %. Ce résultat est suffisant pour nos mesures habituelles. Nous avons même admis que la loi hyperbolique restait valable dans des champs plus élevés, jusqu'à 30 000 oersteds. Nous avons taillé dans un morceau de fer de Yensen très pur (20) des échantillons comparables à ceux de nos études successives. Nous avons mesuré

figure 19



leurs aimantations en fonction du champ appliqué. On s'aperçoit que les corrections ϵ varient très peu tant que le volume des échantillons reste dans les limites définies en 12 a. Nous donnons, à titre indicatif, la courbe des variations de sensibilité obtenue avec un ellipsoïde de révolution allongé d'axes 3,5 et 8 mm (figure 19).

CHAPITRE V

LE SYSTEME D'EXTRACTION - LES ECHANTILLONS

13) - LE SYSTEME D'EXTRACTION :

Nous avons déjà décrit les différents modèles de portes-échantillons utilisés. Quand on fait varier la température, leur dilatation n'est pas négligeable et l'on doit régulièrement vérifier le centrage de la substance. Ce centrage, mis en évidence par le sens de déviation du spot du galvanomètre, est corrigé très simplement en agissant sur un ensemble vis-écrou à pas fin définissant la course d'extraction. Le porte-échantillon est extrait du centre de l'entrefer par un simple ressort à boudin travaillant à la traction. C'est un dispositif robuste, indéréglable, qui s'adapte instantanément à toutes les conditions d'expériences.

La course d'extraction est de l'ordre de 12 à 15 cm. selon l'aimantation rémanente des échantillons. Au delà de 15 cm. la substance n'a plus aucune action sur les bobines induites. Le temps d'extraction doit être suffisamment petit devant la période propre d'oscillation T_0 du galvanomètre utilisé pour que les élongations de ce dernier soient bien proportionnelles aux quantités d'électricité induites. Ce temps doit être au plus égal à $T_0/50$ pour que la proportionnalité ne varie pas de plus de 0,5 %.

14) - LES ECHANTILLONS

Nous pouvons donner aux échantillons des dimensions quelconques comprises dans les limites fixées au paragraphe 12 b. Leur forme sera choisie selon :

- les nécessités théoriques
- la quantité disponible et l'état physique de la substance à étudier.
- la valeur tolérée du coefficient de champ démagnétisant.

Le plus souvent, nous avons besoin de connaître la valeur du champ magnétique agissant effectivement sur l'échantillon H_1 . Pour cela, nous soustrayons au champ appliqué H_e le champ démagnétisant de forme $H_d = N J$ proportionnel à l'intensité d'aimantation J .

$$H_1 = H_e - N J$$

Quand le volume de l'échantillon est limité par une surface du second degré, le coefficient N ne dépend que des dimensions géométriques et peut se calculer (21), (22). Des tables numériques très complètes ont été établies par J.A. Osborn pour les ellipsoïdes (23), (24). Avec une forme quelconque, le champ démagnétisant n'est plus uniforme et l'on utilise une valeur moyenne approchée du coefficient N . R.M. Bozorth et D.M. Chapin ont étudiés les formes cylindriques (25), M.A. Rosenblatt et Sternberk J. les formes parallélépipédiques à base carrée (26)(27). Dans tous les cas, n'oublions pas la méthode de mesure de N proposée par M. Peschard (3)(28) : pour des matériaux de grande perméabilité initiale et loin de la saturation, le champ magnétique appliqué est très peu différent du champ démagnétisant.

C O N C L U S I O N

La mesure des aimantations est en magnétisme le moyen d'investigation ou de preuve le plus précieux et le plus indispensable. Les techniques de mesure dans des champs variant jusqu'à 20 000 oersteds et aux quelques points fixes des basses températures fournies par les gaz liquéfiés habituels sont actuellement parfaitement connues et mises au point. Mais nos connaissances s'élargissent chaque jour, il devenait vite nécessaire d'élargir parallèlement les domaines de températures et de champs utilisés. C'est dans ce but que nous avons équipé le laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble de l'installation complète que nous venons de décrire.

Des améliorations prochaines nous permettrons d'étendre notablement le domaine des aimantations mesurables et d'accroître la précision des mesures de température dans la zone comprise entre 5 et 15°K.

Si l'étude que nous avons faite peut être de quelque utilité aux laboratoires s'occupant de questions analogues, nous y trouverons simplement la meilleure récompense de notre travail.

DEUXIEME PARTIE

Les lois d'aimantation des monocristaux ferromagnétiques
des substances uniaxes

Etude magnétique d'un monocristal de $6\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{PbO}$

SOMMAIRE

On montre, en prenant $6\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot\text{PbO}$ comme exemple, que les lois de variation de l'aimantation d'un monocristal ferromagnétique de substance uniaxe, sous l'action d'un champ progressivement croissant, s'interprètent par le mécanisme d'aimantation de deux puis une "phase" de domaines élémentaires.

La variation isotherme de l'aimantation suivant le champ, lorsque celui-ci est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, permet de déterminer les valeurs des deux constantes d'anisotropie K_1 et K_2 et de l'aimantation spontanée J_s . L'étude a été faite de $2,3^\circ\text{K}$ jusqu'au point de Curie.

INTRODUCTION

L'hexaferrite de plomb $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$ se situe de par sa constitution et ses propriétés magnétiques dans le groupe des matériaux appelé Ferroxdure. Les Ferroxdures, sont des oxydes magnétiquement durs et de forte résistivité, ne contenant pas de cobalt ou de nickel comme la plupart des autres matériaux à aimants permanents et présentant, de ce fait, un grand intérêt économique. Ils se distinguent du groupe des Ticonals par leur aimantation à saturation et leur induction rémanente relativement basses, par leur champ coercitif comparativement très élevé. Le Ferroxdure le plus connu, actuellement commercialisé, est le ferrite de baryum de composition $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{BaO}$. Il constitue un ingrédient de base dans la fabrication des aimants permanents (1).

Le ferrite de plomb $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$ possède la même structure cristalline que ce dernier composé, à savoir une structure à symétrie hexagonale. Adelsköld (2) a montré qu'il est isomorphe de la magnétoplombite naturelle dont la composition est approximativement $\text{Pb}(\text{Fe}, \text{Mn})_{12}\text{O}_{19}$.

Les ions oxygènes, les plus denses, forment un empilement hexagonal dans les cavités duquel se trouvent répartis les ions Pb^{2+} et les ions ferriques Fe^{3+} . Ces derniers sont situés sur cinq sites cristallographiques différents. Le réseau comporte des "blocs" entiers dont la configuration est identique à celle du réseau spinelle. Les couches séparant ces blocs contiennent les ions Pb^{2+} et des sites "bi-pyramidaux" d'ions ferriques assez particuliers. Les paramètres de la structure sont $a = 5,877 \text{ \AA}$ et $c = 23,02 \text{ \AA}$.

Les propriétés magnétiques de la magnétoplombite s'interprètent dans le cadre de la théorie du ferrimagnétisme (3).

La valeur du moment à saturation absolue se déduit de la répartition des ions fer et des sens respectifs de leurs moments schématisés ci-dessous (1)(4)

site octaédrique	12 k	→	6 Fe ³⁺
site octaédrique	2 a	→	1 Fe ³⁺
site octaédrique	4 f ₂	←	2 Fe ³⁺
site tétraédrique	4 f ₁	←	2 Fe ³⁺
site "bi-pyramidal"	2b	→	1 Fe ³⁺

Pour chaque molécule, on trouve 8 moments orientés "vers la droite" et 4 moments orientés "vers la gauche". Comme chaque ion ferrique a un moment de 5 magnétons de Bohr, l'aimantation spontanée est de 20 μ_B par molécule gramme c'est-à-dire 483 u.é.m. cgs d'intensité d'aimantation environ.

Les valeurs des aimantations à saturation en fonction de la température peuvent se calculer en généralisant la théorie du champ moléculaire local (3) au cas de cinq sous-réseaux moyennant des données expérimentales suffisantes pour connaître l'intensité des diverses interactions.

Sous la forme polycristalline, l'aimantation rémanente est égale à la moitié de l'aimantation à saturation. Les grains de très petites dimensions sont monodomaines. Les variations d'aimantation sont uniquement dues au mécanisme des rotations. L'étude du ferrite de baryum $6Fe_2O_3BaO$, qui ne diffère de la magnétoplombite que par la substitution de l'ion non magnétique Pb par un autre ion non magnétique Ba, montre que l'aimantation macroscopique s'approche de sa valeur à la saturation en variant comme l'inverse du carré du champ magné-

tique appliqué (5).

Sous la forme **monocristalline**, tout le comportement magnétique de la magnétoplombite est intimement lié à ses deux caractères essentiels à savoir :

- c'est un oxyde à structure hexagonale qui comporte une seule direction privilégiée d'aimantation, la déviation parallèle à l'axe de l'hexagone (6)(7).
- c'est un oxyde dont le cristal uniaxial possède une très grande anisotropie magnétique, l'anisotropie magnéto cristalline fournissant, dans la plupart des cas, la contribution essentielle.

Il nous a paru intéressant d'étudier cette anisotropie à toutes les températures inférieures au point de Curie ferromagnétique c'est-à-dire 725°K environ. L'étude des variations de l'aimantation en fonction du champ pour différentes orientations de celui-ci par rapport à l'axe c de facile aimantation est également très instructive. Les formes de courbes obtenues s'interprètent de façon très satisfaisante en utilisant le concept des "phases" introduit par L. Néel en 1944 pour rendre compte des propriétés magnétiques d'un monocristal de fer (8).

CHAPITRE I

LES VARIATIONS DE L'AIMANTATION EN FONCTION DU CHAMP (9)

A - ETUDE EXPERIMENTALE

1) - GENERALITES

On sait que l'énergie d'anisotropie magnétocristalline d'un monocristal uniaxe à structure hexagonale peut être représentée à une constante additive près par une expression de la forme :

$$F_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K'_3 \sin^6 \theta \cos 6\varphi + \dots$$

θ étant l'angle du vecteur aimantation spontanée J_S avec l'axe de l'hexagone, φ son azimut dans le plan de base par rapport à une direction d'énergie extrême, $K_1, K_2, \dots$ etc. Les constantes d'anisotropie.

En se limitant aux deux premiers termes c'est-à-dire en ne considérant que les constantes K_1 et K_2 d'anisotropie, J.Smit (10) a cherché les positions d'équilibre du vecteur aimantation spontanée, lorsque le champ magnétique intérieur est nul et en négligeant l'énergie magnétoélastique. Il obtient ces directions préférentielles θ_0 en écrivant que

$$\frac{d F_K}{d \theta} = 0$$

le champ d'anisotropie correspondant étant donné par :

$$H_A = \frac{1}{J_S} \left(\frac{d^2 F_K}{d \theta^2} \right)_{\theta = \theta_0}$$

c'est ainsi que selon les valeurs respectives de K_1 et K_2 on peut trouver un axe, un plan ou un cône de facile aimantation.

On verra plus loin qu'avec la magnétoplombite $6Fe_2O_3PbO$, K_1 et K_2 sont positifs, K_2 étant de l'ordre du centième de K_1 .

$$\text{Pour ce composé } \theta_0 = 0, H_A = \frac{2K_1}{J_S}$$

L'axe c de l'hexagone est de facile aimantation. Le plan de base est de difficile aimantation. Il peut être considéré comme isotrope au point de vue magnétique, pour les champs importants, supérieurs à 1000 Oersteds, mis en jeu dans nos expériences ($K'_3 = 0$).

Nous avons utilisé pour nos études quelques uns des nombreux monocristaux de $6Fe_2O_3PbO$ qui se forment lors de la préparation de monocristaux de ferrites grenats par la méthode de Nielsen (11).

Notre premier échantillon a été taillé en forme de sphère d'environ 5,5 mm de diamètre. Il est en effet souhaitable, et nous en verrons la raison au paragraphe 5, que le coefficient de champ démagnétisant de forme reste le même dans toutes les directions.

2) - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Désignons par φ l'angle du champ extérieur appliqué H_e avec l'axe c de facile aimantation. Nous avons mesuré, à la température ambiante de 19°C , dans des champs extérieurs variant jusqu'à 30 000 oersteds et pour différents angles φ : $0, \pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3, 5\pi/12, \pi/2$, la variation de la composante J_H suivant le champ appliqué H_e de l'intensité d'aimantation résultante J de la substance. Nous avons porté sur la figure 1 les variations expérimentales de l'aimantation réduite $i = J_H/J_S$ en fonction du champ réduit $h = H_e/H_A$, H_A représentant le champ d'anisotropie $2K_1/J_S$, c'est-à-dire le champ intérieur H_i nécessaire pour amener l'aimantation spontanée J_S de l'axe c dans le plan de base. Les résultats expérimentaux peuvent être résumés comme suit :

Pour $\varphi = 0$, l'aimantation J_H commence par croître proportionnellement à H_e avec une susceptibilité égale à l'inverse du coefficient de champ démagnétisant $n = 4\pi/3$ de notre échantillon sphérique. A partir d'un champ de l'ordre de 1350 oersteds l'aimantation est constante et égale à l'aimantation spontanée J_S . Sa valeur numérique est de 320 u.é.m. par cm^3 .

Pour $\varphi = \pi/2$, on peut considérer en première approximation que la variation de J_H est proportionnelle à celle du champ intérieur jusqu'à une valeur de celui-ci de l'ordre de 15 500 oersteds, à partir de laquelle J_H reste constante et égale à J_S . Cette allure de courbe est caractéristique de la variation d'aimantation d'une substance uniaxe, pour un champ appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, lorsque dans l'expression de l'énergie magnétocristalline $K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta$, le terme K_2 est négligeable devant K_1 .

On peut connaître du reste K_1 et K_2 par une méthode déjà utilisée par Sucksmith et Thompson (12). Portant sur un graphique (figure 2) la variation de H_e/J en fonction de J^2 , on montre (cf.6) que, si l'on néglige l'énergie magnétoélastique, la courbe obtenue est une droite dont l'ordonnée à l'origine et la pente permettent de déterminer K_1 et K_2 . On trouve à la température ambiante ($T = 292^\circ K$)

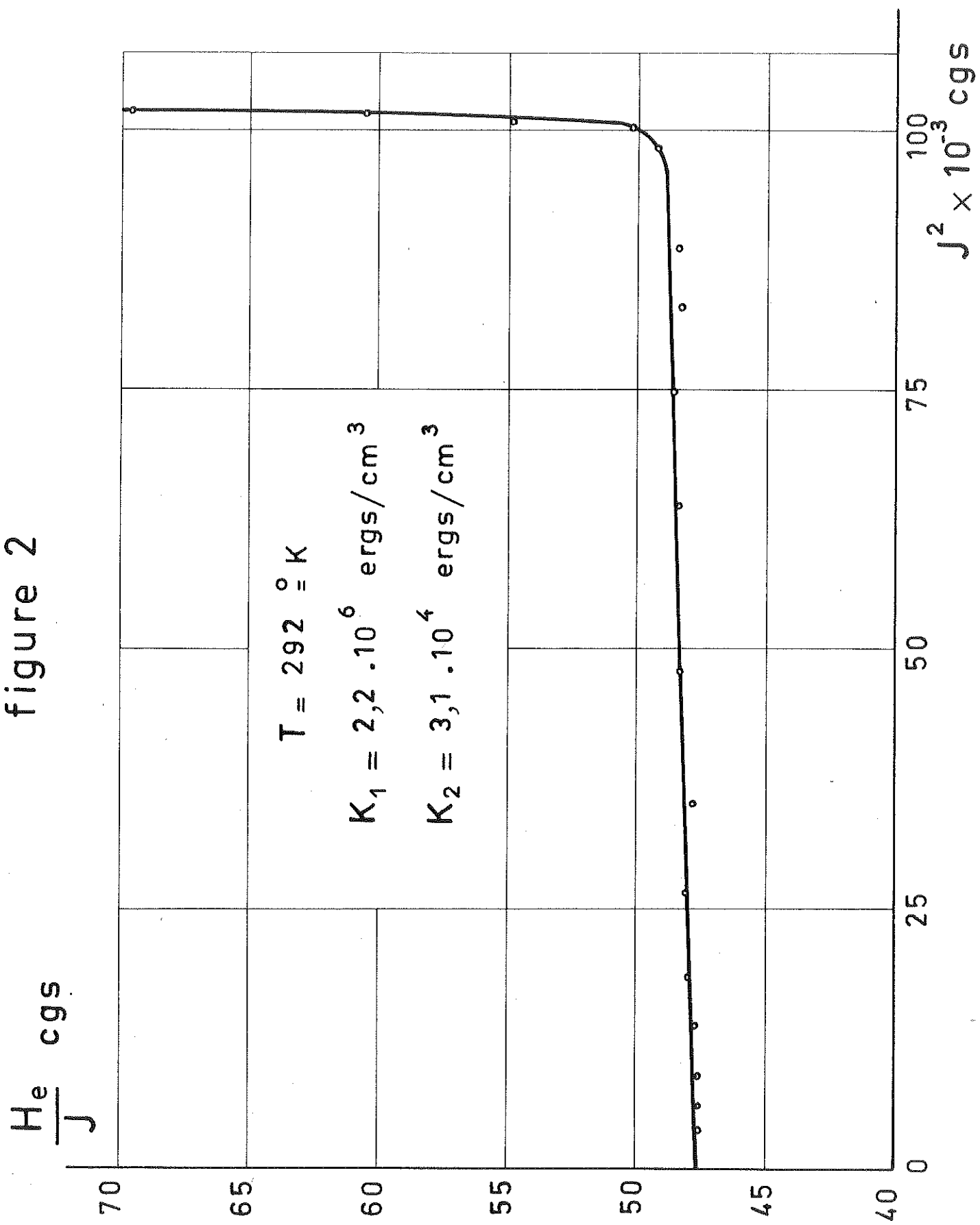
$$\begin{aligned} K_1 &= 2,2 \cdot 10^6 \text{ ergs/cm}^3 \\ \text{et } K_2 &= 3,1 \cdot 10^4 \text{ ergs/cm}^3 \end{aligned}$$

On vérifie que K_2 est de l'ordre du centième de K_1 .

Pour les valeurs intermédiaires de φ , l'aimantation J_H est nulle dans un champ nul ; elle croît proportionnellement avec H_e jusqu'à une valeur H_S de celui-ci. Au delà, après un changement de pente, la courbe de variation a l'allure d'une loi d'approche à la saturation.

Ce comportement particulier ne peut être interprété complètement par le mécanisme simple de rotation de l'aimantation spontanée. L. Néel nous suggéra d'essayer d'expliquer ces résultats en utilisant le concept de "phases" qui lui permit de rendre compte avec succès des propriétés magnétiques des cristaux de fer (8) et de pyrrhotine (13).

figure 2



B - INTERPRETATION THEORIQUE

3) - LES MECANISMES ELEMENTAIRES D'AIMANTATION DES CORPS FERROMAGNETIQUES.

On sait qu'un cristal ferromagnétique, de dimensions suffisantes, en l'absence de champ magnétique extérieur, est subdivisé en plusieurs régions ou "domaines élémentaires" aimantées individuellement à saturation, mais dans des directions différentes, sous l'action d'un "champ moléculaire". Cette hypothèse fondamentale, formulée par P. Weiss en 1907 est aujourd'hui vérifiée de façon très sûre par les nombreuses expériences de Bitter, Elmore, Bozorth, Barkhausen, les travaux de Bloch et de Heisenberg. On peut alors envisager deux mécanismes principaux pour rendre compte des variations de l'aimantation sous l'action d'un champ extérieur :

a) Une rotation, généralement réversible, de l'aimantation spontanée à l'intérieur de chaque domaine élémentaire dont les parois restent fixes.

b) Un déplacement, réversible ou irréversible, des parois de séparation entre domaines contigus dont les directions d'aimantation restent fixes.

Des considérations énergétiques montrent que ces deux processus correspondent bien à une diminution de l'énergie potentielle du cristal. L'état d'équilibre stable s'obtient en cherchant le minimum de cette énergie libre. Cette énergie libre se compose de :

a) L'énergie magnétocristalline F_K

Elle est suffisamment bien représentée pour un cristal uniaxe, d'axe OC, par une expression de la forme

$$F_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad \theta = (\vec{OC}, \vec{J}_s)$$

Très souvent le premier terme fournit une approximation acceptable.

b) L'énergie magnétoélastique F_σ

Elle résulte de l'existence des tensions internes et de la magnétostriction. On la représente habituellement par l'expression simplifiée :

$$F_\sigma = \frac{3}{2} \lambda_s \sin^2 \theta \quad \theta = (\vec{J}_s, \vec{\sigma})$$

c) L'énergie de champ démagnétisant moyen F_d

$$F_d = \int \frac{H_d^2}{8\pi} dv$$

Dans le cas d'une sphère, surface du second degré, dont le coefficient de champ démagnétisant n est le même dans toutes les directions

$$F_d = \frac{1}{2} \cdot n \cdot J^2$$

J représentant la valeur de l'aimantation moyenne de la substance par unité de volume.

d) L'énergie de champ appliqué F_H

Son expression est classique

$$F_H = - J H_c \cos \theta \quad \theta = (\vec{H}_c, \vec{J})$$

c) L'énergie des parois F_p

Cette énergie se compose de l'énergie propre des parois que l'on néglige ici et de l'énergie superficielle

due à la présence possible de charges fictives réparties sur les surfaces de séparation des domaines élémentaires. La valeur de cette dernière peut être considérable.

4) - LES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA THEORIE (8)

Nous considérons un monocristal ferromagnétique parfait, de grandes dimensions, sans défauts, inclusions ni tensions internes ($F_G = 0$) donc ne présentant pas d'hystérésis. Ce monocristal est limité par une surface du second degré et placé dans un champ uniforme. Sa subdivision en domaines élémentaires est telle que les charges intérieures libres sont partout nulles. Cette configuration rend nulle l'énergie superficielle des parois F_p et correspond déjà à un état d'énergie particulièrement faible. Le champ démagnétisant H_d est uniforme ainsi que le champ intérieur H_i on a partout $H_i = H_e + H_d$.

Dans ces conditions, les domaines élémentaires, sauf quelques domaines superficiels spéciaux dits de fermeture, peuvent être rangés en un nombre fini de familles, appelées "phases". Chaque phase est constituée par l'ensemble des domaines dont les aimantations spontanées sont égales et parallèles entre elles.

En l'absence de champ extérieur, dans les états d'aimantation nulle, le nombre de phases est égal au double du nombre des directions de facile aimantation. En présence d'un champ extérieur, l'aimantation du cristal croît de zéro jusqu'à la saturation suivant une succession de "modes" caractérisées par le nombre de phases en présence. Dans chaque état d'équilibre, toutes les phases doivent posséder le même po-

tentiel thermodynamique. Il en résulte que le champ intérieur H_i est toujours disposé de façon "symétrique" par rapport aux axes du réseau cristallin (sauf dans les périodes finales à une phase, naturellement). Dans le domaine de champ correspondant à chaque mode les variations d'aimantation s'effectuent selon les mécanismes classiques rappelés au paragraphe 3.

5) - LES SUBSTANCES UNIAXES (13) : $6 \text{ Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$

Pour les substances uniaxes où l'axe est de facile aimantation la théorie précédente est notablement plus simple.

Il est probable et les premières expériences à ce sujet semble le confirmer (14) qu'à l'intérieur du cristal non déformé, les domaines élémentaires ont la forme de feuillets plans parallèles à l'axe c. En l'absence de champ, les aimantations spontanées de deux domaines contigus sont le long de l'axe c, mais dans des directions opposées. Les domaines élémentaires peuvent ainsi être rangés en deux phases distinctes seulement. Leurs proportions λ et μ ont la valeur commune 1/2. Ainsi, à l'application du champ, l'aimantation s'établit dans le cristal suivant un mode initial à deux phases, avec un champ intérieur perpendiculaire à l'axe c, puis un mode final à une phase dans laquelle la direction du champ intérieur n'a pas de relation simple avec la direction de l'axe.

Désignons respectivement (figure 3) par φ et θ les angles du champ extérieur H_e et du vecteur intensité d'aimantation spontanée J_s avec l'axe c de facile aimantation (OY), par OX un axe de difficile aimantation dans le plan de base, parallèle à la projection du champ extérieur sur ce plan.

Les expressions générales de différentes énergies s'écrivent :

$$\begin{aligned} F_K &= K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \\ F_d &= \frac{1}{2} n J_s^2 \left[(\lambda + \mu)^2 \sin^2 \theta + (\lambda - \mu)^2 \cos^2 \theta \right] \\ F_H &= - H_e J_s \left[\lambda \cos (\varphi - \theta) - \mu \cos (\varphi + \theta) \right] \end{aligned} \quad [1]$$

l'énergie potentielle totale du cristal est :

$$F = F_K + F_d + F_H$$

En écrivant que F est minimum et compte tenu de l'égalité

$$\lambda + \mu = 1$$

l'équilibre magnétique du système est parfaitement définie par la connaissance d'un seul paramètre θ , λ ou μ .

La méthode n'est pas très élégante. Il est beaucoup plus simple, dans notre cas, de raisonner, comme le fait L. Néel (13), sur les champs réels ou équivalents correspondants aux énergies précédentes. Mais il est important de remarquer que la nature physique des forces mises en jeu ne permet pas une généralisation totale de ce procédé ce qui limite considérablement son intérêt.

Le système contenant initialement deux phases, faisons croître le champ H_e à partir de zéro et toujours dans la même direction φ . Par déplacement de parois, le volume de l'une des phases augmente aux dépens de l'autre. En même temps par rotation, les aimantations spontanées s'écartent de façon continue de leur direction initiale OY . L'aimantation résultante J doit être telle que le champ intérieur $\vec{H}_i = \vec{H}_e - n \vec{J}$ soit parallèle à OX . Les aimantations spontanées des deux phases font alors, à chaque instant, le même angle θ avec

figure 4

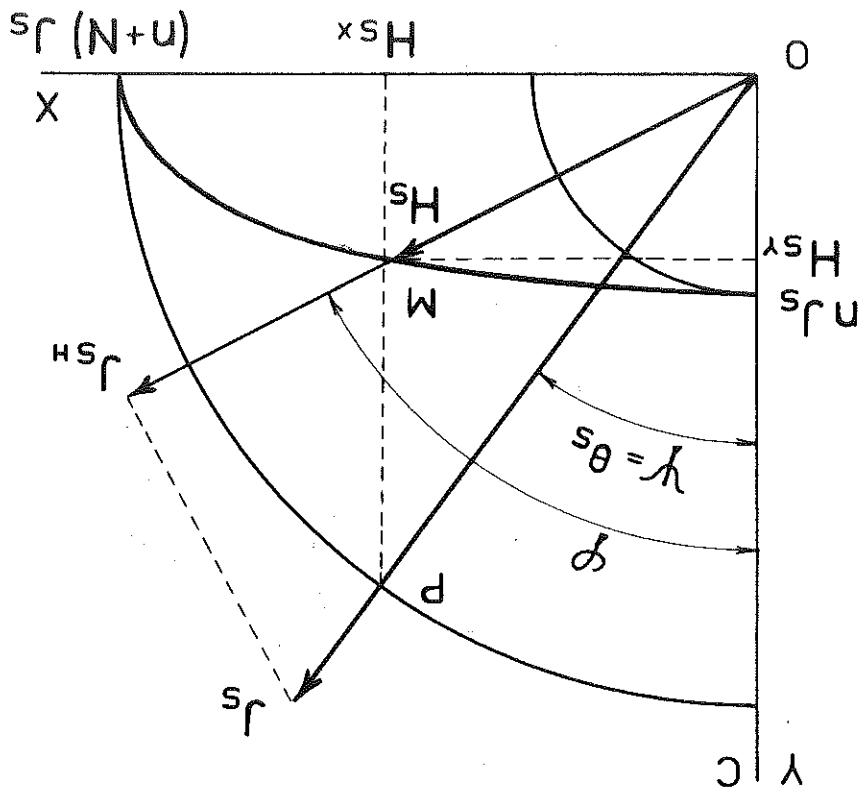
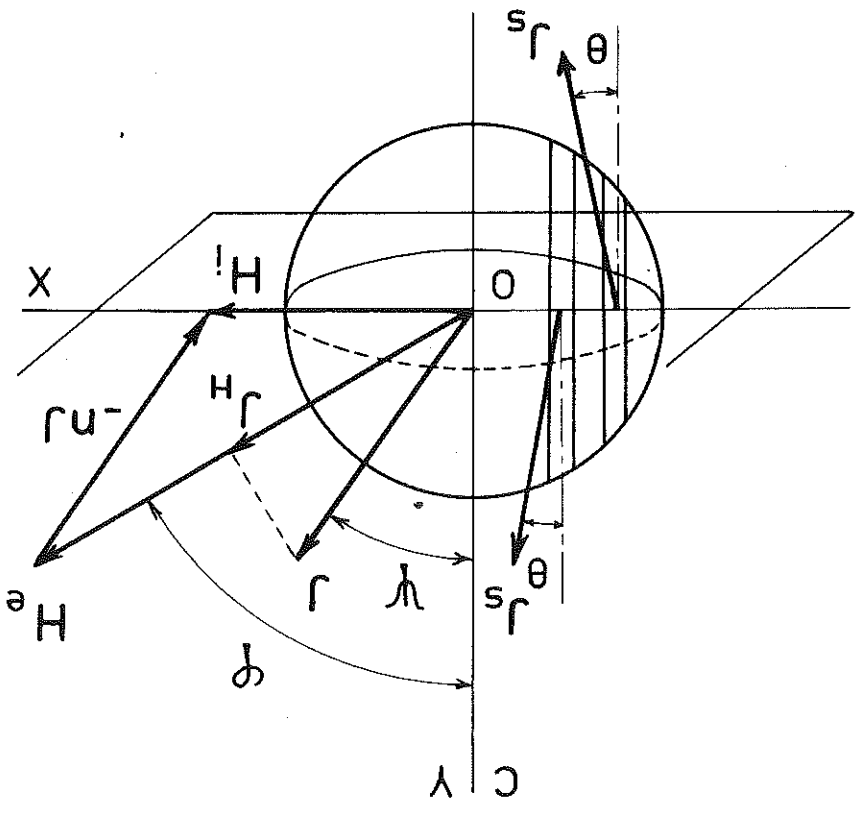


figure 3



l'axe c et possèdent la même projection J_X sur le plan de base. Si l'on admet que les couplages magnétocristallins sont suffisamment bien représentés par le terme d'énergie $K_1 \sin^2 \theta$, leur action est équivalente à celle d'un champ structural (15), démagnétisant, parallèle à OX , d'expression $-NJ_X$ avec $N = 2K_1/J_S^2$. Les équations d'équilibre de l'aimantation s'écrivent :

$$H_Y - n J_Y = 0 \quad [2]$$

$$H_X - n J_X - NJ_X = 0$$

J_X et J_Y sont définies par les égalités :

$$J_X = (\lambda + \mu) J_S \sin \theta \quad [3]$$

$$J_Y = (\lambda - \mu) J_S \cos \theta$$

Avec la condition $\lambda + \mu = 1$, les équations [2] et [3] permettent de calculer λ , μ et θ . Les deux phases coexistent dans la substance jusqu'à ce que $\lambda = 1$ et $\mu = 0$. Le champ seuil H_S correspondant à la transition est défini par :

$$H_{SX} = n J_S \cos \theta_S \quad [4]$$

$$H_{SY} = (n+N) J_S \sin \theta_S$$

$$\text{Il vaut : } H_S = J_S \cdot \frac{1}{\left(\frac{\cos^2 \varphi}{n^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{(n+N)^2} \right)^{1/2}}$$

Les égalités [4] représentent les équations paramétriques d'une ellipse de centre O , de petit axe nJ_S parallèle à OY , de grand axe $(n+N)J_S$ parallèle à OX . L'aimantation spontanée J_S correspondant au champ seuil OM est placé, comme l'indique

la figure 4, selon OP. Quand le champ appliqué diminue en conservant la direction φ , l'aimantation moyenne J diminue proportionnellement en conservant la direction $\psi = \theta_s$ définie par les équations [2]

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{n}{n + N} \cdot \operatorname{tg} \varphi$$

on définit une susceptibilité parallèle J_H/H_e égale à J_{SH}/H_s

$$\chi = \frac{n + N \cos^2 \varphi}{n (n + N)}$$

Cette susceptibilité prend les valeurs particulières de $1/n$ pour $\varphi = 0$ et $\frac{1}{n + N}$ pour $\varphi = \pi/2$. Les proportions λ et μ de chacune des phases en équilibre sont données respectivement par :

$$\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 + \frac{n^2 J_s^2}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{1}{H_e^2} - \frac{1}{H_s^2} \right)} \right]^{1/2}$$

Pour les valeurs de H_e supérieures ou égales à H_s , l'ensemble des domaines ne forment plus qu'une seule phase. La variation de l'aimantation J_H est alors uniquement due à la rotation de l'aimantation spontanée J_s . Le champ démagnétisant $-nJ_s$ constant et parallèle à J_s ne joue plus aucun rôle. L'aimantation spontanée s'aligne sur la résultante du champ appliqué H_e et du champ structural $-NJ_X$ on a :

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \varphi - \frac{NJ_s}{\cos \varphi} \cdot \frac{\sin \theta}{H_e}$$

ou

$$\sin 2 \theta = \frac{H_e J_s}{K_1} \sin (\varphi - \theta)$$

et l'on mesure

$$J_H = J_s \cos (\varphi - \theta)$$

Ces équations relativement simples définissent la loi d'approche à la saturation.

Sur la figure 1, où l'on a représenté les variations expérimentales de l'aimantation réduite i en fonction du champ réduit h , les courbes en trait fort sont celles calculées par les méthodes exposées ci-dessus. On s'aperçoit que l'écart maximum entre les deux courbes est inférieur à 4 %. Il est meilleur que le pour cent dans un grand intervalle de champ.

Le concept des phases et les mécanismes correspondants rendent donc compte de façon très satisfaisante du processus d'aimantation d'un monocristal ferromagnétique uniaxe. Notre résultat est vrai à toutes les températures à la seule condition que le terme d'anisotropie $K_2 \sin^4 \theta$ reste petit devant le terme $K_1 \sin^2 \theta$. Mais notons que le concept des phases est encore valable quand K_2 n'est plus négligeable devant K_1 , les calculs sont un peu plus compliqués.

CHAPITRE II

LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'AIMANTATION SPONTANÉE ET DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE K_1 ET K_2 (16)

6) - LA DÉTERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE

Nous avons vu que l'énergie magnétocristalline est suffisamment bien représentée par l'expression :

$$F_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta$$

Expérimentalement nous pouvons déterminer K_1 et K_2 en évaluant les travaux réversibles d'aimantation $\int H_1 dJ$ par la mesure des surfaces comprises entre les courbes d'aimantations correspondant à deux directions cristallographiques différentes. On a par exemple :

$$\text{Pour } \varphi = \pi/2 \quad F_K = K_1 + K_2$$

$$\varphi = \pi/3 \quad F_K = \frac{3}{4} K_1 + \frac{9}{16} K_2$$

$$\varphi = \pi/4 \quad F_K = \frac{1}{2} K_1 + \frac{1}{4} K_2$$

.....etc.....

Par ailleurs, partant de l'énergie libre F , on trouve pour le champ d'anisotropie, c'est-à-dire le champ intérieur nécessaire pour saturer le monocristal dans la direction $\varphi = \pi/2$,

$$H_A = \frac{2}{J_S} (K_1 + 2 K_2)$$

Toutes ces relations permettent de déterminer K_1 et K_2 à chaque température.

Nous avons préféré utiliser la méthode proposée en 1954 par Sucksmith et Thompson (12).

Utilisons les expressions générales des énergies [1]. Pour $\varphi = \pi/2$ c'est-à-dire $\lambda = \mu = \frac{1}{2}$ elles s'écrivent

$$F_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta$$

$$F_d = \frac{1}{2} n J_s^2 \sin^2 \theta$$

$$F_H = - H_e J_s \sin \theta$$

l'énergie totale doit être minimum

$$\frac{d}{d\theta} (F_K + F_d + F_H) = 0$$

l'expression nous donne par ailleurs $J = J_s \sin \theta$ on trouve ainsi que

$$H_e/J = \left(\frac{4K_2}{J_s^4} \right) J^2 + \left(\frac{2K_1}{J_s^2} + n \right)$$

La courbe représentative des variations de H_e/J en fonction de J^2 est une droite de pente égale à $4K_2/J_s^4$ et d'ordonnée à l'origine égale à $2K_1/J_s^2 + n$. Une telle droite a déjà été tracée sur la figure 2.^s Il s'ensuit que la connaissance de la courbe d'aimantation pour un champ appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation est suffisante pour déterminer K_1 , K_2 et aussi J_s à chaque température. Par ailleurs, dans cette direction, le vecteur aimantation moyenne $J = J_H$ est toujours dirigé suivant le champ appliqué et le coefficient de champ démagnétisant n intervenant dans tout l'intervalle de champ est celui correspondant à la direction fixe de ce dernier. Il n'est plus nécessaire d'utiliser un échantillon sphérique.

de l'aimantation à saturation absolue rapportée à $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$ est égale à 18,6 magnétons de Bohr. Elle est inférieure de 7 % à la valeur de la saturation absolue théorique de 20 magnétons de Bohr. Les constantes K_1 et K_2 sont toujours positives. K_2 est au plus égal à $K_1/50$. L'axe c reste axe de facile aimantation. Les valeurs de K_1 , K_2 et J_s aux très basses températures, nous permettent d'établir les lois d'approche au zéro absolu pour chacune de ces grandeurs. Il serait vain d'en tirer, dès maintenant, des conclusions sans connaître les variations thermiques des aimantations spontanées de chacun des cinq types d'ions ferriques.

TABLEAU I

T °K	σ ué/m/gr	J_s ué/m/cm ³	$K_1 \times 10^{-6}$ ergs/cm ³	$K_2 \times 10^{-6}$ ergs/cm ³	H_A Oersteds
2,3	87, 0	450	2,84	6,2	13 400
4,2	87,0	450	2,84	6,2	13 400
9,5	86,9	449,5	2,84	6,2	13 400
15	86,8	449	2,84	6,2	13 400
20,4	86,7	448	2,83	6,2	13 400
48	86,2	445,5	2,82	6,0	13 400
67	85,8	443	2,80	6,0	13 400
78	85,2	440	2,78	5,8	13 400
121	82,0	423	2,70	5,4	13 450
160	77,7	401	2,62	4,5	13 630
203	72,8	376	2,50	4,0	13 800
248	67,2	347	2,35	3,9	14 050
277	63,5	328	2,25	3,5	14 160
291	62,0	320	2,20	3,1	14 200
330	57,2	295	2,07	2,6	14 350
368	53,0	273	1,93	2,2	14 420
411	47,8	247	1,77	1,5	14 520
441	44,5	230	1,64	1,1	14 410
486	39,5	204	1,44	0,7	14 210
526	35,2	181,5	1,25	0,4	13 820
565	30,8	159	1,04	0,1	13 100
601	26,7	138	0,85		12 320
643	21,5	111	0,58		10 450
672	17,4	90	0,40		8 900
693	13,2	68	0,23		6 800
710	7,16	37			
723	2,71	14			
725	•	0			

figure 6

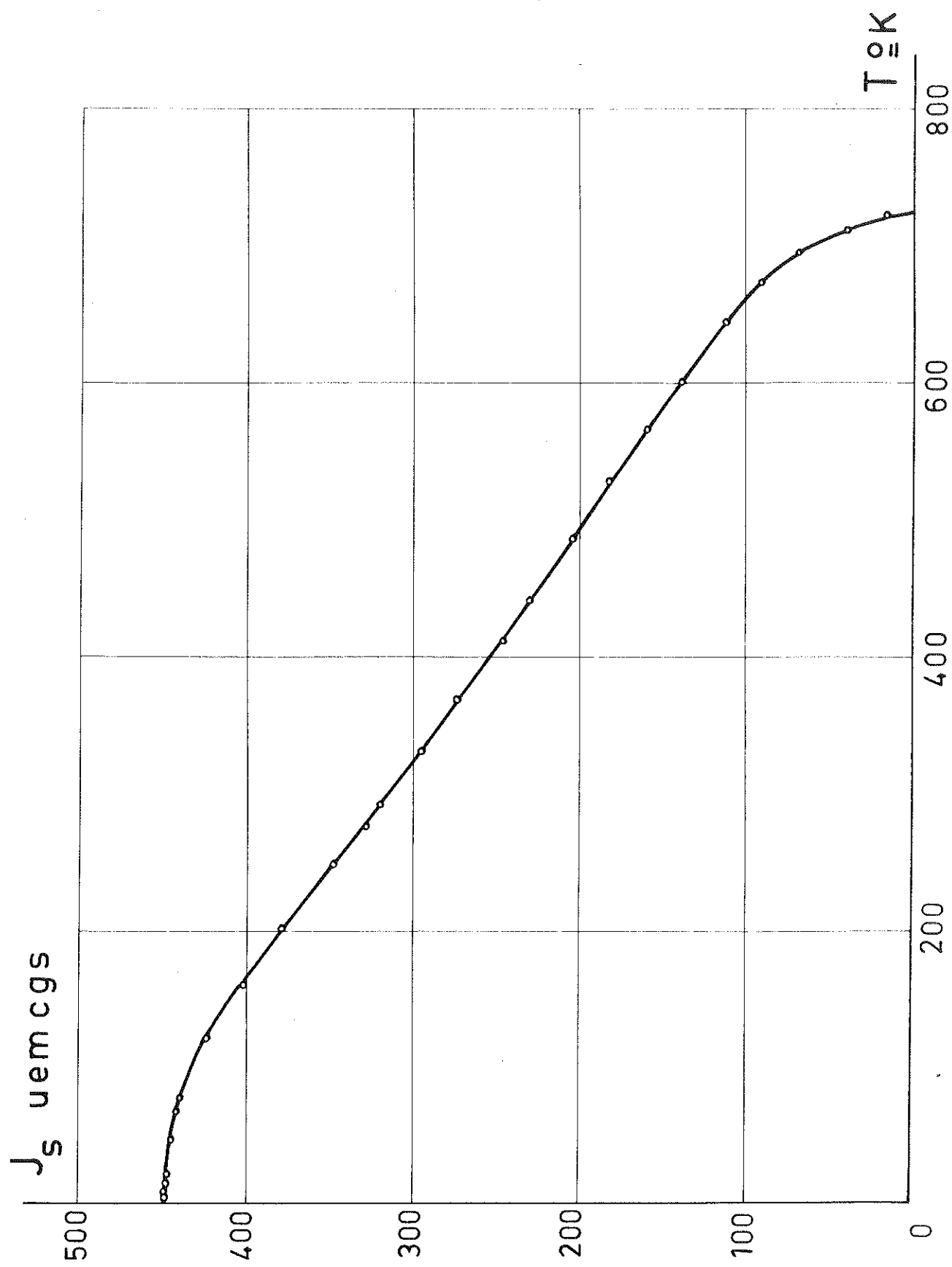


figure 7

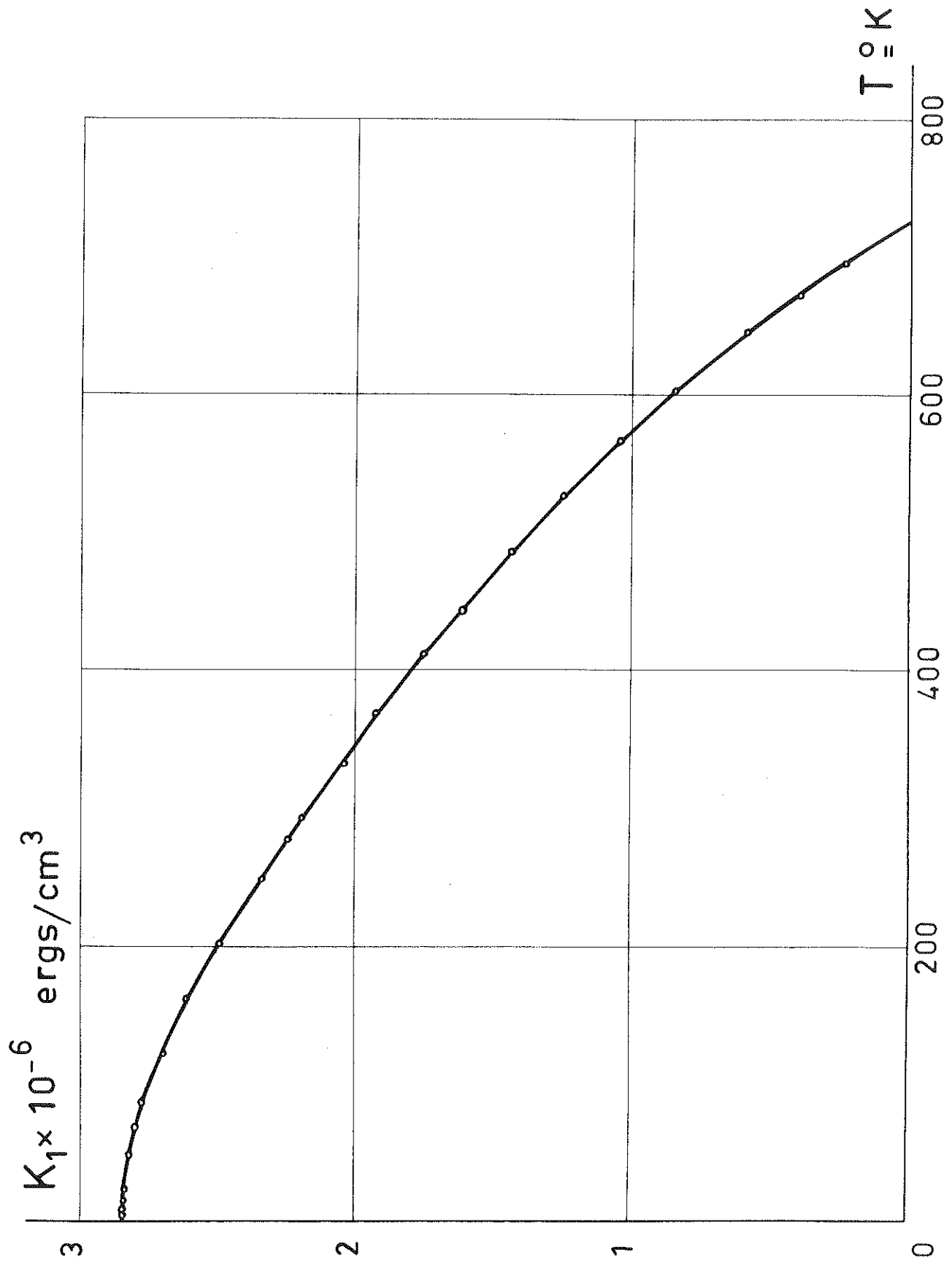
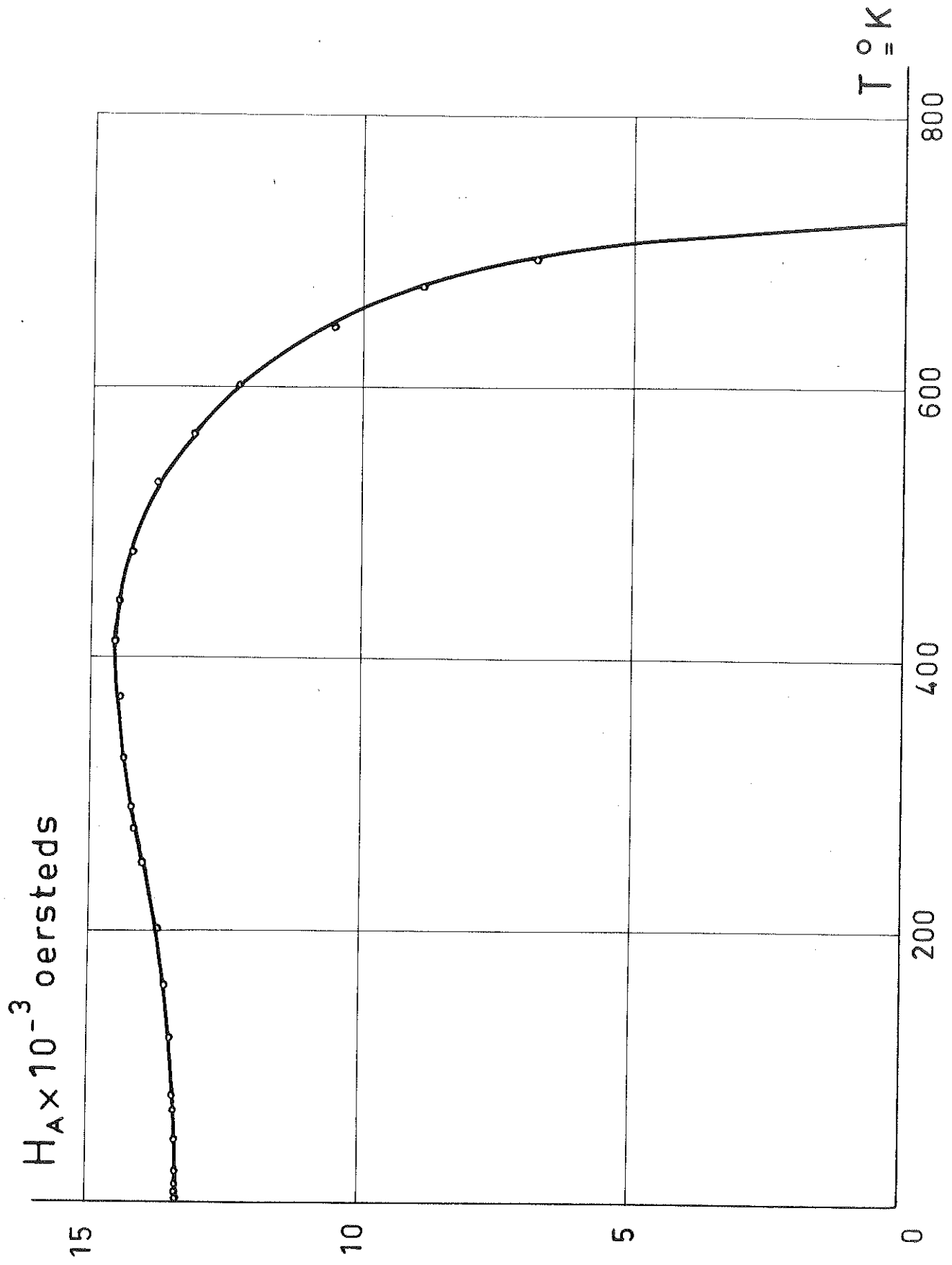


figure 9



CONCLUSION

Nous avons exposé les mécanismes d'aimantation d'un monocristal ferromagnétique de substance uniaxe, l'axe étant une direction de facile aimantation. Les domaines élémentaires peuvent être rangés en deux catégories ou "phases" qui correspondent chacune à une direction bien déterminée de l'aimantation spontanée. Les premiers diagrammes de poudres observés sur la magnétoplombite, $6\text{Fe}_2\text{O}_3\text{PbO}$, semblent bien confirmer cette hypothèse. La variation de l'aimantation résultante se fait suivant deux "modes" correspondant au nombre de phases en équilibre pour un champ donné. Le calcul de la courbe d'aimantation dans ces deux modes rend compte des résultats expérimentaux relatifs à un monocristal de magnétoplombite.

Sous une forme plus complète, la méthode a déjà été appliquée avec succès aux monocristaux de fer et de pyrrhotine. Elle rend compte, en somme, de façon très satisfaisante des lois d'aimantation des monocristaux ferromagnétiques en général.

BIBLIOGRAPHIE

I PARTIE

UNE INSTALLATION DE MESURE DES AIMANTATIONS

ENTRE 2 ET 1200°K

- 1 - P. WEISS.
Journ de Physique 1905, 4, p.473
- 2 - P. WEISS.
Journal de Physique 1910, 9, p. 373
- 3 - M. PESCHARD
Revue de Metallurgie 1925, 22, p.490
- 4 - P. WEISS et R. FORRER
Annales de Physique 1926, 5, p.153
- 5 - P. WEISS et R. FORRER
Annales de Physique 1929, 12, p. 279
- 6 - Ch. SADRON
Annales de Physique 1932, 17, p. 371
- 7 - M. FALLOT
Annales de Physique 1936, 6, p. 305
- 8 - P. TAGLANG
Thèse Strasbourg 1950
- 9 - R. PAUTHENET
Annales de Physique 1952, 7, p. 710
- 10 - H. DANAN
Thèse Strasbourg 1958
- 11 - E. DURAND
Electrostatique et Magnétostatique. Masson et Cie, 1953,
XII, p. 433

- 12 - STEPHAN
Wied. Ann. 1889, 38, p. 440
- 13 - L. WEIL
Cours d'échanges thermiques. Grenoble
- 14 - L. WEIL
Bulletin de l'Inst. Intern. du froid. Annexe 1951, 1,
p. 131
- 15 - L. MONPETIT
Thèse de 3e cycle thermodynamique. Grenoble
- 16 - K.H. FOREST
Electrical measurements. John Wiley, 1952, p. 85
- 17 - Ch. FABRY
L'éclairage électrique 1898, 17, p. 133
- 18 - J.D. COCKCROFT
Phil. Trans. Roy. Soc. London 1928, 227 A, p. 317
- 19 - W.C. BROWN et J.H. SWEER
Rev; of Scient. Instruments 1945, 16, p. 276
- 20 - T.D. YENSEN
Ivon Age 1939, 144, p. 89
- 21 - NEUMANN
J. de Crelle 1948, 37, p. 21
- 22 - J.C. MAXWELL
Electricité et Magnétisme. Gauthier-Villars 1889, 2, p.63
- 23 - J.A. OSBORN
Physical Review 1945, 67, p. 351
- 24 - E.C. STONER
Philos. Magazine G.B. 1945, 36, p. 803
- 25 - R.M. BEZORTH et D.M. CHAPIN
J. of Applied Physics 1942, 13, p. 320
- 26 - M.A. ROSENBLATT
Zh. Tekhn. Fiz. SSSR 1950, 20, p. 1117

- 27 - J. STERNBERK
Czechosl. J. Physic. 1953, 3, p. 85
- 28 - BECKER DÖRING
Ferromagnetismus Springer Verlag. Berlin 1939, p. 9
- 29 - H. DU BOIS
Annalen der Physik 1913, 42, p. 903
- 30 - A. COTTON
R.G.E. 1937, 41, p. 131

II PARTIE

LES LOIS D'AIMANTATION DES MONOCRISTAUX FERROMAGNETIQUES

DES SUBSTANCES UNIAXES

ETUDE MAGNETIQUE D'UN MONOCRISTAL DE $6\text{Fe}_{2-3}\text{PbO}$

- 1 - J.J. WENT, G.W. RATHENAU, E.W. GORTER et G.N. OOSTERHOUT
Revue technique Philips 1952, 13, p. 361
- 2 - V. ADELSKÖLD
Arkiv. för Kemi, Mineralogi och geologi 1938, 29, p.1
- 3 - L. NEEL
Annales de Physique 1948, 3, p. 137
- 4 - E.F. BERTAUT, A. DESCHAMPS, R. PAUTHENET et S. PICKART
Journal de Physique 1959, 20, p. 204
- 5 - V.S. GIRON et R. PAUTHENET
Comptes-rendus Ac. Sc., 1959, 248, p. 368
- 6 - G. VILLERS
Comptes-rendus Ac. Sc., 1959, 248, p. 2973
- 7 - U. ENZ, J.F. FAST et H.P.J. WILJN
Journal de Physique 1959, 20, p. 360
- 8 - L. NEEL
Journal de Physique 1944, 5, p. 241 et 265
- 9 - R. PAUTHENET et G. RIMET
Comptes-rendus Ac. Sc., 1959, 249, p. 656
- 10 - J. SMIT
Journal de Physique 1959, 20, p. 362
- 11 - J.W. NIELSEN et E.F. DEARBORN
J. Phys. Chem. Solids 1958, 5, p. 202

- 12 - W. SUCKSMITH et J.E. THOMPSON
Proc. Roy. Soc. London 1954, 225, p. 362
- 13 - L. NEEL
Colloque National de Magnetisme 8-10 Juillet 1957, p.1
publié par le CNRS Paris 1958
- 14 - Résultats non publiés
- 15 - P. WEISS
Journal de Physique et le Radium 1905, 4, p.469 et 829
- 16 - R. PAUTHENET et G. RIMET
Comptes-rendus Ac. Sc., 1959, 249, p. 1875

Deuxième Thèse

Propositions données par la Faculté

La STABILISATION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES
DE LABORATOIRES

VU,

Grenoble, le 23 Mai 1960

Le Président de la Thèse

L. NEEL

VU,

Grenoble, le 23 Mai 1960

Le Doyen de la Faculté des Sciences

L. MORET

VU et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Grenoble,

R. TREHIN

