

LISTE DES PROFESSEURS

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

et

INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

- Président : Monsieur Michel SOUTIF

- Président : Monsieur Louis NFEL

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique Chirurgicale
	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	COUMES André	Radioélectricité
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale

MM. DODU Jacques	Mécanique appliquée
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
DREYFUS Bernard	Thermodynamique
DUCROS Pierre	Cristallographie
DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
FELICI Noël	Electrostatique
GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
GALLISSOT François	Mathématiques Pures
GALVANI Octave	Mathématiques Pures
CASTINEL Noël	Analyse numérique
GAVEND Michel	Pharmacologie
GEINDRE Michel	Electroradiologie
GERBER Robert	Mathématiques Pures
GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
GIRAUD Pierre	Géologie
KAHANE André	Physique générale
KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
LACAZE Albert	Thermodynamique
LACHARME Jean	Biologie végétale
LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LATREILLE René	Chirurgie générale
LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
LEDRU Jean	Clinique médicale B
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire
LOUP Jean	Géographie
Mlle LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
MALINAS Yves	Clinique obstétricale
MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
MAZARE Yves	Clinique médicale
MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
MOURIQUAND Claude	Histologie
MOUSSA André	Chimie nucléaire
NEEL Louis	Physique du Solide
OZENDA Paul	Botanique
PAUTHENET René	Electrotechnique
PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
PERRET René	Servomécanismes
RASSAT André	Chimie systématique
RENARD Michel	Thermodynamique
REULOS René	Physique industrielle
RINALDI Renaud	Physique
ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
DE ROUGEMONT Jacques	Neurologie
SANTON Lucien	Mécanique
SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
SENGEL Philippe	Zoologie
SILBERT Robert	Mécanique des fluides
SOUTIF Michel	Physique générale
TANCHE Maurice	Physiologie
TRAYNARD Philippe	Chimie générale
VAILLANT François	Zoologie
VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme VERAÏN Alice	Pharmacie galénique
MM. VERAÏN André	Physique

MM. VEYRET Paul	Géographie
VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. CHEEKE John	Thermodynamique
GILLESPIE John	I.S.N.
ROCKAFELLAR Ralph	Mathématiques appliquées
WOHLFARTH Erich	Physique du solide

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. BELORIZKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
B'AREZ Jean-Pierre	Mécanique
Mme BÖNNIER Jane	Chimie générale
MM. CARLIER Georges	Biologie végétale
COHEN Joseph	Electrotechnique
DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
DURAND Francis	Métallurgie
GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
GAUTRON René	Chimie
GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
GLENAT René	Chimie Organique
HACQUES Gérard	Calcul numérique
IDELMAN Simon	Physiologie animale
JANIN Bernard	Géographie
JOLY Jean-René	Mathématiques pures
JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
Mme KAHANE Josette	Physique
MM. MAYNARD Roger	Physique du solide
MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
PIERY Yvette	Physiologie animale
POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
REVOL Michel	Urologie
REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
ROBERT André	Chimie papetière
SARRAZIN Roger	Anatomie et Chirurgie
SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
SIBILLE Robert	Construction Mécanique
SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM. VIALON Pierre	Géologie
VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées
ZADWORNÝ François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mie AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
ALARY Josette	Chimie analytique
MM. AMBLARD Pierre	Dermatologie
AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
ARMAND Yves	Chimie
BEGUIN Claude	Chimie organique
BILLET Jean	Géographie
BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
BLOCH Daniel	Electrotechnique

Mme BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM. BOUCHET Yves	Anatomie
BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
BRUGEL Lucien	Energétique
BUISSON Roger	Physique
BUTEL Jean	Orthopédie
CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
CHERADAME Hervé	Chimie papetière
CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
COLOMB Maurice	Biochimie médicale
CONTE René	Physique
COULOMB Max	Radiologie
CROUZET Guy	Radiologie
CYROT Michel	Physique du solide
DELOBEL Claude	M.I.A.G.
DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM. FAURE Jacques	Médecine légale
FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
GENSAC Pierre	Botanique
GIDON Maurice	Géologie
GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
GROULADE Joseph	Biochimie médicale
GUITTON Jacques	Chimie
HOLLARD Daniel	Hématologie
HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
IVANES Marcel	Electricité
JALBERT Pierre	Histologie
JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
KUHN Gérard	Physique
LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM. LANCIA Roland	Physique atomique
LE JUNTER Noël	Electronique
LEROY Philippe	Mathématiques
LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
LUU DUC Cuong	Chimie Organique
MACHE Régis	Physiologie végétale
MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
MARECHAL Jean	Mécanique
MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
MICOUD Max	Maladies infectieuses
MOREAU René	Hydraulique (INP)
NEGRE Robert	Mécanique
PARAMELLE Bernard	Pneumologie
PECCOUD François	Analyse (IUT B)
PEFFEN René	Métallurgie
PELMONT Jean	Physiologie animale
PERRET Jean	Neurologie
PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
PHELIP Xavier	Rhumatologie
RACHAIL Michel	Médecine interne
RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
RENAUD Maurice	Chimie
RICHARD Lucien	Botanique
Mme RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire

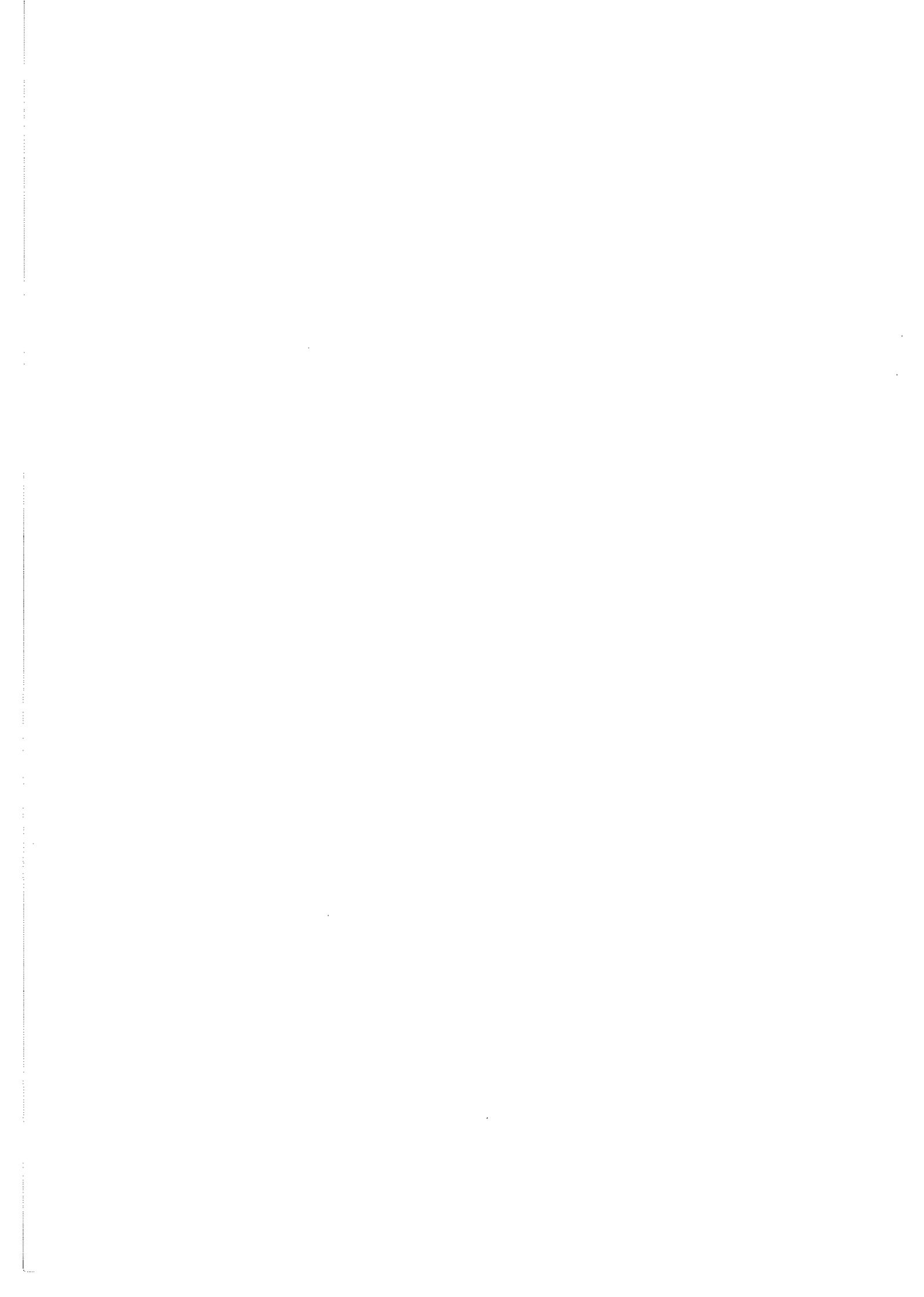
MM. ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
SHOM Jean Claude	Chimie Générale
STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
VOOG Robert	Médecine interne
VROUSSOS Constantin	Radiologie

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. CRABLEE Pierre	C.E.R.M.O.
CURRIE Jan	Mathématiques Appliquées
YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme BERIEL Hélène	Physiologie
Mme RENAUDET Jacqueline	Microbiologie



Le travail faisant l'objet de ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Magnétisme du Centre National de la Recherche Scientifique à Grenoble que dirige Monsieur le Professeur NEEL, membre de l'Institut, Prix Nobel de Physique.

Monsieur le Professeur NEEL a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire. Après m'avoir judicieusement conseillé de travailler avec Monsieur le Professeur AUBERT, alors jeune docteur, il me fait aujourd'hui l'honneur de présider le jury. Je tiens à lui exprimer ma profonde et respectueuse gratitude.

C'est à Monsieur AUBERT, Professeur à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, maître et ami, que je dois aujourd'hui la possibilité de présenter ce travail. Pendant six ans, j'ai bénéficié de sa direction avisée et extrêmement compétente. Suivant mon travail de façon continue, sa grande connaissance de ce type de mesures tant sur le plan technique que sur le plan de la physique m'a été d'un grand secours. Qu'il soit assuré de ma sincère reconnaissance.

Monsieur BARBIER, Professeur à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, m'a toujours aidé, par ses encouragements, à surmonter beaucoup de difficultés. Je suis très heureux de l'en remercier.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur GAUTHIER, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, et Monsieur LEMAIRE, Maître de Recherche au Laboratoire de Magnétisme du C.N.R.S. de Grenoble, qui ont bien voulu s'intéresser à ce travail et me font l'honneur de faire partie du jury.

Les difficultés expérimentales n'auraient pu être surmontées sans la compétence des Services Techniques Centraux des Laboratoires. L'aide particulière de Monsieur TREVISSON ainsi que la réalisation délicate de pièces aux tolérances très serrées, réalisées par Monsieur FALCHINETTI ont beaucoup aidé à la réalisation de la partie mécanique de l'appareillage. Je tiens à les remercier vivement.

Que Messieurs PECHART et BLANCHARD, toujours ouverts à la discussion, reçoivent ici mes remerciements les meilleurs pour les nombreux conseils qu'ils m'ont prodigués.

Je remercie également Monsieur PERRIER de la BATHIE qui a préparé les échantillons et Monsieur BOUVIER pour son assistance technique et le temps qu'il a dépensé sans compter.

Que toute l'équipe informatique du Laboratoire, et particulièrement Madame ROUDAUT, ainsi que Messieurs GEYNET et SIEGFRIED aux compétences toujours disponibles trouvent ici mes bien vifs remerciements.

Madame BOUTROY et Monsieur BRAULT d'une part, Madame DMITRIEFF et Monsieur TREGI d'autre part, ont assuré la réalisation technique de ce mémoire avec dévouement et initiative. Je leur sais gré de leur efficacité et de leur amabilité.

Que tous mes camarades et amis du Laboratoire sachent combien j'ai apprécié leur compréhension et leur dévouement à mon égard.

TABLE DES MATIERES

Intrôduction

CHAPITRE 1: <i>Energie d'anisotropie magnétocristalline, anisotropie de l'aimantation, définitions.</i>	1
---	---

1 - Définition de l'énergie d'anisotropie	1
2 - Anisotropie de l'aimantation	1
3 - Analyse thermodynamique	2
4 - Méthodes de mesures	4
4 - 1 Mesure des courbes d'aimantation du cristal suivant différentes directions du champ appliqué.	5
4 - 2 La résonance	6
4 - 3 Le magnétomètre à échantillon tournant	7
4 - 4 Mesures de couples	7

CHAPITRE 2: <i>L'appareillage de mesure de couples</i>	9
--	---

1 - Principe	9
2 - Schéma	10
2 - 1 Partie mobile	10
2 - 2 Partie fixe	10
3 - Asservissement de position balance	10
4 - Champ mangétique: positionnement	17
5 - Température	22
6 - Mesures	23
6 - 1 Mesures potentiométriques	25
6 - 2 Mesures au voltmètre numérique	25
7 - Automatisation du processus de mesure	25

8 - Etalonnages	27
8 - 1 Etalonnage en couple	27
8 - 2 Etalonnage en température	28
8 - 3 Etalonnage en champ	29
 CHAPITRE 3: <i>Interprétation des mesures de couples, coefficients d'anisotropie.</i>	 31
1 - Interprétation des mesures de couples	31
1 - 1 Forme et taille de l'échantillon	31
1 - 2 Mesures dans un plan de symétrie	32
1 - 3 Orientation de l'échantillon	32
1 - 4 Fixation de l'échantillon	34
1 - 5 Situation expérimentale	34
1 - 6 Traitement théorique de la courbe de couple	38
1 - 7 Procédure pratique utilisée pour le calcul de l'intégrale du couple.	40
1 - 7 - 1 Correction des dérives	40
1 - 7 - 2 Décomposition en série de Fourier de la courbe de couple	41
1 - 7 - 3 Intégration	44
2 - Coefficients d'anisotropie	46
2 - 1 Introduction et définition des coefficients d'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	46
2 - 2 Passage du développement en série de Fourier en ϕ au développement en série de Fourier en θ	48
2 - 3 Détermination des coefficients d'anisotropie à partir des mesures de couples dans le cas où le matériau étudié peut être décrit par un petit nombre de coefficients	52
2 - 4 Remarque sur les coefficients d'anisotropie	55
 CHAPITRE 4: <i>Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation du nickel, du fer et du VIG, étude de leurs variations thermiques, coefficients d'anisotropie</i>	 57
1 - Le nickel	57

1 - 1	Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	57
1 - 1 - 1	L'échantillon	57
1 - 1 - 2	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle ϕ du champ appliqué et de l'axe origine $[901]$	58
1 - 1 - 3	Variations isothermes de F_3 et F_2 en fonction de H_1	62
1 - 1 - 4	Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	67
1 - 2	Coefficients d'anisotropie	67
1 - 2 - 1	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine $[001]$	67
1 - 2 - 2	Variations isothermes des coefficients d'anisotropie	72
1 - 2 - 3	Variations thermiques des coefficients d'anisotropie	80
1 - 2 - 4	Remarque sur l'utilisation de la méthode des moindres carrés pour la détermination de l'ordonnée à l'origine et de la pente des variations linéaires isothermes de ΔG et des K'_n	86
1 - 2 - 5	Conclusions relatives aux résultats expérimentaux du nickel	88
2 -	Le Fer	
2 - 1	Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	91
2 - 1 - 1	L'échantillon	91
2 - 1 - 2	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle ϕ du champ appliqué et de l'axe origine $[001]$	92
2 - 1 - 3	Variations isothermes de F_3 et F_2	92
2 - 1 - 4	Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	92
2 - 2	Coefficients d'anisotropie	101

2 - 2 - 1	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine [001]	101
2 - 2 - 2	Variations isothermes des coefficients d'anisotropie	101
2 - 2 - 3	Variations thermiques des coefficients d'anisotropie	101
2 - 2 - 4	Conclusions relatives aux résultats expérimentaux du fer	109
3 -	Le YIG	116
3 - 1	Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	116
3 - 1 - 1	L'échantillon	116
3 - 1 - 2	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle ϕ du champ appliqué et de l'axe origine [001]	117
3 - 1 - 3	Variations isothermes de F_3 et F_2	117
3 - 1 - 4	Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation	117
3 - 2	Coefficients d'anisotropie	125
3 - 2 - 1	Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine [001]	125
3 - 2 - 2	Variations isothermes des coefficients d'anisotropie	125
3 - 2 - 3	Variations thermiques des coefficients d'anisotropie	131
3 - 2 - 4	Conclusions relatives aux résultats expérimentaux du YIG	131
CHAPITRE 5: Situations des interprétations théoriques		138
1 -	Origine microscopique de l'anisotropie magnétocristalline	138
2 -	Rappel de l'état actuel des théories de l'anisotropie	139
2 - 1	Modèles localisés	139
2 - 1 - 1	Anisotropie de l'énergie	139
2 - 1 - 1 - 1	Théorie d'Akulov et Zener	139
2 - 1 - 1 - 2	Théorie de Van Vleck	139

2 - 1 - 2 Anisotropie de l'aimantation	140
2 - 2 Modèle de bandes	140
2 - 2 - 1 Anisotropie de l'énergie	140
2 - 2 - 2 Anisotropie de l'aimantation	142
3 - Relation entre les variations thermiques de l'énergie d'anisotropie et de l'anisotropie de l'aimantation	142
<i>Conclusion</i>	149
<i>Annexe 1</i>	150
<i>Annexe 2</i>	152
<i>Bibliographie</i>	153

INTRODUCTION

L'important travail dans le domaine de l'anisotropie magnétique réalisé au laboratoire par G. Aubert en 1966, tant sur le plan expérimental que sur ceux de l'analyse thermodynamique du phénomène, devait normalement trouver un prolongement. Il mesurait pour la première fois l'anisotropie de l'aimantation et l'on pensait à l'époque que cette information supplémentaire devait débloquer la situation dans laquelle se trouvaient les interprétations théoriques. Malheureusement les résultats expérimentaux étaient obtenus à hautes températures et ne traitaient que du nickel. Il convenait donc de reprendre l'étude des métaux 3d aux basses températures.

Dans le cadre de l'activité du laboratoire dans le domaine de l'anisotropie nous ne nous sommes pas limités aux métaux 3d et nous avons également abordé l'étude des isolants. Nos premiers résultats expérimentaux obtenus sur un monocristal de YIG montrent une nouvelle fois l'intérêt de l'anisotropie de l'aimantation. Nous ne discuterons pas dans ce mémoire du comportement singulier de l'anisotropie de l'aimantation que nous avons mis en évidence à basse température et nous ne présenterons que les résultats expérimentaux.

L'exposé de ce travail est divisé en cinq chapitres.

Au chapitre 1 nous donnons la définition de l'anisotropie magnétocristalline et après avoir fait un rappel de l'analyse thermodynamique, nous présentons les différentes méthodes expérimentales de détermination.

Le chapitre 2 est consacré à l'appareillage et à ses performances.

Le chapitre 3 traite de l'analyse détaillée des informations recueillies sur la balance de torsion et conduisant aux déterminations de l'anisotropie magnétocristalline et de l'anisotropie de l'aimantation.

Nos résultats expérimentaux sont exposés au chapitre 4.

Au chapitre 5, après un rappel des situations théoriques, nous proposons une explication des corrélations existant entre les variations thermiques de l'anisotropie magnétocristalline et de l'anisotropie de l'aimantation.

CHAPITRE 1

ENERGIE D'ANISOTROPIE MAGNETOCRISTALLINE

ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION

DEFINITIONS

1 - Définition de l'énergie d'anisotropie

Soit un monocristal magnétique limité par une surface quadrique placé dans un champ uniforme suffisant pour qu'il soit monodomaine.

L'énergie libre de l'unité de volume du cristal est donnée par:

$$F_1 = U - TS \quad (1)$$

où U est l'énergie interne, T la température et S l'entropie du cristal. Ces grandeurs sont relatives au système thermodynamique constitué par l'échantillon seul, en particulier la source de champ appartient au milieu extérieur.

F_1 dépend de la forme de l'échantillon par l'intermédiaire du terme d'interaction avec le champ démagnétisant \vec{H}' soit:

$$- \frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}' \quad (2)$$

Afin d'introduire des quantités si possible indépendantes de la forme nous allons soustraire à F_1 la quantité $-\frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}'$ et poser:

$$E_a = F_1 - \left(-\frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}'\right) = F_1 + \frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}' \quad (3)$$

Nous appellerons E_a énergie d'anisotropie magnétocristalline.

2 - Anisotropie de l'aimantation

Le module de l'aimantation d'un cristal peut dépendre de la direction de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques. On dit dans ce cas qu'il existe

une anisotropie de l'aimantation.

Les deux phénomènes, anisotropie de l'énergie et anisotropie de l'aimantation, sont des phénomènes liés comme le proposaient Callen et Callen [1]. Dans une direction de facile aimantation l'anisotropie a pour effet d'aligner les spins et de ce fait d'augmenter le module de l'aimantation. Au contraire, dans une direction de difficile aimantation, l'anisotropie favorise la dispersion angulaire des spins et de ce fait diminue le module de l'aimantation.

Nous verrons par la suite que ce schéma, bien que permettant une représentation simple de l'anisotropie de l'aimantation, ne suffit pas à rendre compte de la réalité et que l'aimantation peut être plus grande dans une direction difficile que dans une direction de facile aimantation.

Cette anisotropie de l'aimantation est en général très faible par rapport à la partie isotrope. Elle a été mesurée pour la première fois par Aubert [2] sur un monocristal de nickel.

3 - Analyse thermodynamique

Aubert [3] a formulé l'analyse thermodynamique à laquelle nous avons eu recours tout au long de ce travail. Nous en rappelons ici les principales étapes sous une forme plus générale qu'il a proposée depuis (non publié).

Nous supposons le monocristal magnétique limité par une surface du second degré. L'énergie interne U de l'unité de volume du cristal à pression constante est fonction de quatre variables indépendantes: l'entropie S et l'aimantation \vec{M} . Nous définirons \vec{M} en coordonnées sphériques, soit M , θ , ϕ .

$$dU = TdS + \vec{H}_0 \cdot d\vec{M} \quad (4)$$

Compte tenu de la relation (4), toute transformation élémentaire faite à pression constante entraîne une variation dF_1 de la fonction F_1 telle que:

$$dF_1 = -SdT + \vec{H}_0 \cdot d\vec{M} \quad (5)$$

Le potentiel thermodynamique F_1 est caractéristique des variables T et \vec{M} . En général, l'opérateur dispose des variables T et \vec{H}_0 . Effectuons alors sur F_1 la transformation de Legendre permettant de définir F_2 par la relation:

$$F_2 = F_1 - \vec{H}_0 \cdot \vec{M} \quad (6)$$

F_2 est le potentiel thermodynamique caractéristique des variables T et \vec{H}_0 .

$$dF_2 = - SdT - \vec{M} \cdot d\vec{H}_0 \quad (7)$$

La minimisation du potentiel F_2 donnera pour T et \vec{H}_0 fixés l'équilibre du vecteur aimantation. Ce problème ne peut être résolu que si nous connaissons les variables indépendantes dont dépend la quantité F_2 qui s'écrit, d'après les relations (3) et (4), sous la forme:

$$F_2 = E_a - \frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}' - \vec{H}_0 \cdot \vec{M} \quad (8)$$

Il faut donc déterminer les variables indépendantes dont dépend l'énergie d'anisotropie E_a .

Différenciant la relation (8) en tenant compte de la relation (7), nous obtenons:

$$dE_a = - SdT + \vec{H}_i \cdot d\vec{M} \quad (9)$$

$$\text{où } \vec{H}_i = \vec{H}_0 + \vec{H}' \quad (10)$$

Nous appellerons par la suite \vec{H}_i le champ intérieur.

Désignons par \vec{u} le vecteur unitaire de \vec{M} et par \vec{u}_θ et \vec{u}_ϕ les deux vecteurs unitaires définis par $\vec{u}_\theta = \frac{\partial \vec{u}}{\partial \theta}$ et $\vec{u}_\phi = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \vec{u}}{\partial \phi}$

Exprimons le produit scalaire de l'expression (9) dans le trièdre $\vec{u}, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\phi$.

$$d\vec{M} = dM \vec{u} + M (\sin \theta d\phi \vec{u}_\phi + d\theta \vec{u}_\theta) \quad (11)$$

d'où:

$$dE_a = - SdT + (\vec{H}_i \cdot \vec{u}) dM + M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\phi) \sin \theta d\phi + M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\theta) d\theta \quad (12)$$

L'énergie d'anisotropie E_a peut donc s'exprimer en fonction des quatre variables indépendantes T, M, θ, ϕ .

La variable M ne s'avère pas pratique et il est plus commode de faire apparaître la variable $\vec{H}_i \cdot \vec{u} = H_{iM}$ composante du champ intérieur \vec{H}_i sur la direction de l'aimantation. Nous effectuons donc une seconde transformation de Legendre et définissons la fonction G telle que:

$$G = E_a - M H_{iM} \quad (13)$$

La fonction thermodynamique G sera caractéristique des variables T, H_{iM} , θ , ϕ et nous avons:

$$dG = - SdT - M dH_{iM} + M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\phi) \sin\theta d\phi + M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\theta) d\theta \quad (14)$$

Cette relation nous permet d'écrire les trois relations suivantes:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial G}{\partial H_{iM}} \right)_{T, \theta, \phi} &= - M \\ \left(\frac{\partial G}{\partial \phi} \right)_{T, \theta, H_{iM}} &= M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\phi) \sin\theta \\ \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{T, \phi, H_{iM}} &= M (\vec{H}_i \cdot \vec{u}_\theta) \end{aligned} \quad (15)$$

Nous pouvons maintenant revenir à la minimisation de F_2 à T et \vec{H}_0 fixés. On obtient en utilisant les relations précédentes:

$$dF_2 = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} - M \vec{H}_i \cdot \vec{u}_\theta \right) d\theta + \left(\frac{\partial G}{\partial \phi} - M \sin\theta \vec{H}_i \cdot \vec{u}_\phi \right) d\phi$$

soit la condition de minimum:

$$\vec{M} \times \vec{H}_i = - \frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{\partial G}{\partial \phi} \right)_{T, H_{iM}, \theta} \vec{u}_\theta + \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{T, H_{iM}, \phi} \vec{u}_\phi \quad (16)$$

Nous voyons ici tout l'intérêt du système de variables T, H_{iM} , θ , ϕ . En effet la première des relations (15) donne directement le module de \vec{M} et avec (13) conduit à la relation importante pour l'interprétation des résultats:

$$\left(\frac{\partial E_a}{\partial H_{iM}} \right)_{\theta, \phi, T} = H_{iM} \left(\frac{\partial M}{\partial H_{iM}} \right)_{\theta, \phi, T} \quad (17)$$

D'autre part le couple $\vec{\Gamma}$ exercé par l'échantillon sur l'appareil ayant comme fonction de le maintenir fixe dans le champ \vec{H}_0 est $\vec{\Gamma} = \vec{M} \times \vec{H}_0$ et d'après (16):

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \times \vec{H}_0 = - \vec{M} \times \vec{H}' + \frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{\partial G}{\partial \phi} \right)_{T, H_{iM}, \theta} \vec{u}_\theta + \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{T, H_{iM}, \phi} \vec{u}_\phi \quad (18)$$

Le terme $-\vec{M} \times \vec{H}'$ représente le couple d'anisotropie de forme et est nul pour un échantillon sphérique.

4 - Méthodes de mesures

L'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation peut être mesurée par quatre

méthodes.

4 - 1 Mesure des courbes d'aimantation du cristal suivant différentes directions du champ appliqué

Cette méthode consiste à tracer, à température et à pression constantes, pour plusieurs directions du champ appliqué (en général les directions de symétrie du cristal), l'aimantation du cristal dans la direction du champ appliqué \vec{H}_0 choisie, en fonction du champ intérieur \vec{H}_i .

On calcule ensuite l'expression:

$$\int_0^{H_{iS}} \vec{M} \cdot d\vec{H}_i$$

dans l'intervalle $[0, H_{iS}]$, H_{iS} étant suffisamment grand pour que l'aimantation du cristal soit uniforme. On peut écrire dans une direction de symétrie:

$$\int_0^{H_{iS}} M dH_i = M_S H_{iS} - \int_0^{M_S} H_i dM$$

or, d'après (9), à température constante :

$$dE_a = H_i dM$$

d'où l'expression:

$$\int_0^{H_{iS}} M dH_i = M_S H_{iS} - (E_a - E_{a0})$$

E_{a0} étant l'énergie libre du cristal dans l'état désaimanté et E_a étant l'énergie d'anisotropie dans la direction choisie. On peut donc par différence évaluer entre deux directions ΔE_a et ΔM .

Cette méthode en apparence simple possède néanmoins les inconvénients suivants.

Elle suppose que l'énergie E_{a0} à l'état désaimanté est une quantité reproductible et que pour les ferromagnétiques, dans la zone de champ où existent les domaines, aucun terme d'énergie supplémentaire n'intervient, ce qui n'est bien sûr qu'une approximation difficile à chiffrer.

De plus si ΔE_a et ΔM dépendent du champ appliqué, la méthode ne peut donner

qu'une valeur moyenne de ces quantités dans l'intervalle $[0, H_{IS}]$.

Cette méthode permet, si la sensibilité est suffisante, de déterminer correctement et directement l'anisotropie de l'aimantation mais le problème de la détermination de ΔE_a est plus délicat. On peut citer les expériences de Rebouillat [4] dont les résultats sont en parfait accord avec ceux présentés dans ce présent travail.

4 - 2 La résonance

Soit un cristal magnétique soumis à un champ magnétique continu \vec{H}_0 suffisamment intense pour que l'aimantation soit uniforme. Appliquons alors, perpendiculairement à \vec{H}_0 , un champ magnétique hyperfréquence de fréquence f et de faible amplitude devant \vec{H}_0 . Le champ magnétique résultant oscille d'un petit angle autour de la direction de \vec{H}_0 . On opère à fréquence fixe et on étudie l'absorption de puissance du champ alternatif en fonction $|\vec{H}_0|$. Le maximum de puissance absorbée a lieu pour une valeur de \vec{H}_0 et se caractérise par un pic appelé raie de résonance dans la courbe de puissance absorbée. Dans ces conditions, les moments magnétiques ont un mouvement de précession à la fréquence f autour de leur position d'équilibre.

On démontre que la pulsation ω_0 du mode uniforme de Kittel est donnée par [5]:

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{M \sin^2 \theta_0} \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F_2}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]_{\theta_0, \phi_0}$$

F_2 étant défini par la relation (8), θ_0 et ϕ_0 définissant la direction d'équilibre de M à la température considérée et pour le champ \vec{H}_0 appliqué.

$$\gamma = g \frac{|e|}{2mc}$$

g étant le rapport gyromagnétique.

L'interprétation des expériences de résonance est toujours délicate surtout dans les échantillons conducteurs étant donnée la non-pénétration du champ hyperfréquence. Seuls les moments superficiels sont mis à contribution, ce qui a pour effet, compte tenu des déviations angulaires entre spins faisant intervenir l'énergie d'échange, de déplacer la résonance vers les champs plus faibles et d'élargir la raie de résonance car chaque spin n'est pas soumis au même champ d'échange [6].

Les résultats obtenus en résonance sont donc fonction de l'état de surface des échantillons. Depuis les expériences de Rodbell [7], confirmées par Infantes [8], d'autres travaux toujours exécutés sur des whiskers, en particulier par Frait [9], ont abouti en ce qui concerne l'anisotropie de l'aimantation à des résultats qui

diffèrent d'un ordre de grandeur de ceux présentés dans ce travail.

On ne peut donc pas dans l'état actuel des choses espérer faire des mesures précises d'anisotropie par cette méthode.

4 - 3 Le magnétomètre à échantillon tournant

L'échantillon monocristallin sphérique tourne à vitesse constante autour d'un axe cristallographique normal au champ magnétique appliqué. Un système de bobines dont l'axe est orientable par rapport au champ, permet de capter les variations de flux induites par la variation de \vec{M} . Cette variation est causée par le changement continu de direction de \vec{M} (dû à l'anisotropie magnétocristalline) d'une part, et les variations de $|\vec{M}|$ (dûes à l'anisotropie de l'aimantation) d'autre part.

La position de l'axe des bobines, parallèle au champ appliqué, permet de déterminer l'anisotropie de l'aimantation tandis que l'orientation perpendiculaire permet de déterminer l'anisotropie de l'énergie.

L'analyse harmonique du signal recueilli permet de déterminer les différentes composantes de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation. Cependant cette méthode n'est techniquement pas avantageuse quand le matériau étudié doit être décrit, pour ce qui est de son anisotropie, par un grand nombre de constantes.

De plus, l'effet des courants de Foucault constitue une limitation de l'expérience. Pour diminuer ces derniers, on est amené à limiter la gamme de température et à diminuer la fréquence de rotation, ce qui pose des problèmes de détection puis de traitement du signal.

Enfin cette méthode est sensible à l'état de surface de l'échantillon puisque suivant le traitement subi on trouve [10] des variations d'anisotropie de l'aimantation allant jusqu'à 10 %. Cette méthode fut employée par Frazao [11] au sein de notre laboratoire et les résultats auxquels il a abouti sont compatibles avec ceux exposés dans le présent travail. Avant lui Flanders [12] utilisa un magnétomètre à échantillon tournant mais il utilisa une vitesse de rotation (90 Hz) beaucoup trop grande pour que l'on puisse négliger l'effet des courants de Foucault.

4 - 4 Mesures de couple

Soit un échantillon monocristallin placé dans un champ magnétique \vec{H}_0 suffisant pour le saturer. La méthode consiste à mesurer le couple exercé par l'échantillon sur le dispositif qui le maintient fixe par rapport à \vec{H}_0 . Nous appellerons ce dispositif balance de torsion, conservant ainsi l'appellation des premiers sys-

tèmes réalisés.

On mesure donc pour différentes directions du champ par rapport au cristal le couple $\vec{M} \times \vec{H}_0$. Nous montrerons par la suite que l'étude des couples pour différentes valeurs de $|\vec{H}_0|$ à une température donnée nous permet de déterminer l'énergie d'anisotropie et l'anisotropie de l'aimantation à cette température.

Cette méthode n'est tributaire ni de l'état désaimanté, ni des déplacements de parois puisque nous opérons toujours à saturation. Ce qui constitue un avantage certain sur la première méthode.

Elle ne présente pas non plus les difficultés d'interprétation rencontrées dans la méthode de résonance puisque dans ce cas la quantité mesurée est parfaitement définie et l'anisotropie en fournit la partie prépondérante.

De plus cette méthode est une méthode statique et de ce fait ne présente pas les difficultés présentées par le magnétomètre à échantillon tournant. Enfin les mesures mécaniques de couple peuvent atteindre une grande précision.

Ces raisons, ajoutées aux faits que le laboratoire [13], et principalement Monsieur Aubert [3][14], ont une grande expérience des balances d'une part, et que se construisait un magnétomètre à échantillon tournant d'autre part, ont fait que nous avons choisi cette dernière méthode.

CHAPITRE 2

L'APPAREILLAGE DE MESURE DE COUPLE

1 - Principes

La méthode de mesure de couple que nous avons utilisée dérive du principe des balances de torsion.

L'échantillon, fixé à un système susceptible de tourner autour d'un axe vertical, est situé dans l'entrefer d'un électroaimant produisant un champ horizontal. L'électroaimant peut tourner autour d'un axe parallèle à l'axe vertical du système. Le champ magnétique tourne donc dans un plan horizontal perpendiculaire à l'axe du système.

Les couples exercés par l'échantillon sur l'appareil sont déduits, dans une méthode de zéro, du courant envoyé dans une bobine de compensation placée dans le champ d'un aimant permanent.

On mesure le couple pour plusieurs orientations équidistantes du champ appliqué par rapport au cristal. Il existe plusieurs types de balances qui se différencient par la manière de centrer le système par rapport aux pièces polaires de l'électroaimant. Ce centrage nécessaire est d'une réalisation délicate si on veut éviter les couples parasites. On peut envisager pour la réalisation de cette opération trois solutions:

- un fil de torsion et une masse de centrage [3];
- un fil de torsion et deux paliers "sans frottement" [15];
- un système tendu entre deux fils de torsion.

En fait notre choix n'a pas seulement été guidé par des considérations mécaniques mais aussi par des considérations thermiques.

Il était en effet intéressant pour l'étude de l'anisotropie de couvrir la gam-

me de température allant de l'ambiante à celle de l'hélium liquide. La partie du système portant l'échantillon et devant être soumise aux très basses températures doit, afin d'éviter les courants de convection, être la partie basse du système.

Cette condition impose pratiquement le choix d'un système tendu entre deux fils de torsion.

2 - Schéma de principe (figure 1, photo 1)

Dans ce schéma la partie fixe du système est hachurée.

2 - 1 Partie mobile

L'échantillon E est fixé par l'intermédiaire d'un porte-échantillon au bas d'un tube T_1 . Ce dernier est solidaire d'un cadre galvanométrique C que surmontent quatre tiges t portant chacune un ressort R repoussant vers le haut la pièce annulaire A. La partie mobile porte un miroir m.

2 - 2 Partie fixe

Elle est constituée pour l'essentiel d'un tube T_2 solidaire à sa partie supérieure d'un aimant permanent M.

La partie mobile est suspendue en P_1 à une extrémité du fil de torsion F_1 lui-même fixé par son autre extrémité P_2 à la partie fixe. Le second fil de torsion F_2 fixé à la partie mobile en P_4 et à la partie fixe en P_3 est maintenu tendu par l'effet des ressorts R sur la pièce annulaire A.

La position d'équilibre de l'équipage mobile ne correspond pas obligatoirement au zéro mécanique de chacun des fils de torsion. Chacun de ces derniers exercera donc sur la partie mobile des couples Γ_1 et Γ_2 tels que $\Gamma_1 + \Gamma_2 = 0$. Les constantes de torsion dépendant de la température, il s'ensuit que le fil inférieur subissant de grandes variations thermiques exercera sur l'équipage mobile un couple Γ_2 fonction de la température dont dépendra le zéro mécanique de la balance. Si l'on veut obtenir un zéro mécanique très peu variable avec la température, il faudra rechercher la position du fil supérieur facilement accessible qui rendra Γ_1 et Γ_2 les plus petits possibles. Ce réglage est toutefois délicat à obtenir.

3 - Asservissement de position balance

Nous avons dit plus haut réaliser la mesure du couple par celle du courant envoyé dans une bobine de compensation placée dans le champ d'un aimant permanent.

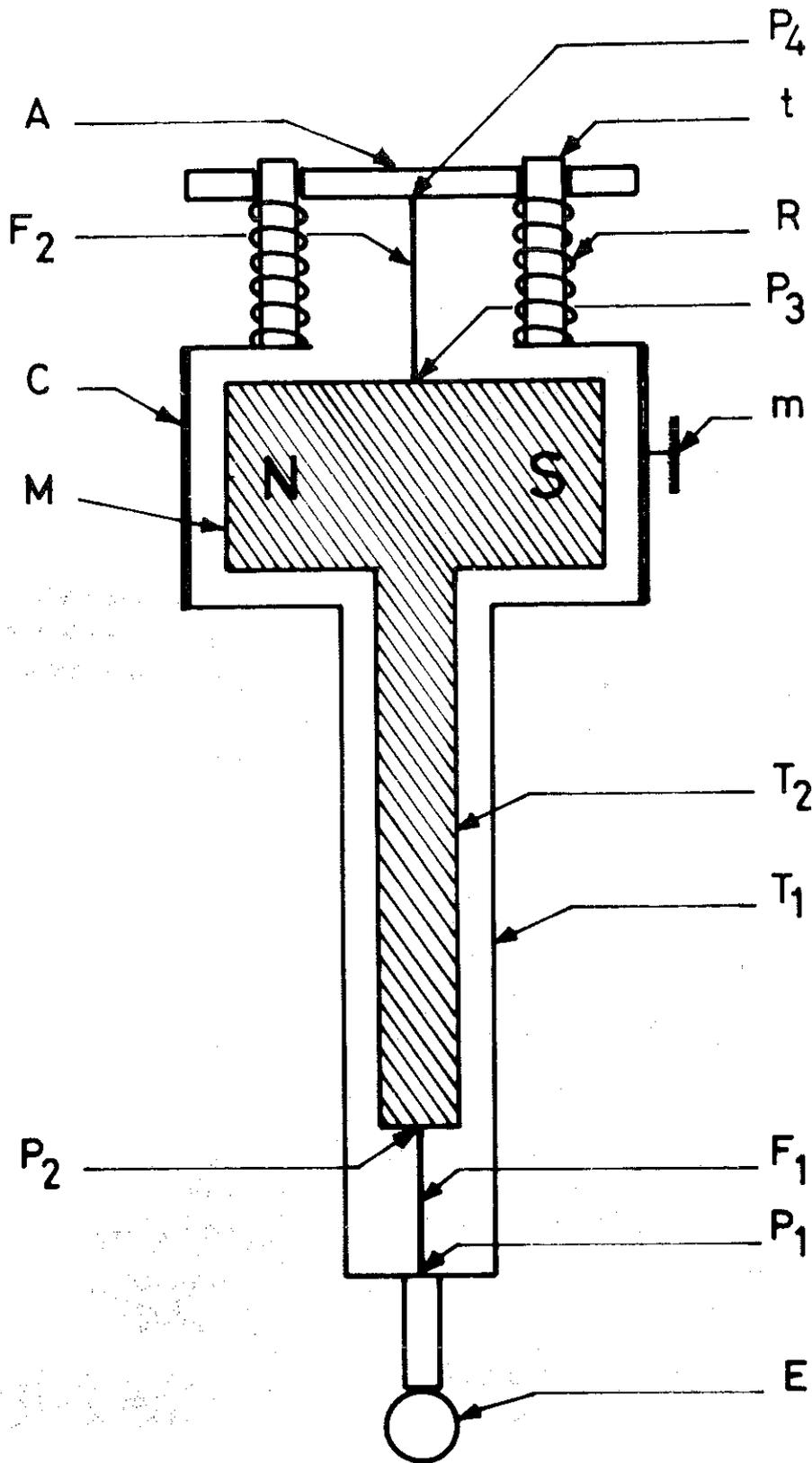


fig.1

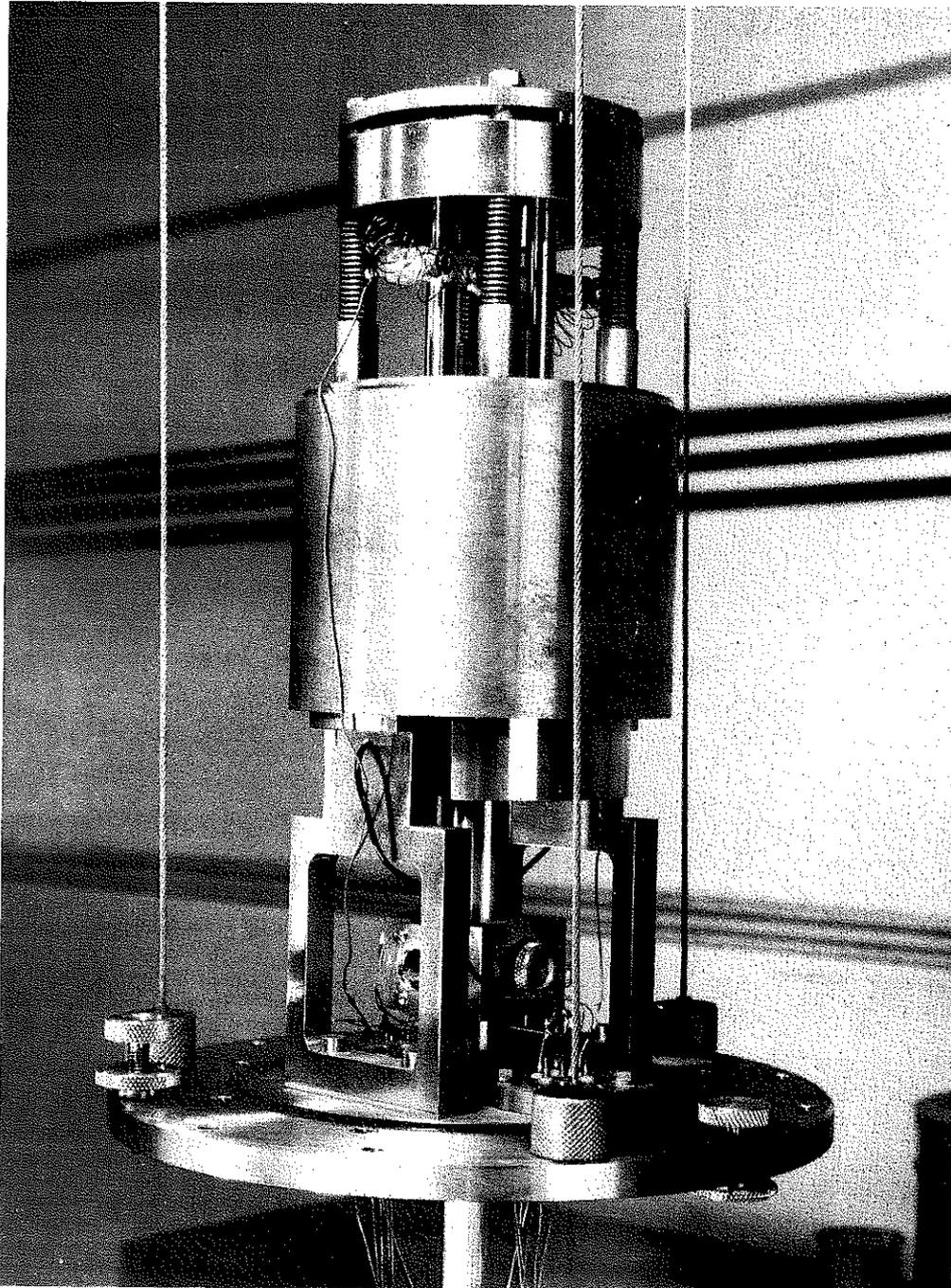


PHOTO 1

Nous devons donc asservir la balance à rester dans sa position de zéro mécanique pour toute valeur et toute position du champ magnétique appliqué. On peut en principe réaliser en toute rigueur cette condition si le gain du système est infini à fréquence nulle. Or de tels systèmes sont très difficiles à stabiliser, c'est pourquoi la méthode employée laisse subsister pour chaque valeur de couple mesuré un écart de position par rapport au zéro mécanique. Cet écart, proportionnel au couple, peut faire l'objet d'une correction sur la mesure.

En effet, soit par exemple une position du champ appliqué pour laquelle le couple mesuré est nul. Le champ appliqué \vec{H} coïncide alors avec une direction de symétrie du cristal que nous prenons comme référence, soit \vec{R}_1 (figure 2). \vec{R}_1 repère aussi le zéro mécanique de la balance. Si nous faisons tourner \vec{H} d'un angle ϕ par rapport à \vec{R}_1 , sous l'effet du couple, l'équipage mobile, donc \vec{R}_1 , vient en \vec{R}_2 défini par $(\vec{R}_1, \vec{R}_2) = \epsilon$. \vec{H} fait donc un angle $\phi - \epsilon$ avec la direction cristallographique.

On a la relation:

$$\Gamma_a = \Gamma_M + C\epsilon$$

où Γ_M est le couple mesuré, Γ_a le couple d'anisotropie et C la constante de torsion du fil. Si on ne prend pas les précautions nécessaires, on peut commettre deux erreurs systématiques. La première résulte du fait que l'on identifie le couple mesuré au couple d'anisotropie alors qu'ils diffèrent du terme $C\epsilon$. La seconde provient du fait que le couple d'anisotropie est mesuré pour une position du champ magnétique faisant un angle $\phi - \epsilon$ avec la direction cristallographique et non un angle ϕ .

Nous allons, dans un premier temps, imposer à l'asservissement de position de la balance de tolérer pour les couples maxima à mesurer (de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ dynes.cm) une déviation ϵ telle que la première erreur soit très inférieure à la seconde.

Etant donnée la grandeur des couples mesurés, une erreur de positionnement du champ de 6" entraîne dans les plus mauvaises conditions (pente maximum de la courbe de couple), une incertitude maximum sur la mesure du couple d'environ 100 dynes.cm. Si nous imposons à l'asservissement de maintenir l'équipage mobile dans la position de zéro mécanique avec une précision de 6" d'arc, nous devons pour remplir la condition énoncée plus haut écrire:

$$C\epsilon \ll 100 \text{ dynes.cm}$$

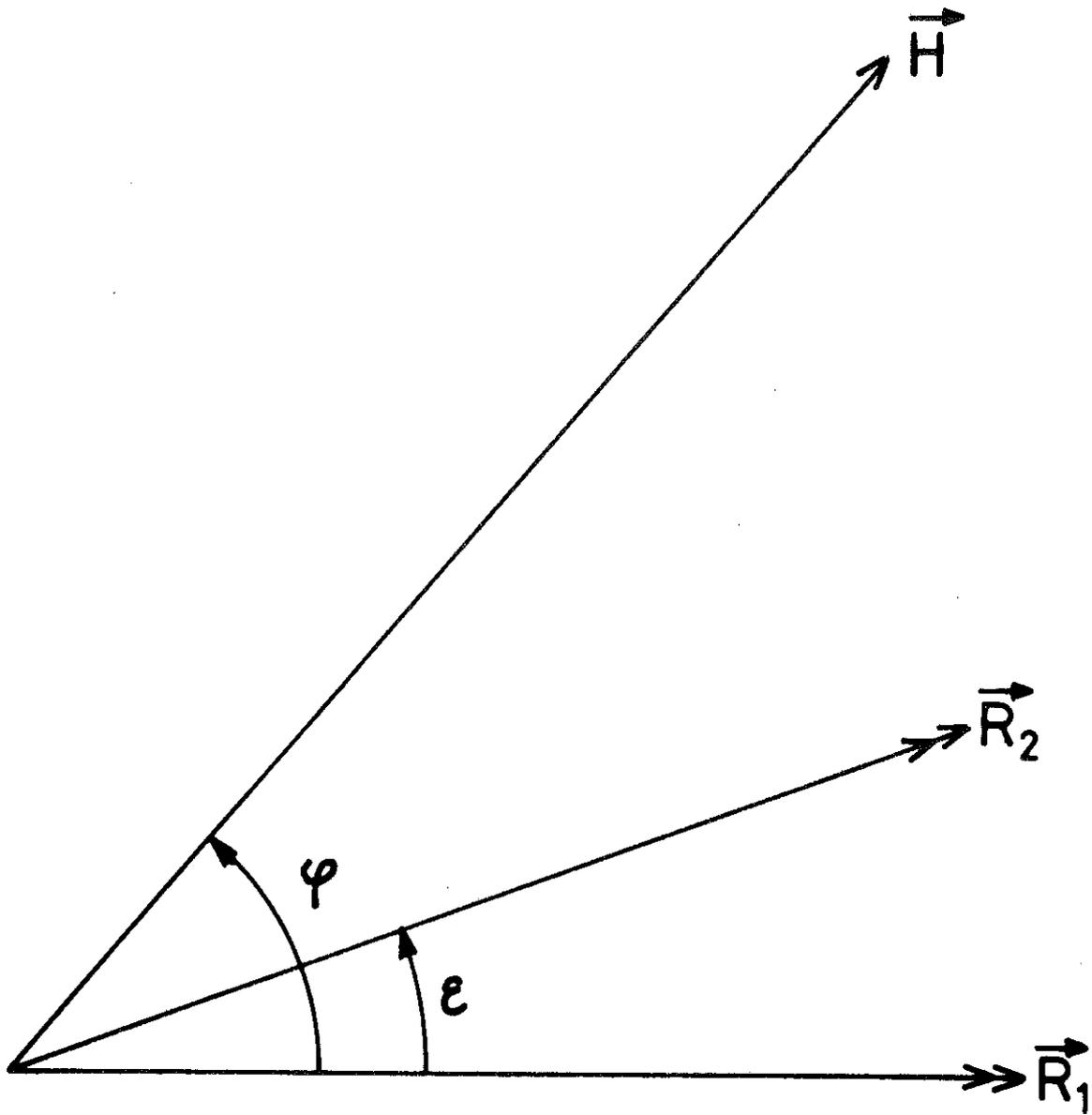


fig. 2

relation qui impose des conditions sur le choix des fils de torsion.

Nous avons choisi des fils de torsion en bronze beryllium de 60 mm de long et de 0,6 mm de diamètre conduisant à une constante de torsion C de 10^5 dynes.cm /rd. Le terme correctif maximum Cε vaut alors 3 dynes.cm, grandeur tout à fait négligeable introduisant une erreur relative maximum égale à 10^{-6} . Nous n'aurons donc pas à corriger la première erreur systématique. La seconde est au maximum de l'ordre de l'erreur de positionnement de l'électroaimant et de plus n'intervient absolument pas dans certains cas.

Nous verrons en effet au chapitre suivant que la quantité significative à partir de laquelle s'articule le présent travail est l'intégrale du couple d'anisotropie calculée entre deux directions de symétrie.

Nous relevons donc $\Gamma(\phi-\epsilon)$ et nous calculons

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi-\epsilon) d\phi$$

ϕ_1 et ϕ_2 repérant deux directions de symétrie du cristal pour lesquelles $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$ et $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$.

En toute rigueur nous devons calculer

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi-\epsilon) d(\phi-\epsilon)$$

Or:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi-\epsilon) d\phi = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi-\epsilon) d(\phi-\epsilon) + \int_0^0 \Gamma(\phi-\epsilon) d\epsilon$$

Or la seconde intégrale du second membre est toujours nulle, quelle que soit la forme de Γ considéré comme fonction de ϵ . On voit donc que l'asservissement n'introduira aucune erreur sur l'intégrale de la courbe de couple calculée entre deux zéros.

La figure 3 met en évidence les trois fonctions de l'asservissement de position balance.

La partie A réalise la fonction détection à partir d'une photo résistance différentielle. Un éclairage symétrique des deux branches de la photo résistance entraîne des résistances de branches égales et de ce fait aucune tension ne sort du système de détection. Toute variation de résistance d'une branche entraîne l'appar-

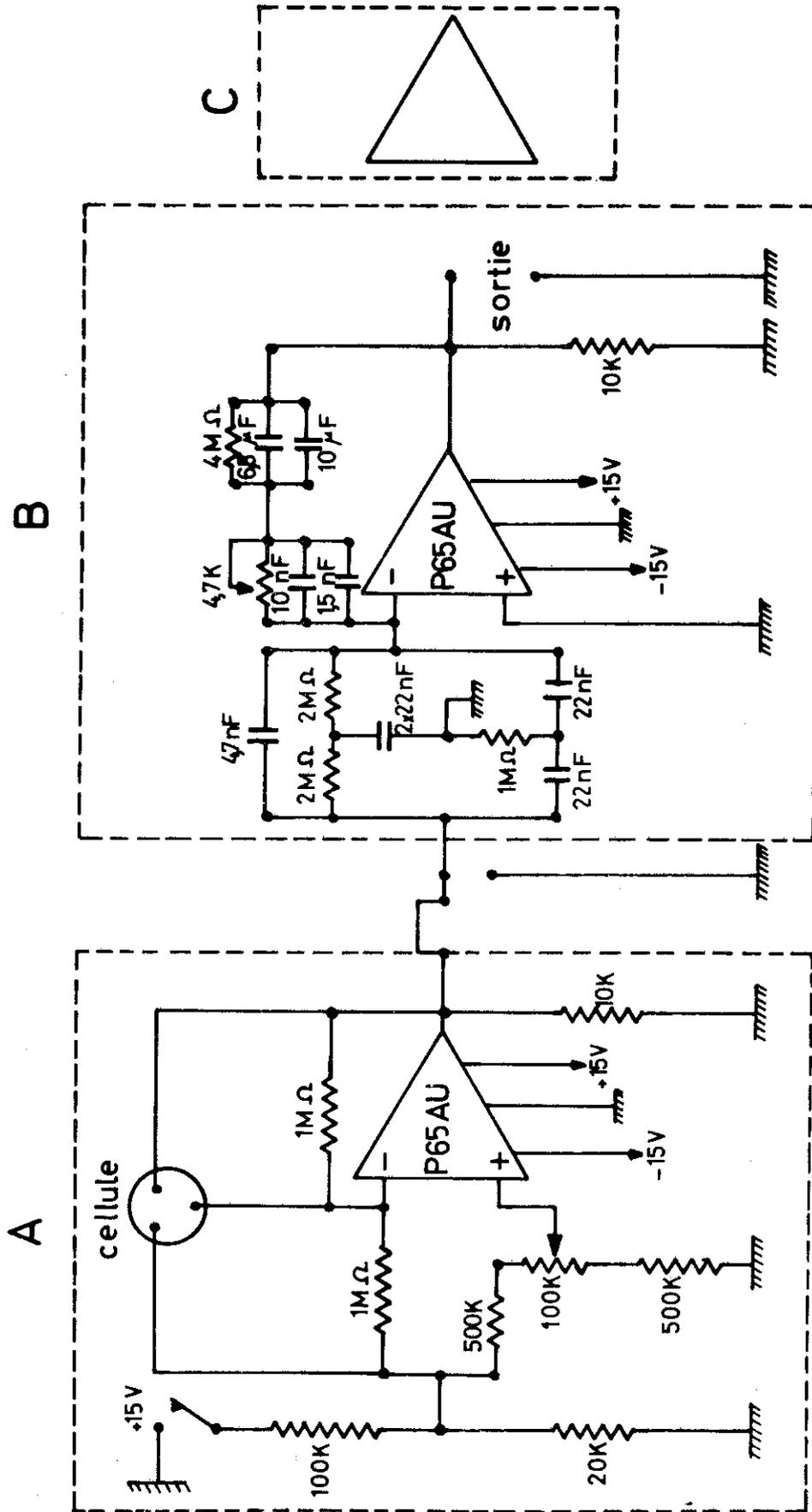


fig. 3

rotation d'une tension de sortie soit positive soit négative.

La partie B représente le filtre correcteur permettant d'obtenir les marges de gain et de phase nécessaires à la stabilité du système. Il se caractérise par sa fonction de transfert (figure 4). Cette dernière représentée dans le plan complexe et paramétrée en ω (pulsation) fait apparaître une importante diminution du gain pour les fréquences voisines de la fréquence propre de la balance (2 secondes).

La partie C représente la fonction amplification. Cette dernière est composée d'un amplificateur à courant continu suivi d'un amplificateur de puissance.

4 - Champ magnétique: positionnement

La source de champ dont nous disposons est un électroaimant Tekelec connecté à une alimentation Drusch régulée en courant. Cet ensemble nous permet d'obtenir un champ magnétique maximum de 20 000 oersteds. Ce champ est homogène à 10^{-4} dans un volume de 1 cm^3 .

L'électroaimant peut tourner autour d'un axe vertical défini avec grande précision par deux roulements à rouleaux coniques, ce qui permet d'assurer la rotation du champ magnétique dans un plan horizontal. Une pompe tournant en même temps que l'électroaimant assure son refroidissement.

Le problème principal est celui de l'orientation du champ magnétique. L'électroaimant est solidaire d'une couronne métallique portant 36 miroirs réglés par approximations successives pour faire entre eux un angle de $10^\circ \pm 6''$ (voir photos d'ensemble n°2). Ces miroirs réfléchissent sur une règle graduée transparente l'image d'un réticule. On peut donc relever les valeurs du couple pour 36 positions équidistantes du champ magnétique repéré à $\pm 6''$ d'arc près.

Nous verrons au chapitre 3 que le traitement de l'information contenue dans la courbe de couple passe par la décomposition en série de Fourier de cette dernière. Or 36 valeurs ne permettent de déterminer que les coefficients des 18 premiers harmoniques. Nous verrons au chapitre 4 que dans certains cas, et notamment à très basse température, le dernier harmonique ainsi déterminé est significatif. Il convient alors de relever un nombre supérieur de points de mesure permettant de déterminer tous les harmoniques significatifs.

C'est pourquoi nous avons mis au point moyennant un réglage délicat et laborieux une technique optique conduisant au relevé de 72 valeurs de couple équidistantes tout en ne disposant que de 36 miroirs.

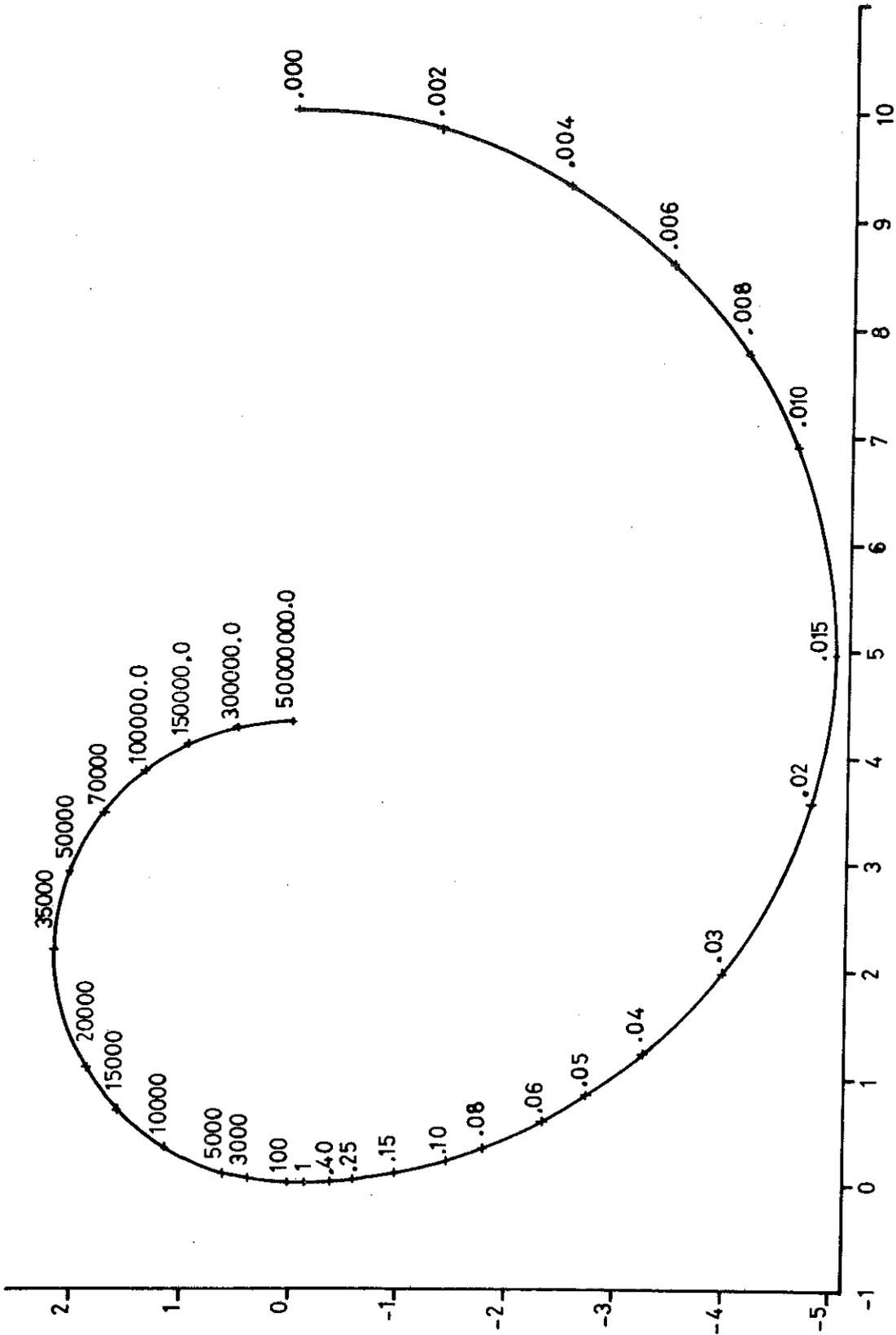
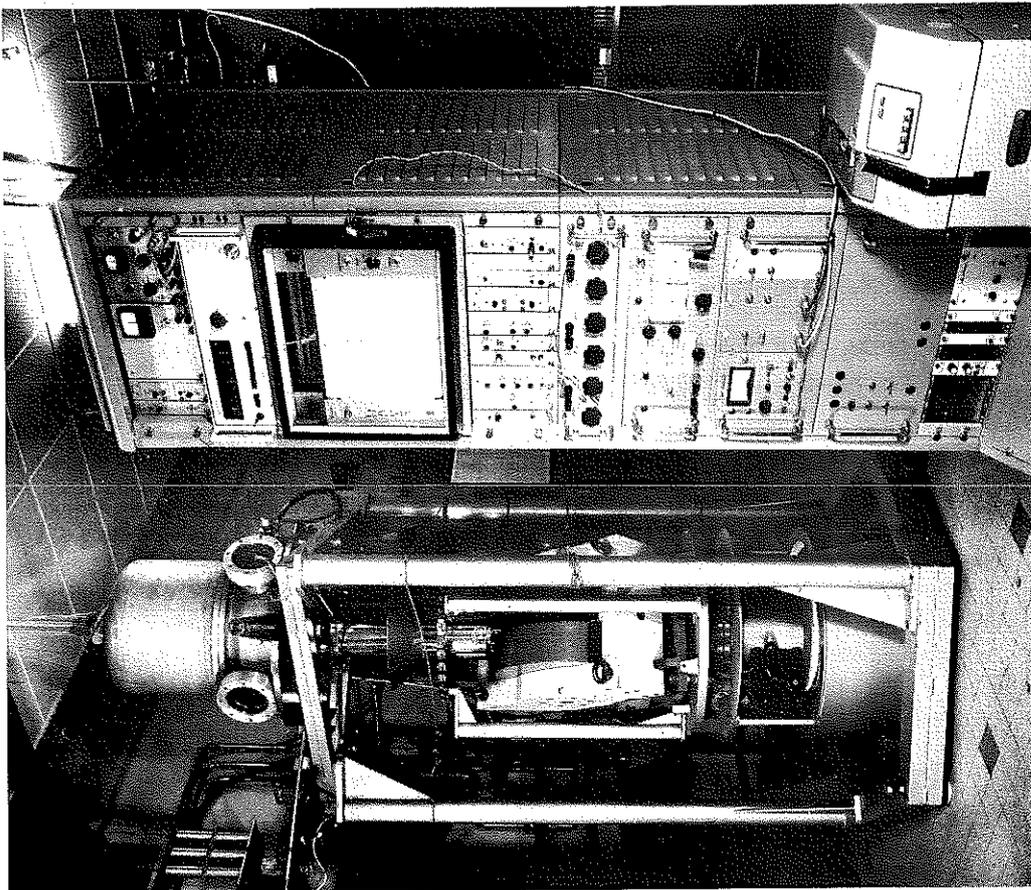
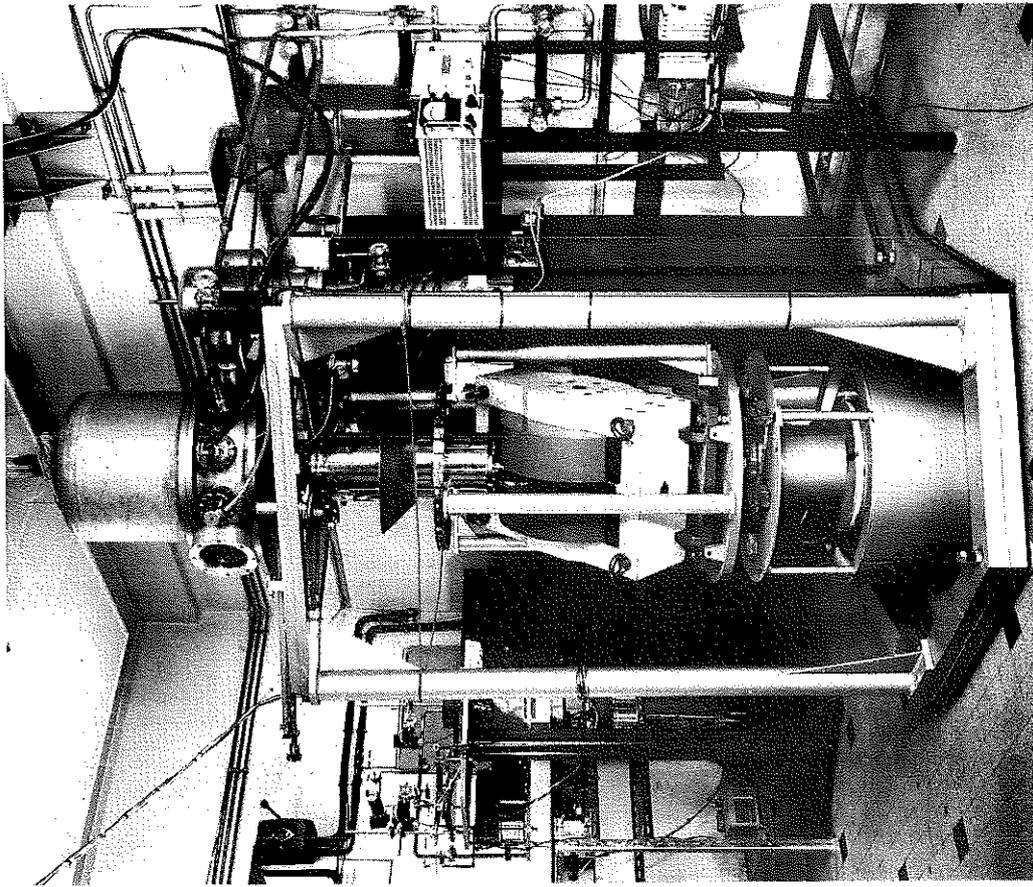


fig.4



PHOTOS 2

Soient sur la figure 5 :

C la trace de l'axe vertical de la balance dans le plan horizontal;

M_1 et M_2 les axes optiques de deux miroirs consécutifs ($\widehat{M_1CM_2} = 10^\circ$);

L_1 et L_2 les axes des deux lampes portant chacune un réticule;

B la bissectrice de l'angle formé par les axes M_1 et M_2 .

Les lampes L_1 et L_2 sont réglées de telle sorte que leurs plans de mise au point respectifs se trouvent pour le première sur le miroir M_1 et à sa droite, pour la seconde sur le miroir M_2 et à sa gauche.

La lampe L_1 et le miroir M_1 permettent d'obtenir un spot dans la direction S_1 . La lampe L_2 et le miroir M_2 permettent d'obtenir un spot dans la direction S_2 .

A quelle condition une rotation de 5° de l'électroaimant ne change pas dans son ensemble les directions S_1 et S_2 dans lesquelles nous trouvons les spots ?

Au cours de la rotation M_1 vient en B. Les lampes éclairent alors simultanément les miroirs M_1 et M_2 . La condition sera remplie quand le spot dû à L_1 et M_1 sera dans la direction S_2 et quand le spot dû à L_2 et M_2 sera dans la direction S_1 . Des considérations angulaires élémentaires nous montrent que cet impératif sera satisfait si $\widehat{L_1CL_2} = \widehat{M_1CM_2} = 10^\circ$. Il suffit donc que les axes optiques des deux lampes fassent un angle de 10° . Ce réglage se fait par approximations successives et il suppose que les miroirs sont déjà réglés de 10° en 10° .

La réalisation pratique du positionnement de l'électroaimant peut se faire de deux façons:

- le moteur entraînant l'électroaimant peut être alimenté au choix de l'expérimentateur, soit de façon permanente, ce qui entraîne une rotation qui peut être rapide ou lente, soit de façon discontinue, pas à pas, ce qui permet de parfaire le réglage.
- le positionnement peut également se faire de façon automatique. Schématiquement, la procédure est la suivante: au cours de la rotation rapide de l'électroaimant le spot lumineux excite une cellule qui coupe l'alimentation du moteur de rotation rapide, le spot tombe alors sur une seconde cellule qui détecte l'écart par rapport au positionnement choisi. Ce signal d'erreur, filtré

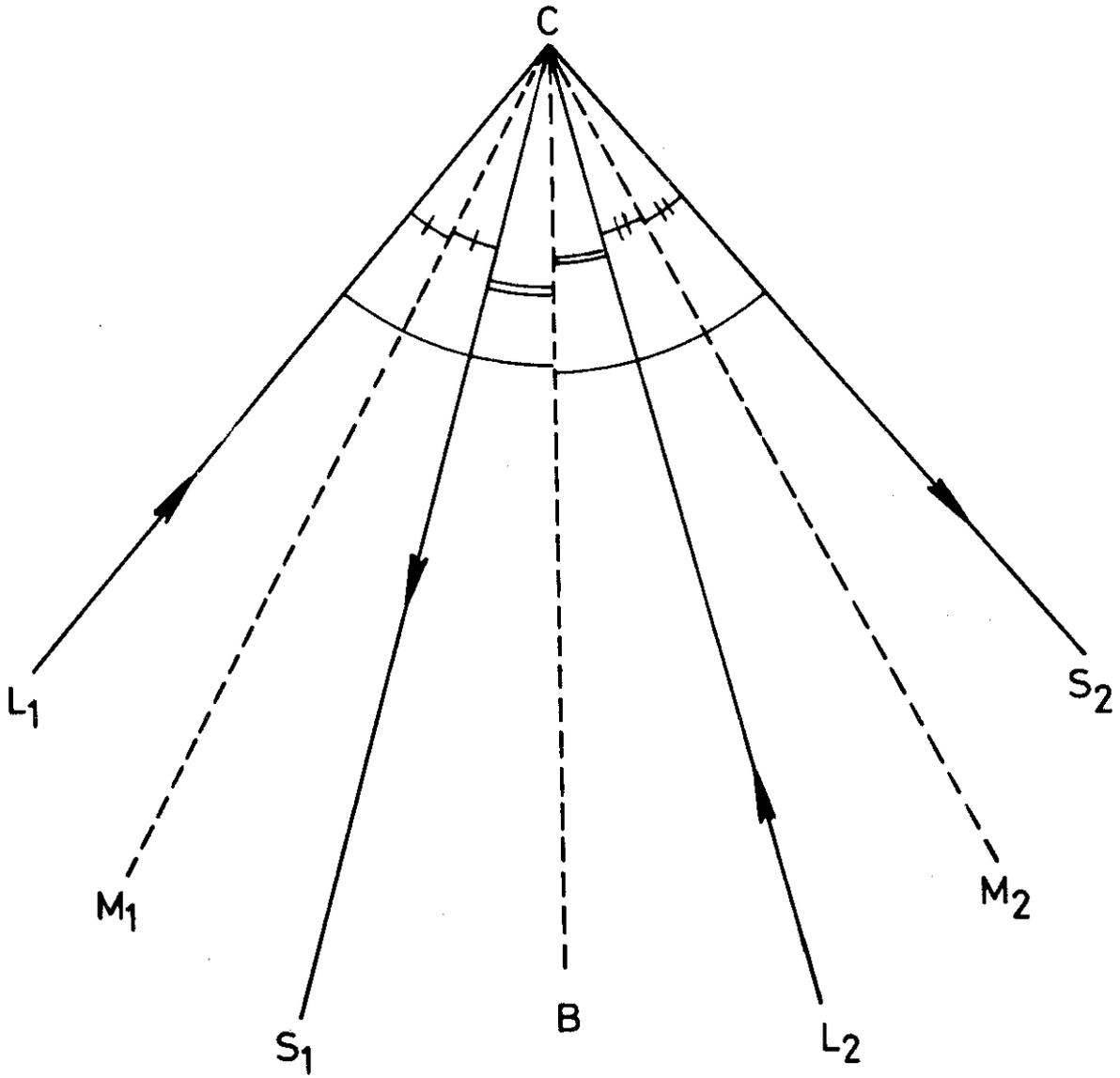


fig.5

et amplifié, commande un amplificateur push-pull qui alimente le moteur d'asservissement de position. La difficulté rencontrée au cours de cette automatisation fut introduite par le jeu inhérent à tout système d'engrenage. Théoriquement [16] la solution réside dans la linéarisation de l'élément non linéaire introduit par le jeu mais il faut bien avouer qu'en pratique c'est une succession de retouches qui fait peu à peu converger le système vers la solution finale.

Dans les deux cas, nous pouvons positionner le champ magnétique en commettant une erreur au maximum égale à 6" d'arc.

Si nous relevons, comme nous l'avons dit, la courbe de couple $\Gamma(\phi)$ de 5° en 5° nous obtenons en réalité $\Gamma[\phi + \varepsilon(\phi)]$ expression dans laquelle $\varepsilon(\phi)$ est une fonction aléatoire d'amplitude maximum 6". On peut grossièrement majorer l'effet de cette erreur sur l'intégration de la courbe de couple.

En effet:

$$\Gamma[\phi + \varepsilon(\phi)] = \Gamma(\phi) + \varepsilon(\phi) \Gamma'(\phi)$$

donc

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma[\phi + \varepsilon(\phi)] d\phi = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi) d\phi + \int_{\phi_1}^{\phi_2} \varepsilon(\phi) \Gamma'(\phi) d\phi$$

Dans le cas le plus défavorable, rencontré dans l'étude du nickel à la température de l'hélium liquide, le maximum de la pente des courbes de couple observées est de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ dynes.cm/radian rapporté à 1 cm^3 de matière.

Dans ces conditions:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \varepsilon(\phi) \Gamma'(\phi) d\phi < 80 \text{ ergs/cm}^3$$

l'intégration étant faite entre les directions [100] et [111]. Compte tenu des ordres de grandeurs des énergies mesurées à cette température, l'erreur relative qui en découle est inférieure à 10^{-4} .

5 - Température

La queue de la balance portant l'échantillon plonge dans un cryostat (voir photos n° 2). L'amplitude de la plage de température à couvrir étant importante (de

4 K à l'ambiante), nous avons eu recours à un système de deux enceintes indépendantes connectées chacune à un système de pompage (figure 6).

L'enceinte intérieure A enveloppant la balance contient de l'hélium dont nous pouvons faire varier la pression de la pression normale à celle du vide primaire (quelques microns de Hg). Par contre, l'enceinte extérieure B contient de l'hélium dont on peut faire varier la pression de la pression normale à celle d'un vide secondaire de quelques 10^{-6} mm de Hg.

La partie inférieure de l'enceinte B est immergée dans l'un des trois fluides cryogéniques: hélium, hydrogène, azote. Sur la partie inférieure de l'enceinte intérieure A est enroulé un fil de constantan permettant l'apport d'énergie nécessaire pour assurer une température constante. Afin d'éviter les gradients de température, l'élément chauffant est enroulé sur une longueur de 30 cm environ.

Au dessus de l'échantillon et en contact avec celui-ci par l'intermédiaire d'un bloc de cuivre, se trouvent deux résistances permettant la mesure de la température. De l'ambiante à la température de l'azote, nous utilisons la résistance de platine. En dessous et jusqu'à 4 K nous utilisons la résistance de carbone.

Chacune de ces résistances peut être insérée dans un pont de Wien alternatif. Toute perturbation de la température implique une modification de la résistance insérée, ce qui entraîne un déséquilibre du pont. Le signal de déséquilibre est analysé à l'aide d'un système de détection synchrone et commande par l'intermédiaire d'un circuit correcteur l'alimentation du fil de constantan.

Cette technique, mise au point au Laboratoire des Très Basses Températures, n'a été modifiée que dans sa partie circuit correcteur. En effet, les pressions partielles admises dans les enceintes A et B sont ajustées de telle sorte que la puissance apportée par le fil de constantan soit faible. A chaque réglage de pression partielle, il correspond une correction proportionnelle dérivée et intégrale faisant intervenir différentes constantes de temps. Nous pouvons faire varier ces dernières jusqu'à 800 secondes.

Cette technique permet de maintenir la température constante à quelques 10^{-3} K près pendant plusieurs heures.

6 - Mesure

La mesure du couple se fait par celle du courant de compensation dans le cadre de la tête de balance. Ce courant circule au travers d'une résistance étalon et

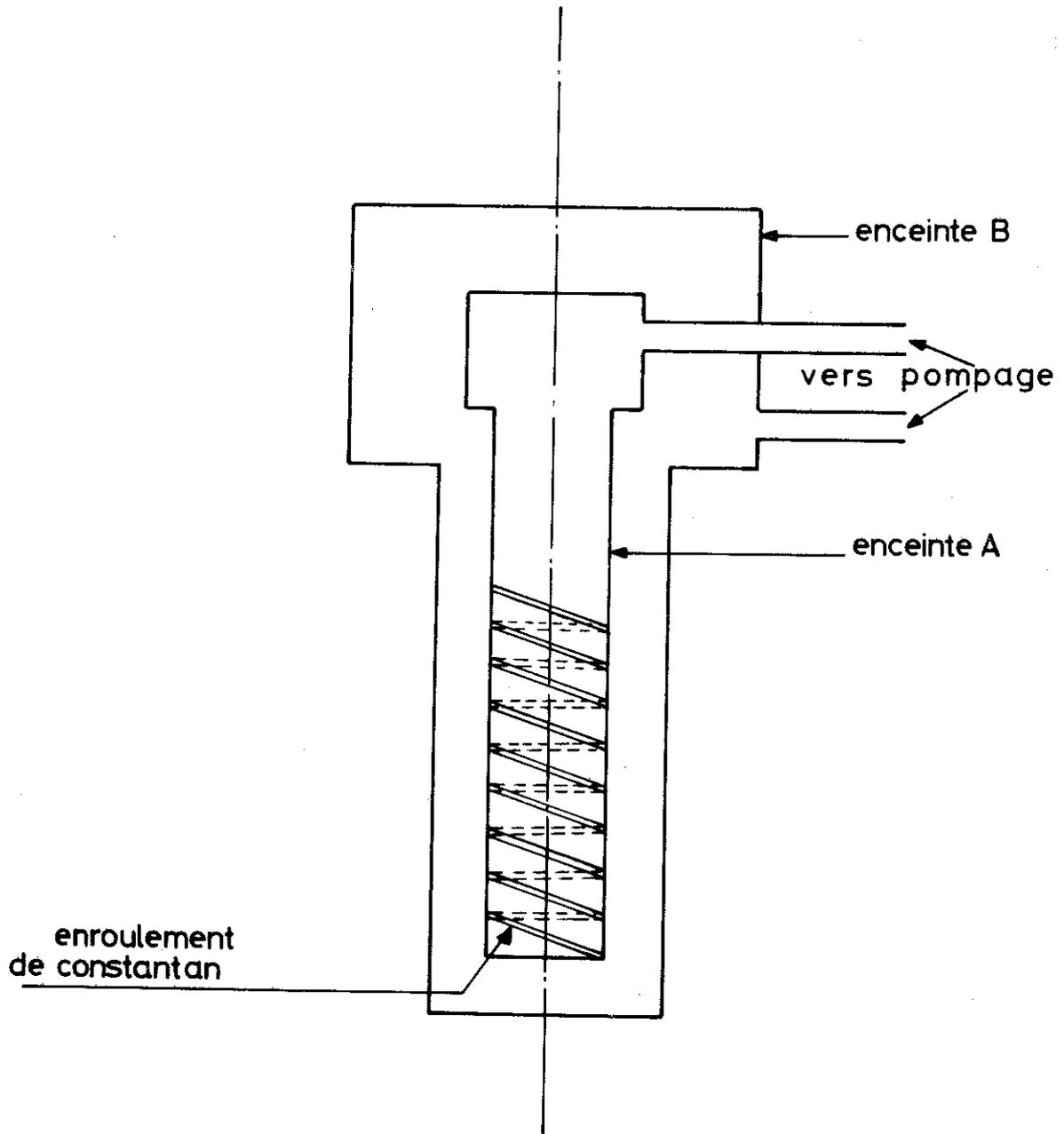


fig.6

nous pouvons mesurer la différence de potentiel correspondante de deux façons.

6 - 1 Mesure potentiométrique

Nous avons utilisé pour la moitié au moins de nos expériences ce type de mesure, attendant de trouver sur le marché un voltmètre numérique ayant au moins les mêmes performances. Le potentiomètre MECI utilisé nous a permis d'obtenir 5 chiffres significatifs. Cette méthode est cependant fort lente et extrêmement fastidieuse. Elle peut poser, par sa lenteur, certains problèmes quand les exigences thermiques nous imposent une assez grande rapidité d'expérimentation.

6 - 2 Mesure au voltmètre numérique

La principale limitation de l'appareillage est due aux vibrations mécaniques du laboratoire. Les tensions à mesurer comportant un bruit basse fréquence sont dû à la non-élimination complète des vibrations. Le problème est de mesurer ces tensions, positives, négatives, parfois voisines de zéro et même nulles, en éliminant leur bruit basse fréquence.

Le voltmètre numérique intégrateur est la seule technique permettant de réaliser cette élimination, dans la mesure potentiométrique c'est le galvanomètre de détection à longue période qui réalise cette fonction. Compte tenu de la fréquence des vibrations il fallait intégrer le signal sur un temps minimum de 2 secondes. Nous avons employé le SOLARTRON LM 1490 (Schlumberger) dont les caractéristiques sont les suivantes:

- temps d'intégration: jusqu'à 4 secondes;
- résolution: 200 000 points donc 6 digits qui nous permettent de mesurer les tensions avec 5 ou 6 chiffres significatifs;
- sensibilité maxima: 0,1 μ V.

Ces appareils, bien que sensibles au parasites électriques, sont en général facilement programmables. C'est pourquoi nous avons rendu l'installation entièrement automatique.

7 - Automatisation du processus de mesure

L'horloge utilisée est un programmeur Crouzet à fermeture et ouverture de contacts commandant à des instants donnés l'étalonnage du voltmètre, l'unité de

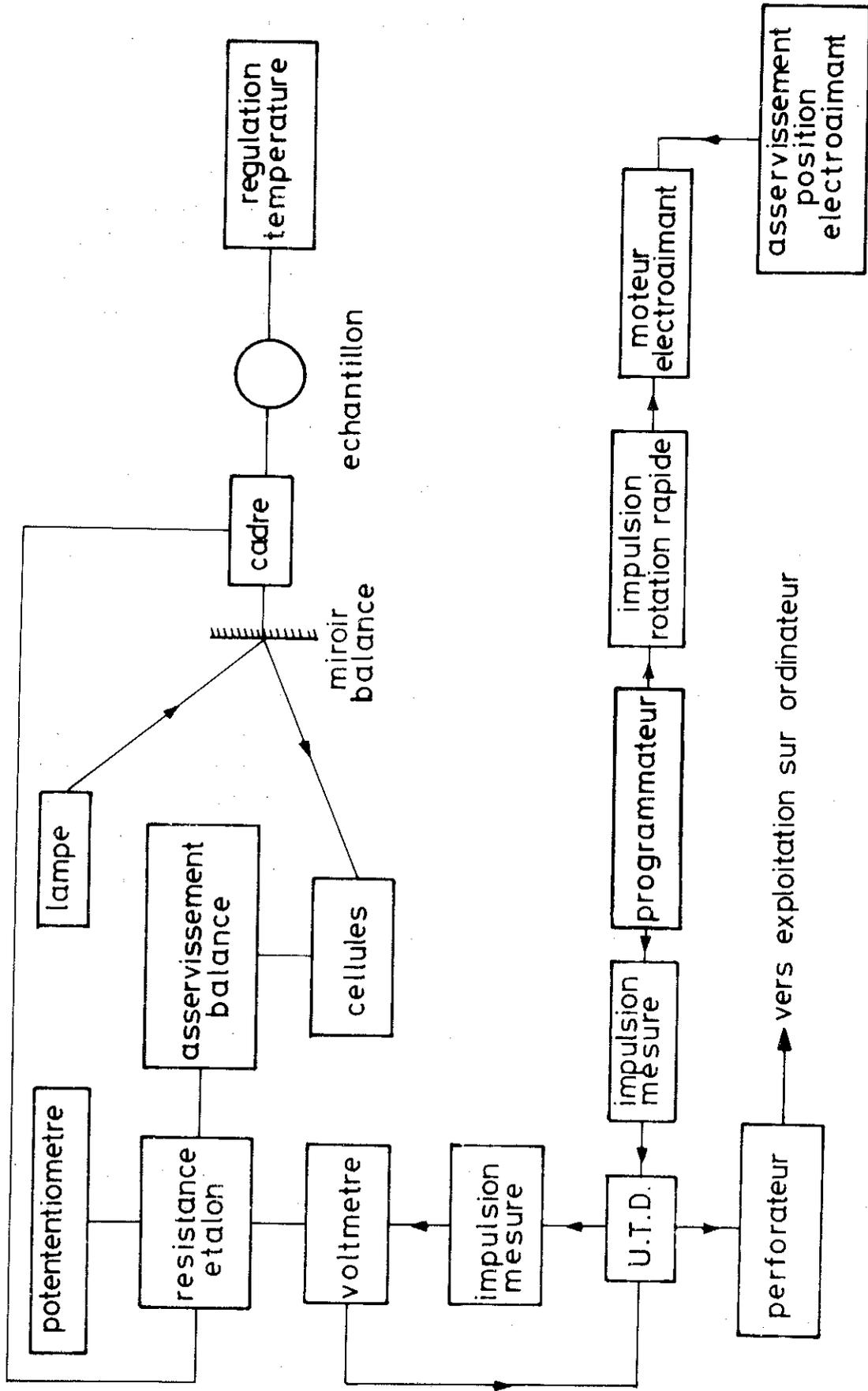


fig.7

transfert des données (UTD) et la rotation de l'électroaimant.

L'exécution de la mesure et son écriture sont assurées par une UTD qui a pour rôle:

- de mettre en forme l'ordre de mesure venant du programmeur et de le transmettre au voltmètre;
- scruter la sortie digitale en fin de mesure et de transmettre le résultat à la perforatrice qui traduit et perfore sur bande dans le code de l'ordinateur du laboratoire la valeur de la tension mesurée.

Le schéma fonctionnel est représenté figure 7.

L'immense avantage de l'automatisation vient du fait que notre travail, comme nous le verrons dans les chapitres qui suivent, nécessite la mesure d'un très grand nombre de tensions. Ces mesures devaient être lues puis perforées manuellement par l'opérateur. Ce travail, extrêmement fastidieux, entraînait des erreurs de transcription difficiles à éviter étant donné le nombre d'opérations élémentaires à effectuer.

Notons qu'il est possible, si on le désire, d'enregistrer de façon continue la courbe de couple, perdant de ce fait beaucoup de précision.

8 - Etalonnage

8 - 1 Etalonnage en couple

Il se fait en deux temps.

On commence par déterminer la constante de torsion d'un fil analogue à ceux utilisés dans la balance de torsion. Pour cela on utilise deux masses de grandeurs voisines dont les valeurs ont été déterminées par le Service des Poids et Mesures grenoblois avec une précision de $3 \cdot 10^{-5}$. Ces masses cylindriques, polies, ont une géométrie parfaitement définie ce qui conduit à une précision relative de quelques 10^{-4} sur la détermination de leur moment d'inertie. Chacune de ces masses associée au fil constitue un pendule de torsion dont on détermine la période par déclenchement optique d'un chronomètre. La mesure se fait sur plusieurs milliers de périodes avec une précision relative égale à 10^{-3} et même 10^{-4} . On obtient alors la constante de torsion C du fil par l'expression:

$$C = 4\pi^2 \frac{I_1 - I_2}{T_1^2 - T_2^2}$$

avec

$$\frac{\Delta C}{C} = 3. 10^{-3}$$

dans laquelle I_1 , I_2 , T_1 et T_2 sont respectivement les moments d'inertie et les périodes des pendules associés aux deux masses.

Dans un deuxième temps, ce fil est couplé par un dispositif mécanique approprié à la tête de balance tandis que son autre extrémité est solidaire d'un plateau tournant micrométrique. Ce dernier permet, connaissant C , d'appliquer des couples connus à la balance. On mesure alors pour chaque couple appliqué le courant de compensation nécessaire. La tension mesurée aux bornes de la résistance étalon est une fonction linéaire du couple appliqué. Sa pente déterminée par moindres carrés nous donne la constante d'étalonnage de l'appareil qui dans notre cas s'exprime par:

$$15,076 \pm 0,045 \text{ dynes.cm}/10^{-2} \text{ mV}$$

sur une résistance étalon de 10Ω .

8 - 2 Etalonnage en température

Le problème posé est celui de l'étalonnage de la résistance carbone. On utilise trois fluides cryogéniques, hélium, hydrogène et azote, dont on connaît les tensions de vapeur en fonction de la température. On réalise alors trois points fixes. Chacun de ces points est déterminé avec une précision relative de 10^{-2} . Les principales corrections envisagées pour la détermination de la pression de vapeur du fluide au niveau de la résistance, ramenée dans les conditions normales, sont au nombre de trois:

- correction de température au niveau du baromètre;
- correction de gravité fonction de la latitude;
- correction de pression hydrostatique due à l'immersion de la sonde carbone dans le fluide.

En général [17] on prend pour l'intervalle 4,2 K , 78 K une loi de variation à trois coefficients de la forme:

$$\frac{1}{T} = a + b \log R + \frac{c}{\log R}$$

où T est la température, R la résistance et a, b, c trois coefficients caractérisant cette résistance.

La détermination de a, b, c par la connaissance des trois points fixes permet alors de dresser la table donnant la correspondance résistance température d'une part, et la sensibilité de la résistance pour tout point de l'intervalle d'autre part. Ce travail [18] est exécuté sur le calculateur du laboratoire.

8 - 3 Etalonnage en champ

Les mesures sont toujours effectuées pour des valeurs du courant d'alimentation où le champ a été déterminé par résonance magnétique nucléaire du proton. Le champ est ainsi connu en absolu à mieux que 10^{-4} .

TABLEAU RECAPITULATIF DES PERFORMANCES DE L'APPAREILLAGE

MESURES DE COUPLES	TEMPERATURE	CHAMP MAGNETIQUE
<ul style="list-style-type: none"> • Couple maximum mesurable: 3. 10^6 dynes.cm avec 5 ou 6 chiffres significatifs. • Couple minimum détectable: de l'ordre de la dyne.cm. • Reproductibilité: meilleure que 10^{-5}. • Etalonnage en absolu à 10^{-3} près. 	<ul style="list-style-type: none"> • Plage d'utilisation: de 4,2 K à l'ambiante. • La régulation permet de maintenir la température constante à mieux que le 1/100 K pendant plusieurs heures. 	<ul style="list-style-type: none"> • Champ maximum: 20 kOe • Homogène à 10^{-4} dans 1 cm^3. • Positionnement à $6''$ d'arc près. • Etalonnage en absolu à 10^{-4} près.

CHAPITRE 3

INTERPRETATION DES MESURES DE COUPLE

COEFFICIENTS D'ANISOTROPIE

1 - Interprétation des mesures de couple

1 - 1 Forme et taille de l'échantillon

Nos échantillons sont sphériques et remplissent de ce fait les deux importantes conditions suivantes:

- aimantation uniforme dans un champ uniforme assez grand;
- relative simplicité de fabrication.

Par électroérosion, nous découpons un échantillon sphérique ayant un écart à la sphéricité de l'ordre de 1/100 de mm. Cette sphère subit ensuite, par la méthode du lapidaire, une suite de polissages mécaniques avec des pâtes diamant dont la taille du grain décroît jusqu'à 0,1 μ . Cette technique nous permet d'obtenir des échantillons dont l'écart à la sphéricité est de l'ordre du micron.

Aubert [3] a fait le calcul du couple introduit par l'anisotropie de forme de l'échantillon en supposant que ce dernier est assimilable à un ellipsoïde de révolution dont le rapport des axes est $1 \pm \epsilon$ avec $\epsilon = \frac{\Delta\phi}{\phi}$, ϕ étant le diamètre de l'échantillon et V son volume. Il trouve:

$$\Gamma_d = \frac{4\pi M_s^2 V \epsilon}{5} \sin 2\phi$$

qui conduit, pour une sphère de nickel à la température ambiante, à $\epsilon < 5.10^{-5}$ pour que le couple d'anisotropie de forme soit inférieur au 1/1000 des couples mesurés. Une telle précision ne peut être atteinte sur des échantillons trop petits. Nos sphères ont des rayons dont les valeurs se situent entre 7,5 mm et 9 mm.

Remarquons que le terme principal du couple introduit par l'anisotropie de forme est en $\sin 2\phi$ et $\cos 2\phi$. Nous verrons par la suite que nous ne tiendrons pas

compte de ces termes.

1 - 2 Mesures dans un plan de symétrie

L'interprétation des mesures de couples est beaucoup plus simple si ces dernières sont exécutées avec le champ appliqué dans un plan de symétrie du cristal. En effet, si nous faisons tourner le champ magnétique appliqué \vec{H}_0 dans un tel plan, l'aimantation \vec{M} reste dans ce plan et sa position peut être définie par un seul paramètre.

Les matériaux que nous avons étudiés cristallisant dans le système cubique, nous prenons les axes quaternaires du cristal comme axes de référence (figure 8). Dans ces conditions, les plans de symétrie (110) et (100) sont respectivement obtenus pour $\phi = \frac{\pi}{4}$ et $\phi = 0$.

L'expression (18) du couple théorique devient alors pour ϕ constant:

$$\vec{\Gamma} = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{T, \phi, H_{IM}} \vec{u}_\phi \quad (19)$$

\vec{u}_ϕ définissant les axes cristallographiques $[110]$ ou $[100]$. Le problème posé est donc d'aligner l'axe cristallographique choisi avec l'axe vertical de la balance.

1 - 3 Orientation de l'échantillon

Pour éviter les problèmes toujours difficiles de transfert d'échantillon, ces derniers sont orientés, par diagramme de Laue en retour, directement dans une partie du porte échantillon. Nous pouvons obtenir une précision de l'ordre de 20' d'arc.

Aubert [3] a montré qu'un écart angulaire ε entre les axes de symétrie $[100]$, $[110]$ et l'axe de la balance entraînait sur les couples mesurés un terme correctif proportionnel à ε^2 . La précision obtenue dans nos orientations est donc suffisante.

Par contre, un écart à l'orientation ε pour des mesures effectuées dans le plan (111) entraîne un terme correctif du premier ordre. C'est pourquoi des mesures de couples faites dans le plan (111) peuvent servir à vérifier la précision des techniques d'orientation. Elles peuvent aussi, l'orientation ne demandant la participation que d'une petite quantité de matériau d'une part, et les mesures de couples faisant participer le cristal dans sa totalité d'autre part, être un critère de la qualité du cristal étudié.

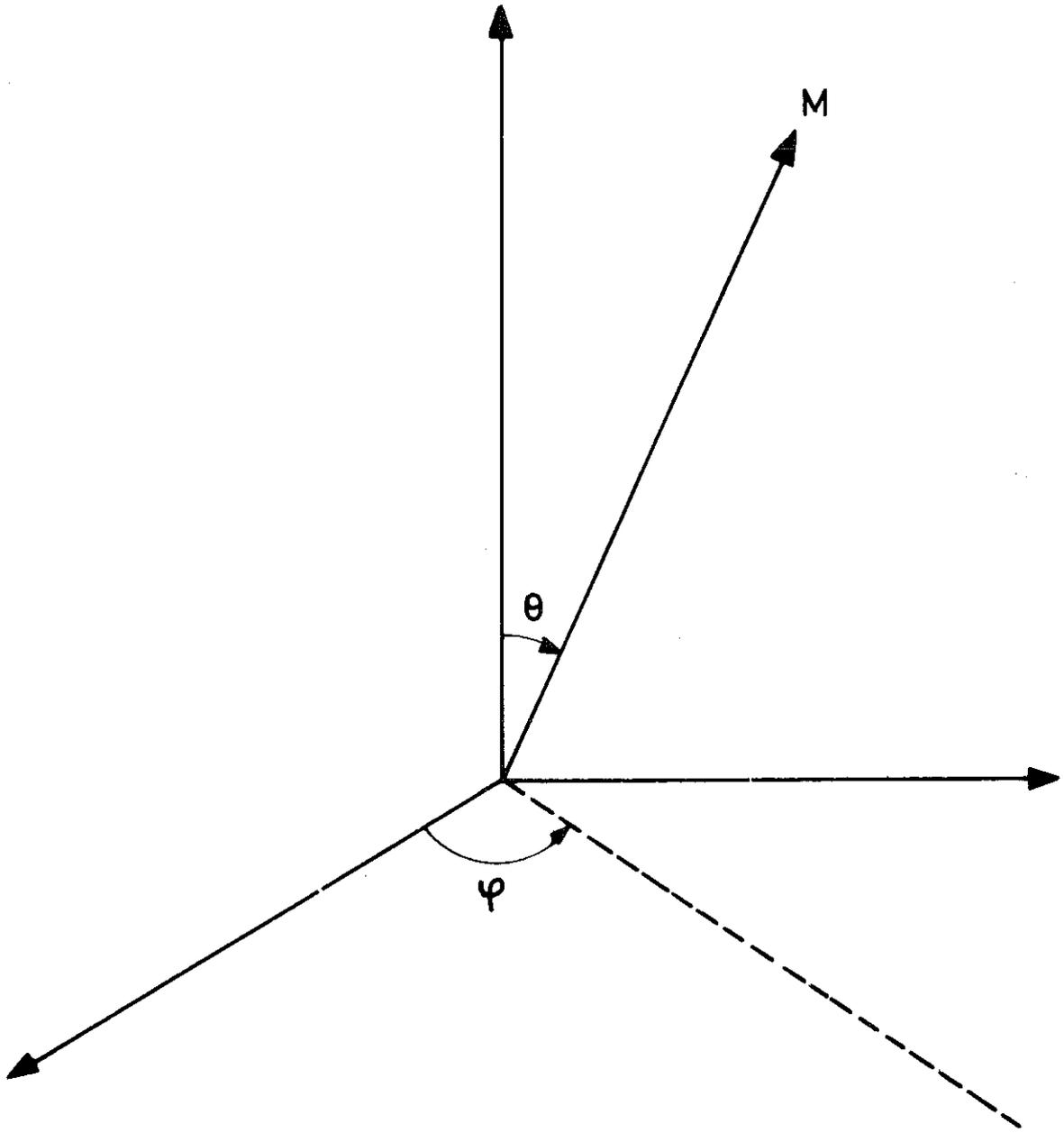


fig. 8

1 - 4 Fixation de l'échantillon

La pièce 1 de la figure 9 (voir photo 3), située à l'extrémité basse de la balance, est suspendue par sa partie supérieure au fil de torsion bas. Elle est terminée par un cône sur lequel vient s'emboîter la pièce de cuivre 2. Cette dernière, évidée en son centre, contient les sondes de température. L'échantillon sphérique E est situé entre la pièce 2 et un capuchon de cuivre 3. Coté échantillon les deux pièces 2 et 3 portent un cône. Le ressort R dont la tension est réglée par la vis V appuie sur le capuchon par l'intermédiaire des pièces 4 et 5. Enfin la partie supérieure de la pièce 6 est fixée en dessous de l'épaule de la pièce 1.

Dans cette réalisation, nous pensons avoir pris toutes les précautions pour que les contraintes appliquées à la sphère monocristalline pour l'empêcher de tourner admettent l'axe de la balance comme axe de symétrie de révolution. Cette distribution de contraintes annule en principe le couple, superposé au couple d'anisotropie, qui résulte des couplages magnétoélastiques.

La présence du ressort rend les contraintes pratiquement indépendantes des dilatations de l'échantillon et ses supports.

1 - 5 Situation expérimentale

La température et la grandeur du champ magnétique étant fixées, nous relevons les 72 valeurs du couple correspondant aux 72 positions équidistantes du champ appliqué dans l'un des plans de symétrie choisis, (110) ou (100). Dans chacun de ces plans, nous prenons comme axe origine pour mesurer les angles, l'axe $[100]$. Nous appelons ϕ (à ne pas confondre avec l'angle des coordonnées sphériques du chapitre 1) et θ les angles repérant \vec{H}_0 et \vec{M} (figure 10).

Pour une raison que nous exposerons plus loin (§ 1 - 7 - 1 de ce chapitre) nous exécutons en réalité 108 mesures de couple qui se distribuent de la façon suivante:

- . 18 mesures correspondant aux positions équidistantes du champ situées dans le quadrant précédant l'axe $[100]$ de départ;
- . 72 mesures correspondant à un tour complet du champ appliqué;
- . 18 mesures correspondant aux positions équidistantes du champ situées dans le quadrant suivant l'axe $[100]$ d'arrivée.

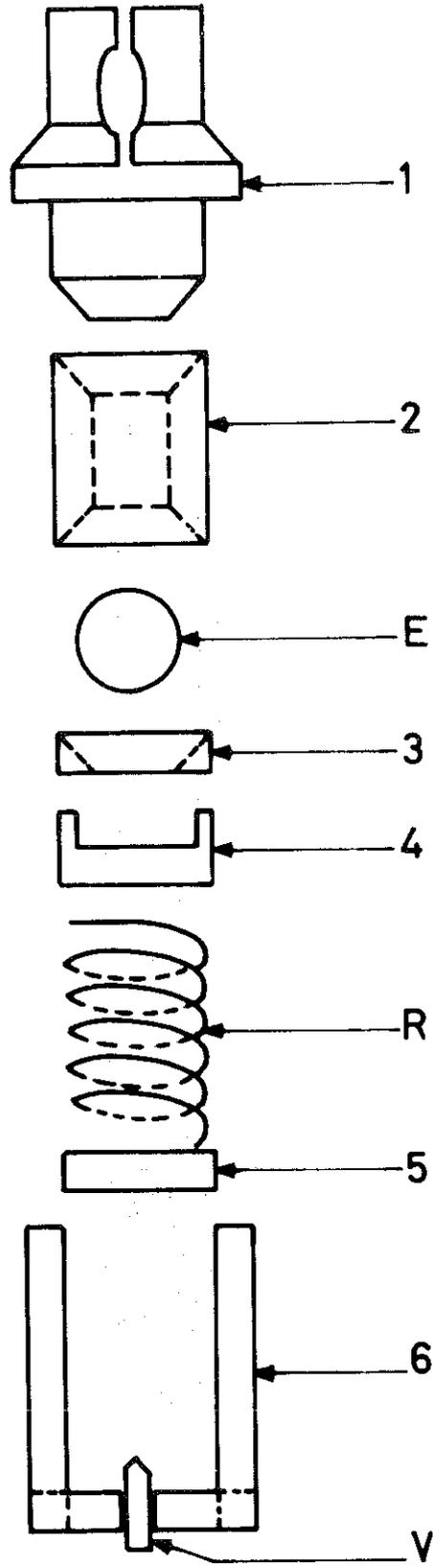


fig.9

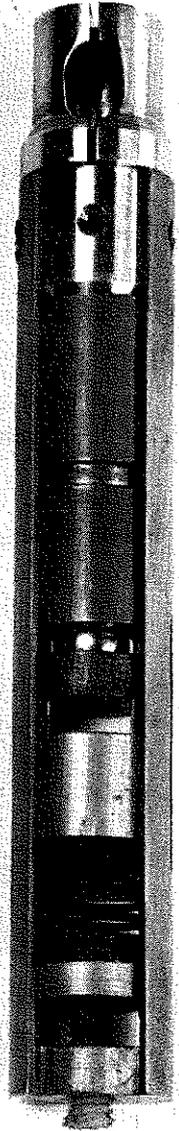


PHOTO 3

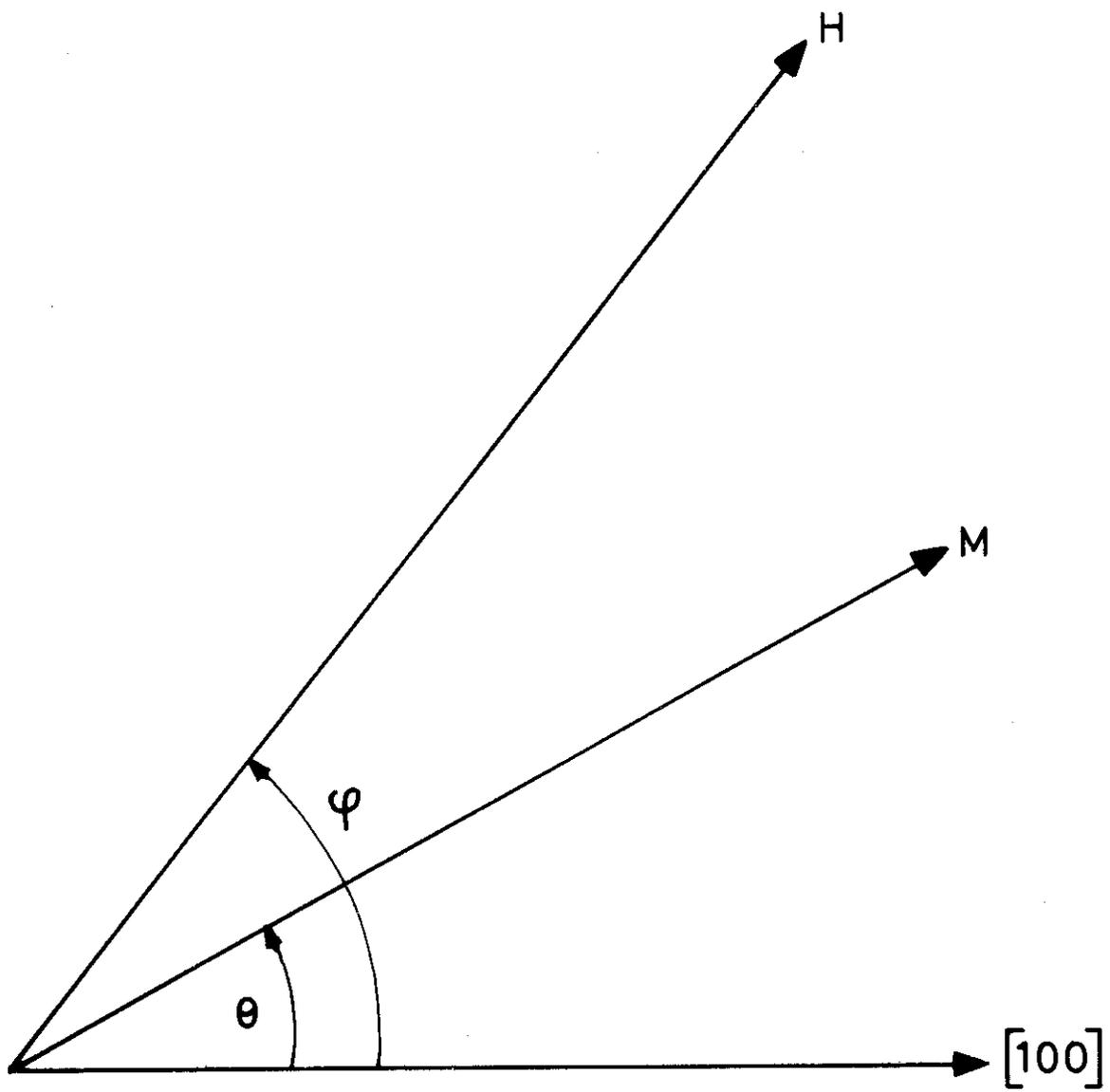


fig.10

1 - 6 Traitement théorique de la courbe de couple

L'expression théorique du couple donnée par la relation (19) permet de relier l'information expérimentale $\vec{\Gamma}$ à l'énergie d'anisotropie E_a par l'intermédiaire de la fonction G.

La dérivée partielle $\left(\frac{\partial G}{\partial \theta}\right)$ est prise pour H_{iM} constant. Or, en toute rigueur, nos expériences ne sont pas faites à H_{iM} constant, mais à $|\vec{H}_0|$ constant. Cependant l'angle $\varepsilon = \phi - \theta$ reste extrêmement faible et H_{iM} pratiquement égal à H_i . Nous verrons par la suite l'erreur que nous commettons en supposant H_{iM} constant pendant la durée des mesures.

Dans ces conditions:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \Gamma d\theta = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\partial G}{\partial \theta} d\theta = G(\theta_2) - G(\theta_1) \quad (20)$$

L'expression (20) considère Γ comme une fonction de θ . Or, nous ne connaissons Γ que comme une fonction de ϕ . Si θ_1 et θ_2 repèrent deux directions de symétrie, alors le même raisonnement que celui fait au § 3 du chapitre 2 permet d'écrire, compte tenu de (20):

$$\begin{aligned} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi) d\phi &= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \Gamma(\theta) d\theta = G(\theta_2) - G(\theta_1) \\ &= G_2 - G_1 = \Delta G \end{aligned} \quad (21)$$

Nous obtenons alors compte tenu de la relation (13):

$$\begin{aligned} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi) d\phi &= E_{a_2} - E_{a_1} - (M_2 - M_1) H_i \\ &= \Delta E_a - \Delta M H_i \end{aligned} \quad (22)$$

Il nous faut maintenant traiter du cas concret expérimental où c'est $|\vec{H}_0|$ qui est maintenu constant.

Dans l'expression (19) θ et H_{iM} sont les variables alors que dans les expériences les paramètres accessibles sont $|\vec{H}_0|$ et ϕ .

Calculons alors $\left(\frac{\partial G}{\partial \phi}\right)_{H_0}$:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial \phi}\right)_{H_0} = \left(\frac{\partial G}{\partial H_{iM}}\right)_{\theta} \left(\frac{\partial H_{iM}}{\partial \phi}\right)_{H_0} + \left(\frac{\partial G}{\partial \theta}\right)_{H_{iM}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \phi}\right)_{H_0} \quad (23)$$

Il est facile d'exprimer $\left(\frac{\partial H_{iM}}{\partial \phi}\right)_{H_0}$ à partir de l'expression:

$$H_{iM} = H_0 \cos(\phi - \theta) - NM \quad (24)$$

De plus, les relations (15) nous donnent:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial H_{iM}}\right)_{\theta} = -M$$

tandis que (19) implique:

$$\Gamma = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta}\right)_{H_{iM}}$$

Dans ces conditions l'expression (23) devient:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial \phi}\right)_{H_0} = \Gamma + NM \left(\frac{\partial M}{\partial \phi}\right)_{H_0} \quad (25)$$

L'intégration de la relation (25) entre deux directions quelconques ϕ_1 et ϕ_2 du champ appliqué nous permet alors d'écrire:

$$\int_{\phi_2}^{\phi_1} \Gamma d\phi = G_2 - G_1 - \frac{1}{2} N [M_2^2 - M_1^2] \quad (26)$$

Si ϕ_1 et ϕ_2 repèrent deux directions de symétrie du cristal, alors:

$$\begin{aligned} \phi_1 = \theta_1 & \quad G_1 = E_{a_1} - M_1 (H_0 - NM_1) \\ \phi_2 = \theta_2 & \quad G_2 = E_{a_2} - M_2 (H_0 - NM_2) \end{aligned}$$

Dans ces conditions la relation (26) devient:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma d\phi = E_{a_2} - E_{a_1} - (M_2 - M_1) (H_0 - NM_1) + \frac{1}{2} N (M_2^2 - M_1^2) \quad (27)$$

L'anisotropie de l'aimantation étant très faible, le champ intérieur peut être considéré comme constant. On constate alors en comparant l'expression (27) au résultat obtenu en (22) que le terme supplémentaire qui rend compte exactement des conditions d'expérience varie comme le carré de l'anisotropie de l'aimantation. Il est de ce fait tout à fait négligeable devant les deux autres termes.

On voit donc que dans un plan de symétrie donné, l'intégrale du couple d'anisotropie considéré comme une fonction de l'angle ϕ du champ appliqué avec une direction de référence de ce plan représente, entre deux directions de symétrie appartenant à ce plan, la variation de la fonction G liée à l'anisotropie de l'énergie ΔE_a et à l'anisotropie de l'aimantation ΔM par la relation:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma d\phi = \Delta G = \Delta E_a - \Delta M H_1 \quad (28)$$

Nous utiliserons cette relation au cours de l'exposé et de l'interprétation de nos résultats. Cependant il convient d'attirer dès maintenant l'attention du lecteur sur le fait que ΔE_a et ΔM peuvent non seulement varier en fonction de la température mais également en fonction du champ.

1 - 7 Procédure pratique utilisée pour le calcul de l'intégrale du couple

1 - 7 - 1 Correction des dérivées

Dans un première étape nous réalisons la "mise en forme" des données. En effet, nous avons parfois observé des dérivées lentes et pratiquement linéaires. Ces dernières peuvent être d'origine électronique et d'origine thermique. Le niveau du fluide dans le cryostat baissant, la température du fil de torsion supérieur varie, entraînant ainsi une dérive du zéro mécanique de la balance.

Les 108 mesures de couple se font à intervalles de temps réguliers. Nous avons vu au § 1 - 5 que la distribution des points de mesure était de $18 + (4 \times 18) + 18$. Les 72 points centraux sont porteurs de l'information utile.

On réalise alors, pour les mêmes directions du champ appliqué, les différences entre 18 mesures de couple prises au début de l'expérience (de la 10ème à la 27ème)

et 18 mesures de couple correspondantes prises en fin d'expérience (de la 82ème à la 99ème). La moyenne de ces différences nous donne la mesure de la dérive pour la durée de l'expérience. On corrige alors de cette dérive linéaire chacun des 72 points contenant l'information.

Nous jugerons à l'exposé des résultats l'effet de cette correction. Notons que les deux groupes de 18 mesures exécutées aux deux extrémités de l'ensemble des mesures utiles ne servent pas uniquement à faire la correction de dérive. Ils servent à corriger les accidents pouvant éventuellement apparaître en cours d'expérience, par exemple: point sauté, mesure erronée par suite d'un positionnement défectueux de l'électroaimant, erreur de perforation, etc...

1 - 7 - 2 Décomposition en série de Fourier de la courbe de couple

Les mesures sont faites dans le plan de symétrie (110), plan contenant le plus grand nombre d'axes de symétrie. Dans ce plan, nous prenons l'axe [100] comme axe de référence pour le repérage du champ appliqué \vec{H}_0 et de l'aimantation \vec{M} .

Nous disposons de $N = 72$ mesures de couples "mise en forme" que nous noterons Y_n pour $n = 0, 1, \dots, N-1$. Soit:

$$\Gamma(\phi) = a_0 + \sum_{p=1}^{\frac{N}{2}-1} (a_p \cos p\phi + b_p \sin p\phi) + a_{\frac{N}{2}} \cos \frac{N}{2} \phi \dots \quad (29)$$

le développement en série de Fourier de la courbe de couple. Au delà d'un certain rang, déterminé par la nature du matériau utilisé, les différents harmoniques sont nuls. Or N points de mesure permettent de déterminer les $\frac{N}{2}$ premiers coefficients de Fourier. Nos expériences ont montré que 72 points étaient suffisants puisque les derniers coefficients déterminés étaient nuls. Dans ces conditions et compte tenu du fait que les Y_n sont déterminés pour des valeurs de ϕ consécutives différant de $\frac{2\pi}{N}$, les $\frac{N}{2}$ premiers coefficients de Fourier sont donnés par les formules:

$$a_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\frac{N}{2}} X_n$$
$$a_p = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{\frac{N}{2}-1} X_n \cos \left(pn \frac{2\pi}{N} \right) \quad 1 \leq p \leq \frac{N}{2} \quad (30)$$

$$b_p = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{\frac{N}{2}-1} z_n \sin \left(pn \frac{2\pi}{N} \right) \quad 1 \leq p \leq \frac{N}{2} - 1 \quad (30)$$

dans lesquelles:

$$X_0 = Y_0$$

$$\frac{X_N}{2} = \frac{Y_N}{2}$$

et

$$X_n = Y_n + Y_{N-n}$$

$$\text{pour } 1 \leq n \leq \frac{N}{2} - 1$$

$$Z_n = Y_n - Y_{N-n}$$

A ce stade nous ferons deux remarques:

- L'axe de référence du plan de symétrie choisi étant lui-même un axe de symétrie, le couple est une fonction impaire de l'angle ϕ . Le développement de Fourier précédent ne comporte théoriquement aucun terme en cosinus. Les coefficients a_p devront être très faibles devant les termes en sinus b_p .
- Pour deux positions du champ différant d'un angle égal à π le couple est le même. Le développement de Fourier ne devra donc comporter que des coefficients b_p d'ordre pair.

Dans le cas réel de l'expérience il subsiste toujours un très léger décalage entre l'axe de référence et l'axe de symétrie. C'est pourquoi le développement en série de Fourier fait apparaître des termes en cosinus. Nous calculons alors les deux grandeurs suivantes:

$$S_p = \sqrt{a_p^2 + b_p^2} \quad (31)$$

expression représentant la valeur qu'aurait prise le coefficient de Fourier b_p dans le cas d'un décalage nul.

$$P_p = -\frac{180}{\pi} \arctg \frac{a_p}{b_p} \quad (32)$$

expression représentant p fois le décalage exprimé en degrés entre la direction de référence et l'axe de symétrie. Cependant, l'expérience montre qu'il existe des termes de rang impair très faibles. Ils témoignent de l'existence de couples parasites. Ces derniers perturbent également les termes pairs et leur effet est d'autant moins important que les coefficients b_{2p} sont grands donc de rang bas. C'est pourquoi la relation (32) n'est vérifiée que pour les premiers harmoniques, excepté celui de rang 2. En effet, cet harmonique cumule les effets dus à l'anisotropie de forme (§ 11), à une légère désorientation de l'échantillon (§ 1 - 3), etc...

Le terme b_2 étant le plus perturbé, il convient, avant de réaliser l'intégration de la courbe de couple, de le calculer à partir de tous les autres coefficients b_{2p} ($p < 2$) du développement. On écrit simplement que pour la direction de symétrie $[111]$ le couple est nul.

$$\text{Soit } \Gamma(\arcsin \sqrt{\frac{2}{3}}) = 0.$$

Nous obtenons alors une relation linéaire entre les coefficients qui nous permet facilement de calculer la valeur d_2 du coefficient b_2 .

Soit explicitement:

$$\begin{aligned} \phi_3 &= \arcsin \left(\frac{2\sqrt{2}}{3} \right) \\ d_2 &= - \frac{3}{2\sqrt{2}} \sum_{p=2}^{\frac{N}{4}-1} b_{2p} \sin(p\phi_3) \end{aligned} \tag{33}$$

L'automatisation complète de la balance nous a obligés, sur la fin de ce travail, à compléter cette procédure de calcul. En effet, pour chaque température nous relevons les valeurs de $\Gamma(\phi)$ pour plusieurs valeurs du champ appliqué. Nous avons constaté au cours des manipulations exécutées au potentiomètre que pour chaque valeur du champ le zéro de couple mesuré correspondant théoriquement à l'alignement du champ appliqué avec l'axe de symétrie de référence pouvait se décaler d'un angle très faible, au maximum de l'ordre de 30" d'arc. Le zéro est alors réajusté à chaque changement de champ. En fonctionnement automatique, le changement de champ a lieu sans interruption du processus séquentiel et on ne peut sans perdre l'intérêt de l'automatisation réajuster le zéro de couple. C'est pourquoi cette opération est faite au cours de l'analyse de la courbe de couple sur le calculateur.

Nous procédons de la façon suivante:

Soit α le décalage angulaire existant entre l'axe de référence et l'axe cristallographique. Nous mesurons alors des couples en fonction de l'angle.

$$\phi' = \phi + \alpha \quad (34)$$

avec $|\alpha| \ll 5^\circ$ et nous obtenons le développement

$$\Gamma(\phi') = a'_0 + \sum_{p=1}^N (a'_p \cos p\phi' + b'_p \sin p\phi') \quad (35)$$

Nous faisons alors l'hypothèse que la présence d'un terme cosinus d'ordre 4 est uniquement due au décalage. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où nos expériences nous ont montré que le terme b_4 était toujours très supérieur aux termes pairs de rang supérieur. Dans ces conditions, le décalage α est donné par (32) sous la forme:

$$P_4 = 4\alpha = - \arctg \frac{a'_4}{b'_4} \quad (36)$$

La détermination de α permet alors de déterminer les coefficients a_p et b_p que l'on aurait obtenus en annulant expérimentalement le décalage à chaque changement de champ magnétique par les relations:

$$\begin{aligned} a_p &= a'_p \cos p\alpha + b'_p \sin p\alpha \\ b_p &= a'_p \sin p\alpha + b'_p \cos p\alpha \end{aligned} \quad (37)$$

1 - 7 - 3 Intégration

Nous disposons donc maintenant du développement suivant:

$$\Gamma(\phi) = \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\phi \quad (38)$$

que nous noterons encore:

$$\Gamma(\beta) = \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin p\beta \quad \text{avec } \beta = 2\phi \quad (39)$$

On intègre alors terme à terme entre les deux directions choisies β_1 et β_2 :

$$\int_{\beta_1}^{\beta_2} \Gamma(\beta) d\beta = \left[\begin{array}{c} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4}-1} -\frac{1}{2} b_{2p} \cos p\beta \\ \beta_2 \\ \beta_1 \end{array} \right] \quad (39)$$

On calcule la valeur de l'intégrale entre les directions de symétrie $[100]_{\beta=0}$ et $[110]_{\beta=\frac{\pi}{2}}$ puis entre les directions $[100]$ et $[111]_{\beta=\arcsin\frac{2\sqrt{2}}{3}}$.

Nous obtenons alors les quantités E_2 et E_3 respectivement égales à:

$$E_2 = \sum_{q=0}^{\frac{N}{8}-1} \frac{b_2(b_q + 1)}{2^q + 1} \quad (40)$$

$$E_3 = \sum_{p=1}^{\frac{N}{4}-1} \frac{b_{2p}}{2p} (1 - \cos p\beta) \quad \text{pour } \beta = \arcsin \frac{2\sqrt{2}}{3}$$

Ces quantités sont calculées en utilisant le terme sinus d'ordre 2 b_2 mesuré. Il convient, étant donné le cumul des incertitudes sur ce coefficient, de calculer les deux intégrales en utilisant le terme sinus d'ordre 2 d_2 calculé. Nous obtenons alors pour les deux mêmes directions que précédemment les quantités F_2 et F_3 respectivement égales à:

$$F_2 = E_2 + d_2 - b_2 \quad (41)$$

$$F_3 = E_3 + \frac{2}{3} (d_2 - b_2)$$

Ce sont les variations isothermes des quantités F_2 et F_3 que nous étudions en fonction du champ intérieur H_i . Ces quantités sont reliées à l'anisotropie de l'énergie ΔE_a et de l'aimantation ΔM par la relation (28).

Le programme de calcul que nous venons de présenter est écrit en langage Algol (voir Annexe I). Notons que ce dernier réalise également au début de chaque expérience les 36 différences $Y_i - Y_{i+36}$ des valeurs de couples mesurés dans deux directions différant d'un angle égal à π . Ces dernières qui devraient théoriquement être nulles permettent de détecter les erreurs de perforation ou tout accident de positionnement d'électroaimant en cours de manipulation.

2 - Les coefficients d'anisotropie

Nous venons d'exposer dans le cas particulier du système cubique la technique de calcul utilisée pour accéder à la connaissance de l'intégrale

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} \Gamma(\phi) d\phi$$

de l'expression (28).

Cette expression est indépendante du système cristallin auquel appartient le matériau. Elle impose uniquement deux conditions:

- . le champ tourne avec l'aimantation dans un plan de symétrie;
- . L'intégration a lieu entre deux directions de symétrie appartenant à ce plan.

La fonction G, introduite au chapitre 1, et dont la variation en fonction de la direction de l'aimantation représente l'intégrale précédente, dépend selon la relation (14) des paramètres T, H_{iM} , θ et ϕ . Si l'on veut rendre compte de la symétrie du réseau cristallin, nous sommes conduits à écrire des développements introduisant des coefficients que nous appellerons coefficients d'anisotropie.

2 - 1 Introduction et définition des coefficients d'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

Pour un échantillon sphérique on peut développer la fonction G sous la forme:

$$G = \sum_n K'_n (T, H_{iM}) f_n (\theta, \phi) \quad (42)$$

expression dans laquelle les K'_n dépendent de la nature du matériau et les $f_n(\theta, \phi)$ dépendent de la direction de l'aimantation. Les fonctions f_n de la direction peuvent être des harmoniques sphériques ou des fonctions classiques des cosinus directeurs. La caractéristique essentielle des fonctions f_n est de rendre compte de la symétrie du cristal.

Les coefficients K'_n sont appelés coefficients d'anisotropie de l'énergie.

La relation (15) $\left(\frac{\partial G}{\partial H_{iM}} \right)_{T, \theta, \phi} = -M$ nous permet alors de développer le module

de l'aimantation comme une fonction de la direction et d'écrire comme pour la fonction G:

$$M = \sum_n M_n(T, H_{iM}) f_n(\theta, \phi) \quad (43)$$

Les coefficients M_n de l'expression précédente dépendent de la nature du matériau et sont appelés coefficients d'anisotropie de l'aimantation.

La relation (15) permet de relier [2] les deux coefficients d'anisotropie que nous venons de définir par la relation:

$$M_n(T, H_{iM}) = - \left(\frac{\partial K'_n}{\partial H_{iM}} \right)_T \quad (44)$$

Si maintenant nous utilisons les deux développements précédents de la fonction G et de l'aimantation M dans l'expression (13), nous obtenons le développement de E_a sous la forme:

$$\begin{aligned} E_a &= \sum_n (K'_n + M_n H_{iM}) f_n(\theta, \phi) \\ &= \sum_n K_n f_n(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (45)$$

avec la relation

$$K_n = K'_n + M_n H_{iM} \quad (46)$$

La relation (44) nous donne alors:

$$\left(\frac{\partial K_n}{\partial H_{iM}} \right)_T = H_{iM} \left(\frac{\partial M_n}{\partial H_{iM}} \right)_T \quad (47)$$

La détermination des coefficients K_n passe par celle des coefficients K'_n .

En effet nous avons vu que:

$$\Gamma = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{H_{iM}}$$

ce qui, compte tenu du développement (42) nous permet d'écrire:

$$\Gamma = \sum_n K'_n(T, H_{iM}) \frac{\partial}{\partial \theta} f_n(\theta, \phi) \quad (48)$$

Les fonctions f_n sont les fonctions des cosinus directeurs α_i de l'aimantation \vec{M} . Dans un plan de symétrie donné (ϕ fixé) ces fonctions ne dépendent que de l'angle θ entre l'aimantation et la direction origine de ce plan. Il est alors facile de voir que l'expression (48) permettra d'obtenir un développement de Fourier du couple en fonction de l'angle θ . Chaque coefficient d_{2p} de ce développement sera alors une combinaison linéaire des coefficients d'anisotropie K'_n en fonction des d_{2p} . L'étude isotherme en fonction du champ des K'_n nous permettra par (46) et (44) de calculer les K'_n et M_n .

Toutes ces déterminations supposent connus les coefficients d_{2p} du développement en série de Fourier des mesures de couple en fonction de l'angle θ de l'aimantation avec la direction cristallographique d'origine.

2 - 2 Passage du développement de Fourier en ϕ au développement de Fourier en θ

Connaissant $\Gamma(\phi)$ pour chacune des valeurs équidistantes de ϕ considérées dans la mesure du couple, nous pouvons calculer les valeurs de θ correspondantes:

$$\theta = \phi - \arcsin \frac{1}{H_0 M} \Gamma(\phi) \quad (49)$$

Mais les valeurs de θ données par (49) ne sont pas équidistantes et l'on ne peut pas, de ce fait, calculer les composantes de $\Gamma(\theta)$ par les relations (30). On résoud cette difficulté de la façon suivante:

Soient d_{2p} les coefficients significatifs du développement de Fourier du couple $\Gamma(\theta)$. Nous avons:

$$\begin{aligned} \Gamma &= H M \sin(\phi - \theta) = \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin p\phi \\ &= \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} d_{2p} \sin 2p\theta \end{aligned} \quad (50)$$

Le problème revient à calculer les d_{2p} connaissant les coefficients b_{2p} .

Les relations (50) entraînent:

$$\phi = \theta + \arcsin \frac{1}{H_0 M} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\theta \quad (51)$$

Nous allons par une méthode d'itération calculer quel serait l'angle ϕ repérant la position du champ magnétique pour lequel l'angle θ qui lui correspond est précisément l'angle ϕ sous lequel nous avons réalisé la mesure.

Nous imposons donc:

$$\theta = n \frac{2\pi}{N} \quad n \text{ variant de } 1 \text{ à } N - 1.$$

La relation (51) devient:

$$\phi = n \frac{2\pi}{N} + \arcsin \frac{1}{H_0 M} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\phi \quad (52)$$

et nous écrivons alors successivement:

$$\begin{aligned} \phi_0 &= n \frac{2\pi}{N} \\ \phi_1 &= n \frac{2\pi}{N} + \arcsin \frac{1}{H_0 M} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\phi_0 \\ \phi_2 &= n \frac{2\pi}{N} + \arcsin \frac{1}{H_0 M} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\phi_1 \\ &\dots \\ \phi_q &= n \frac{2\pi}{N} + \arcsin \frac{1}{H_0 M} \sum_{p=1}^{\frac{N}{4} - 1} b_{2p} \sin 2p\phi_{q-1} \end{aligned} \quad (53)$$

On peut facilement montrer que dans notre cas la suite $\{\phi_q\}$ est une suite convergente. On arrête l'itération quand $\phi_q - \phi_{q-1} < \lambda$, λ étant la précision avec laquelle l'angle ϕ est repéré. Dans notre cas, nous avons vu que les repérages angulaires étaient réalisés avec une précision de 6" d'arc.

La valeur ϕ_q obtenue est alors, pour n donné, la valeur de l'angle ϕ pour laquelle $\theta = n \frac{2\pi}{N}$.

La combinaison

$$X_n = \sum_{p=1}^{\frac{N}{4}-1} b_{2p} \sin 2p\phi_q \quad (54)$$

nous donne la valeur du couple pour laquelle $\theta = n \frac{2\pi}{N}$.

Nous disposons maintenant de $N - 1$ valeurs de X_n (obtenues pour les $N - 1$ valeurs de n) correspondant aux valeurs équidistantes de θ .

Les relations analogues aux relations (30), écrites avec les X_n définis par (54) et jouant le rôle des Y_n , nous permettent alors de calculer les coefficients de Fourier d_{2p} du développement (50).

Nous avons au § 1 - 7 - 3 donné l'intégration du couple considéré comme une fonction de ϕ . Nous réalisons par la même méthode l'intégration du couple considéré comme une fonction de θ .

Nous aurons deux types de développements:

- . le premier obtenu à partir du développement en ϕ comportant comme coefficient de $\sin 2\phi$ le terme b_2 mesuré;
- . le second obtenu à partir du développement en ϕ comportant comme coefficient de $\sin 2\phi$ le terme d_2 calculé.

Pour chacun de ces deux développements on calculera le terme C_1 coefficient de $\sin 2\theta$, obtenu à partir des coefficients de rang supérieur.

Chacun de ces deux développements donnera deux résultats d'intégration pour chaque couple d'axes de symétrie choisi selon que l'on utilise l'un ou l'autre des coefficients d'ordre 2. On vérifie que les résultats ainsi obtenus correspondent exactement aux résultats obtenus par l'intégration en ϕ (relation 21).

Le programme de calcul que nous venons de présenter est donné en langage Algol (voir Annexe II).

Cette procédure soulève deux objections:

- . l'expérience est effectuée à H_0 constant et non à H_{IM} constant;

. le calcul de ϕ par la relation (51) est fait pour $M = M_0$ partie isotrope de l'aimantation.

Nous avons déjà discuté de la première de ces objections (§ 1 - 6 du chapitre 3) et nous n'y reviendrons pas ici.

Pour analyser l'effet de la deuxième soit $H_{i_0} = H_0 - NM_0$ et θ_0 l'angle obtenu à partir de la relation (49) en faisant dans celle-ci $M = M_0$.

On peut démontrer par une succession de développements en série la relation:

$$\Gamma(\theta) = \frac{\partial G}{\partial \theta}(H_{i_0}, \theta_0) + \frac{1}{2H_0M} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{M - M_0}{M_0} \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)^2 \right] + N(M - M_0) \frac{\partial M}{\partial \theta} \quad (55)$$

où $\Gamma(\theta)$ exprime rigoureusement le couple en fonction du véritable angle θ .

L'expression (55) permet de calculer théoriquement les termes complémentaires apparaissant dans l'expression de chacun des coefficients d_{2p_0} du développement de Fourier de $\Gamma(\theta_0)$. Si nous considérons par exemple un développement du couple $\Gamma(\theta_0)$ n'excédant pas 4 coefficients:

$$\Gamma(\theta_0) = \frac{\partial G}{\partial \theta} = \sum_{p=1}^4 d_{2p_0} \sin 2p\theta_0 \quad (56)$$

avec

$$M = M_0 + \sum_{p=1}^4 \frac{m_p}{2p} (1 - \cos 2p\theta_0)$$

Le calcul des coefficients d_{4_0} de $\sin 4\theta_0$ nous conduit à:

$$\begin{aligned} d_{4_0} = d_4 + \frac{1}{2M_0^2 H_0} & \left[- 2(m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{3} m_3 + \frac{1}{4} m_4) (d_2 d_6 + d_4 d_8 - \frac{1}{2} d_2^2) \right. \\ & + m_1 (d_4 d_6 + d_6 d_8 + d_2 d_8) \\ & + \frac{1}{2} m_2 (d_2^2 + d_4^2 + d_6^2 + d_8^2 - d_2 d_6 - \frac{1}{2} d_4^2) \\ & \left. + \frac{1}{3} m_3 (d_2 d_4 + d_6 d_8 - d_2 d_8) + \frac{1}{4} m_4 (d_2 d_6 - \frac{1}{2} d_2^2 - \frac{1}{2} d_6^2) \right] \\ & + \frac{N}{2} \left(- \frac{1}{2} m_1^2 + \frac{1}{2} m_2^2 + m_1 m_2 - \frac{1}{3} m_1 m_3 + \frac{1}{3} m_2 m_3 + \frac{1}{8} m_2 m_4 \right) \\ = d_4 + \Delta d_4 \end{aligned}$$

Numériquement, dans le cas du fer par exemple, à une température de l'ordre de 150 K et pour un champ d'environ 15 kOe nous avons $\frac{\Delta d_4}{d_4} \approx 10^{-5}$.

Donc, compte tenu de la précision de nos expériences et des matériaux étudiés (faible anisotropie de l'aimantation), les erreurs introduites par la procédure utilisée sont négligeables.

2 - 3 Détermination des coefficients d'anisotropie à partir des mesures de couple dans le cas où le matériau étudié peut être décrit par un nombre petit de coefficients

Ce calcul ne pose en principe aucun problème dans le cas où le matériau étudié peut être décrit par un nombre limité de coefficients. Ce n'est pas toujours le cas comme nous le verrons pour le nickel.

En effet, nous avons vu que:

$$\Gamma = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{H, iM}$$

ce qui compte tenu du développement (42) nous permet d'écrire:

$$\Gamma = \sum_n K'_n (T, H, iM) \frac{\partial}{\partial \theta} f_n (\theta, \phi) \quad (58)$$

Les fonctions $f_n (\theta, \phi)$ peuvent être les fonctions traditionnelles des cosinus directeurs de l'aimantation M. Dans un plan de symétrie donné (ϕ fixé) ces fonctions ne dépendent que de l'angle θ entre l'aimantation et la direction origine de ce plan.

Il est alors facile de voir que l'expression (58) permettra d'obtenir un développement de Fourier du couple en fonction de l'angle θ . Chaque coefficient d_{2p} de ce développement sera alors une combinaison linéaire des coefficients d'anisotropie K'_n .

Il conviendra ensuite de résoudre le système linéaire donnant les K'_n en fonction des d_{2p} .

On trouve en général dans la littérature:

$$f_0 = 1$$

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_4^2 \\
 f_2 &= \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \\
 f_3 &= \alpha_1^4 \alpha_2^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^4 + \alpha_3^4 \alpha_4^4
 \end{aligned}
 \tag{59}$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ étant les cosinus directeurs de l'aimantation. Traitons à titre d'exemple le problème dans le plan (110), la direction origine étant la direction de symétrie [001].

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \theta \quad \alpha_3 = \cos \theta$$

On trouve alors que le couple donné par (58) prend la forme:

$$\begin{aligned}
 \Gamma &= \left(\frac{K'_1}{4} + \frac{K'_2}{64} + \frac{7K'_3}{128} \right) \sin 2\theta \\
 &+ \left(\frac{3K'_1}{8} + \frac{K'_2}{16} + \frac{K'_3}{128} \right) \sin 4\theta \\
 &+ \left(-\frac{3K'_2}{64} + \frac{3K'_3}{128} \right) \sin 6\theta \\
 &- \frac{9K'_3}{256} \sin 8\theta
 \end{aligned}
 \tag{60}$$

Supposons connus les coefficients de Fourier du développement du couple en fonction de θ soient d_{2p} .

Nous aurons alors le système:

$$\begin{aligned}
 d_2 &= \frac{K'_1}{4} + \frac{K'_2}{64} + \frac{7K'_3}{128} \\
 d_4 &= \frac{3K'_1}{8} + \frac{K'_2}{16} + \frac{K'_3}{128} \\
 d_6 &= -\frac{3K'_2}{64} + \frac{3K'_3}{128} \\
 d_8 &= -\frac{9K'_3}{256}
 \end{aligned}
 \tag{61}$$

qui conduit au système inverse donnant les K'_n en fonction des d_{2p} :

$$\begin{aligned}
 K'_1 &= \frac{1}{27} (72d_4 + 96d_6 + 80d_8) \\
 K'_2 &= -\frac{1}{9} (192d_6 + 128d_8)
 \end{aligned}
 \tag{62}$$

$$K'_3 = - \frac{256}{9} d_8 \quad (62)$$

Remarquons que comme au § 1 - 1 du chapitre 3 nous ne nous servons pas du terme d_2 coefficient de $\sin 2\theta$.

A température donnée, les coefficients K'_n varient avec le champ magnétique. L'étude de cette variation nous permet grâce aux relations (44), (46) et (47) de calculer les coefficients K_n et M_n .

Notons que dans le plan (100) des calculs identiques conduisent à:

$$\Gamma(\theta) = \left(\frac{K'_1}{2} + \frac{K'_3}{8} \right) \sin 4\theta - \frac{K'_2}{16} \sin 8\theta \quad (63)$$

$$K'_1 = 2d_4 + 4d_8 \quad (64)$$

$$K'_3 = - 16d_8$$

Il peut être intéressant de connaître les différences d'énergie et d'aimantation entre deux directions de symétrie en fonction des coefficients d'anisotropie de l'énergie et des coefficients d'anisotropie de l'aimantation. Ces relations peuvent être utiles pour comparer des résultats en énergie avec ceux obtenus par certains auteurs plus particulièrement intéressés par les coefficients.

Le développement (42) joint aux relations (49) permet de calculer ΔG entre les directions [111] et [100] ainsi qu'entre les directions [110] et [100].

Nous trouvons:

$$G(111) - G(100) = \frac{9K'_1 + K'_2 + K'_3}{27} \quad (65)$$

$$G(110) - G(100) = \frac{4K'_1 + K'_3}{16}$$

De la même façon, les développements (45) et (43) joints aux mêmes relations conduisent par le même calcul aux relations analogues à (62) pour ΔE_a et ΔM .

Soient:

$$E_a(111) - E_a(100) = \frac{9K_1 + K_2 + K_3}{27} \quad (66)$$

$$E_a(110) - E_a(100) = \frac{4K_1 + K_3}{16}$$

et

$$\begin{aligned} M(111) - M(100) &= \frac{9M_1 + M_2 + M_3}{27} \\ M(110) - M(100) &= \frac{4M_1 + M_3}{16} \end{aligned} \tag{67}$$

2 - 4 Remarques sur les coefficients d'anisotropie

Si maintenant nous considérons un matériau dont la description nécessite un grand nombre de coefficients d'anisotropie, le problème posé est celui du choix des fonctions f_n des cosinus directeurs. Ce choix étant fait, le type de calcul exécuté au paragraphe précédent est en principe toujours possible. Les coefficients d_{2p} du développement de Fourier du couple $\Gamma(\theta)$ demeurent des combinaisons linéaires des coefficients d'anisotropie mis en jeu. C'est pourquoi la détermination de l'un d'entré eux passe théoriquement par la détermination de tous les autres.

Pendant il existe [19] un choix de fonctions f_n coïncidant pour f_0 , f_1 et f_2 avec les relations (59) qui permettent de calculer le premier coefficient d'anisotropie K'_1 indépendamment de tous les autres.

Nous noterons ce coefficients k'_1 . Il est donné par la relation:

$$k'_1 = \sum_{p=1}^{\infty} p d_{2p} \tag{68}$$

Nous disposons donc de deux méthodes pour calculer le coefficient d'anisotropie de l'énergie du premier ordre. L'une décrite au § 2 - 3 l'autre donnée par (68). Alors que la dernière donne la vraie valeur k'_1 de K'_1 la première donne une valeur du coefficient dépendant du nombre de coefficients considérés.

Dans les deux cas, la variation isotherme en fonction du champ magnétique de k'_1 et K'_1 nous permettra de déterminer k_1 et m_1 d'une part et K_1 et M_1 d'autre part.

Si alors, pour un corps donné, dans une plage de température donnée, on calcule simultanément K_1 par les relations du § 2 - 3 et k_1 par (68), deux cas doivent être envisagés:

- k_1 et K_1 coïncident:

Le corps dans cette plage de température peut être décrit par un nombre inférieur ou égal à 3 de coefficients d'anisotropie. Cette coïncidence valide alors le calcul de K'_2 et K'_3 du § 2 - 3.

. k_1 et K_1 ne coïncident pas:

Le corps, dans cette plage de température, est nécessairement décrit par un nombre supérieur à 3 de coefficients d'anisotropie.

Ce qui vient d'être dit est également vrai pour les coefficients d'anisotropie de l'aimantation m_1, M_1, M_2 et M_3 .

CHAPITRE 4

ANISOTROPIE DE L'ENERGIE ET DE L'AIMANTATION DU NICKEL, DU FER, ET DU YIG

ETUDE DE LEURS VARIATIONS THERMIQUES

COEFFICIENTS D'ANISOTROPIE

L'analyse thermodynamique, l'appareillage et le traitement mathématique de l'information que nous avons exposés dans les chapitres précédents sont bien entendu valables et utilisables quel que soit le matériau étudié. Pour le traitement mathématique nous nous sommes limités à la symétrie cubique mais son extension à des systèmes autres que le système cubique ne présente pas de difficultés particulières.

Nous avons commencé l'étude expérimentale par le nickel pour deux raisons:

- . ce métal est celui pour lequel le plus grand nombre de modèles théoriques ont été développés;
- . un travail important sur ce matériau exécuté au Laboratoire par Aubert au dessus de 77 K devait normalement trouver son prolongement du coté des très basses températures.

1 - Le nickel

1 - 1 Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

1 - 1 - 1 L'échantillon

Les résultats que nous présentons ont été obtenus sur un échantillon fabriqué au laboratoire par Monsieur Perrier de la Bathie. Nous résumons ici les principales étapes de l'élaboration du monocristal.

La matière première utilisée est de la poudre ex-carbonyle à 99,95 %. Cette dernière est frittée sous hydrogène à une température d'environ 1000 °C, puis coulée

sous un vide de 10^{-7} torr dans une lingotière refroidie afin d'obtenir un matériau à grains fins dégazé donc débarrassé des impuretés volatiles. L'analyse chimique du lingot ainsi obtenu conduit aux résultats suivants:

Carbone:	20 ppm
Soufre:	traces inférieures à 5 ppm
Silicium:	traces inférieures à 5 ppm
Impuretés métalliques:	fer: 200 ppm cobalt: traces

La cristallisation se fait par la méthode de Bridgman dans un creuset d'alumine. Un gradient de température de 20 à 30 °/cm appliqué à ce creuset et un refroidissement lent, de l'ordre de 10°/heure, nous assurent une croissance cristalline de 1 cm/heure.

Le monocristal obtenu est découpé par électroérosion puis poli par la méthode des lapidaires comme il est décrit au chapitre 3. § 1 - 1.

Le diamètre de cet échantillon sphérique est de 7,9 mm.

Sa masse est de 2,30301 g.

1 - 1 - 2 Décomposition en série de Fourier des mesures de couple obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle du champ appliqué et de l'axe origine [001]

Nous donnons à titre d'exemple (planches 1 et 2) la décomposition dont nous avons exposé la technique au chapitre précédent. Elles sont relatives, pour un même champ appliqué $H_0 = 19179$ Oe, à deux expériences faites respectivement à 294,6 K et 4,2 K.

Afin de faciliter la tâche du lecteur, nous rappelons les notations employées ainsi que la signification des informations imprimées sur ces planches par l'ordinateur.

- En tête nous trouvons 36 valeurs correspondant aux différences des couples mesurés pour deux directions opposées du champ magnétique appliqué.

- REF: référence de l'expérience, le premier chiffre composant le nombre représente

NICKEL PLANCHE 1

.18	.41	.64	.73	.94	1.11
1.13	1.21	1.22	1.21	1.28	1.35
1.68	1.65	1.65	1.83	1.87	1.92
1.80	1.82	1.47	1.41	1.18	.95
.79	.59	.84	.59	.81	.73
.74	.65	.51	.53	.22	.10

REF	T	H	HH	C
2226	294.59	19179	17124	58.2613

P	BP	AP	SP	PP
0		.59		
1	.80	.14	.81	-10.19
2	-259.80	2.81	259.81	.62
3	.00	-.09	.09	89.12
4	-408.59	-.00	408.59	-.00
5	.12	.03	.12	-12.29
6	18.75	-.01	18.75	.04
7	-.01	.00	.01	11.39
8	-1.65	.03	1.65	1.16
9	-.00	-.01	.01	-74.06
10	.22	-.01	.22	2.88
11	.00	.01	.01	-83.30
12	-.03	-.00	.03	-8.19
13	.01	.01	.02	-46.25
14	-.00	-.00	.00	-28.91
15	-.00	-.01	.01	-87.80
16	-.00	.00	.00	67.58
17	-.00	.01	.01	87.42
18	-.02	.00	.02	8.91
19	.00	.00	.01	-57.92
20	-.00	-.00	.00	-54.97
21	-.00	-.02	.02	-83.58
22	-.00	-.01	.01	-84.48
23	.00	.00	.00	-60.00
24	-.00	-.01	.01	-83.79
25	.00	-.00	.01	49.97
26	.00	-.00	.00	45.47
27	-.01	-.01	.01	-31.96
28	.01	-.01	.01	62.36
29	.00	-.01	.01	88.88
30	.01	-.00	.01	20.56
31	.03	.01	.03	-24.44
32	.01	-.04	.04	82.18
33	-.01	.01	.02	44.19
34	-.00	-.02	.02	-76.27
35	-.00	.00	.00	7.93

BETA= -.09

B2	D2	E3	F3	E2	F2
-259.80	-260.27	-354.45	-354.77	-253.51	-253.98

NICKEL PLANCHE 2

-1.60	.80	5.10	-3.60	5.50	5.00
-5.40	3.00	3.70	2.90	2.50	1.80
3.10	3.10	3.30	3.00	2.80	2.40
2.40	1.60	1.00	-.40	-1.10	-1.30
-1.00	-1.70	-1.00	-.40	1.40	2.60
4.60	5.90	6.50	5.70	3.50	3.50

REF	T	H	HH	C
2218	4.20	19179	16981	58.6803

P	BP	AP	SP	PP
0		15.82		
1	1.07	-.19	1.08	10.00
2	-4931.48	-3.79	4931.48	-.04
3	.73	-.99	1.24	53.59
4	-7553.34	-.00	7553.34	.00
5	.89	.36	.96	-22.16
6	-1082.85	-.28	1082.85	-.02
7	.24	.33	.41	-54.58
8	-775.05	.39	775.05	.03
9	.15	.13	.20	-40.40
10	-195.04	.46	195.04	.13
11	.04	-.09	.10	63.15
12	-98.19	.54	98.19	.32
13	-.07	-.21	.22	-72.27
14	-15.52	.34	15.53	1.27
15	-.18	.10	.21	30.38
16	3.56	.06	3.56	-.95
17	.10	.21	.23	-64.92
18	13.01	-.24	13.02	1.05
19	.44	.06	.45	-8.30
20	11.82	-.41	11.83	1.97
21	.42	-.26	.49	31.96
22	8.86	-.15	8.86	.96
23	.15	-.52	.54	73.87
24	5.18	.09	5.18	-.99
25	-.20	-.46	.50	-66.95
26	2.19	-.07	2.20	1.76
27	-.46	-.16	.49	-19.16
28	.04	-.10	.11	65.22
29	-.36	.21	.41	30.37
30	-1.44	-.11	1.45	-4.35
31	-.08	.34	.35	77.28
32	-1.88	.92	2.09	26.20
33	.05	.23	.24	-76.86
34	-1.16	.65	1.33	29.26
35	-.03	.09	.09	74.54

BETA= -.01

B2	D2	E3	F3	E2	F2
-4931.48	-4935.59	-6789.59	-6792.33	-5331.40	-5335.51

la somme des indices de Miller du plan cristallographique dans lequel tourne le champ magnétique appliqué.

- T : température en K.
- H : le champ magnétique appliqué (noté H_0 dans les chapitres précédents) en oersteds .
- H_i : le champ magnétique intérieur (noté H_i dans les chapitres précédents).
- C : constante multiplicative permettant de faire le passage des unités expérimentales aux unités d'énergie et d'aimantation du système u.e.m.c.g.s.
- La colonne notée P représente le rang des harmoniques successifs de la décomposition.
- La colonne notée BP représente les coefficients de $\sin p\phi$ dans la décomposition.
- Les AP sont les coefficients de $\cos p\phi$ dans le développement.
- SP représente $\sqrt{(AP)^2 + (BP)^2}$.
- PP enfin représente P fois l'angle exprimé en degrés que fait la position de départ du champ appliqué avec la direction $[001]$ calculé à partir de AP et BP.
- BETA: décalage de l'origine en degrés (§ 1 - 7 - 2 chapitre 3).
- B_2 : coefficient de $\sin 2\phi$.
- D_2 : coefficient de $\sin 2\phi$ calculé à partir des autres coefficients (voir au § 1 - 7 - 2 chapitre 3).
- E_2 : intégrale du couple entre les deux directions $[001]$ et $[110]$ calculée avec B_2 .
- E_3 : intégrale du couple entre les deux directions $[001]$ et $[111]$ calculée avec B_2 .
- F_2 : intégrale du couple entre les deux directions $[001]$ et $[110]$ calculée avec D_2 .
- F_3 : intégrale du couple entre les deux directions $[001]$ et $[111]$ calculée avec D_2 .

Ces deux planches appellent quelques commentaires:

. Au voisinage de la température ambiante (planche 1) les harmoniques significatifs atteignent le rang 8. Quand la température décroît, les harmoniques d'ordre supérieur apparaissent pour atteindre aux très basses températures (4,2 K) des rangs élevés comme l'atteste la planche 2. Cette comparaison justifie le choix que nous avons fait quant au nombre de mesures (donc de miroirs) qu'il est nécessaire d'exécuter sur l'intervalle 2π .

. Sur chacune des planches on peut constater que les termes sinus de rang impair sont extrêmement faibles devant les termes de rang pair.

De plus, les termes cosinus sont toujours très faibles devant les termes homologues en sinus. La quantité SP est toujours pratiquement égale à BP.

Enfin, les déphasages PP qui sont calculés pour tous les harmoniques n'ont de signification physique que pour les harmoniques d'amplitude SP non négligeable. Pour ces derniers, on constate que les déphasages PP sont toujours très faibles après la correction du décalage d'origine (BETA).

Ces trois dernières remarques prouvent que les couples parasites existant sur notre appareillage sont très faibles.

Il est ainsi tout à fait justifié de ne prendre en considération que les termes sinus de rang impair.

. Le terme D_2 calculé diffère, toujours très peu, du terme B_2 mesuré. Or, c'est sur le terme B_2 que s'accumulent le plus les erreurs. Nous concluons de ce fait que l'anisotropie de forme, les effets de désorientation du cristal (ils sont du second ordre dans ce cas) et les couples parasites sont très faibles.

Comme nous n'utiliserons par la suite que le terme D_2 nous pouvons considérer que les résultats ne seront pas affectés par les couples parasites.

1 - 1 - 3 Variations isothermes de F_3 et F_2 en fonction de H_1

Pour une température donnée, nous relevons les mesures de couples pour plu-

sieurs valeurs du champ appliqué. A chacun de ces relevés correspond une décomposition en série de Fourier du type de celle de la planche 1 ou 2. On peut donc étudier en fonction du champ intérieur les quantités F_3 et F_2 représentant respectivement, à un facteur multiplicatif près dépendant des unités, les variations isothermes des différences $G(111) - G(100)$ et $G(110) - G(100)$. Nous représentons ces variations en fonction de H_1 . Pour ce faire, la correction de champ démagnétisant se fait à partir d'une valeur de l'aimantation tirée pour chaque température des résultats de S. Foner et E.D. Thomson [20] et P. Weiss et R. Forrer [21] ajustés en valeur absolue à la mesure absolue de l'aimantation du nickel effectuée par Aubert [3] et en accord avec les mesures plus récentes de Crangle et Goodman [22]. La masse spécifique du nickel en fonction de la température est déduite des mesures de dilatation de F.C. Nix et D. Mc Nair [23].

Nous donnons à titre d'exemple les variations de F_3 en fonction de H_1 à la température de l'azote liquide (graphique 1).

Nous constatons que la variation est linéaire. F_2 varie de la même façon et nous observons la même loi linéaire de variation à toute température.

Les conséquences de cette observation expérimentale sont importantes.

En effet, nous avons vu par (15) au chapitre 1 que:

$$M = - \left(\frac{\partial G}{\partial H_{1M}} \right)_{T, \theta}$$

donc:

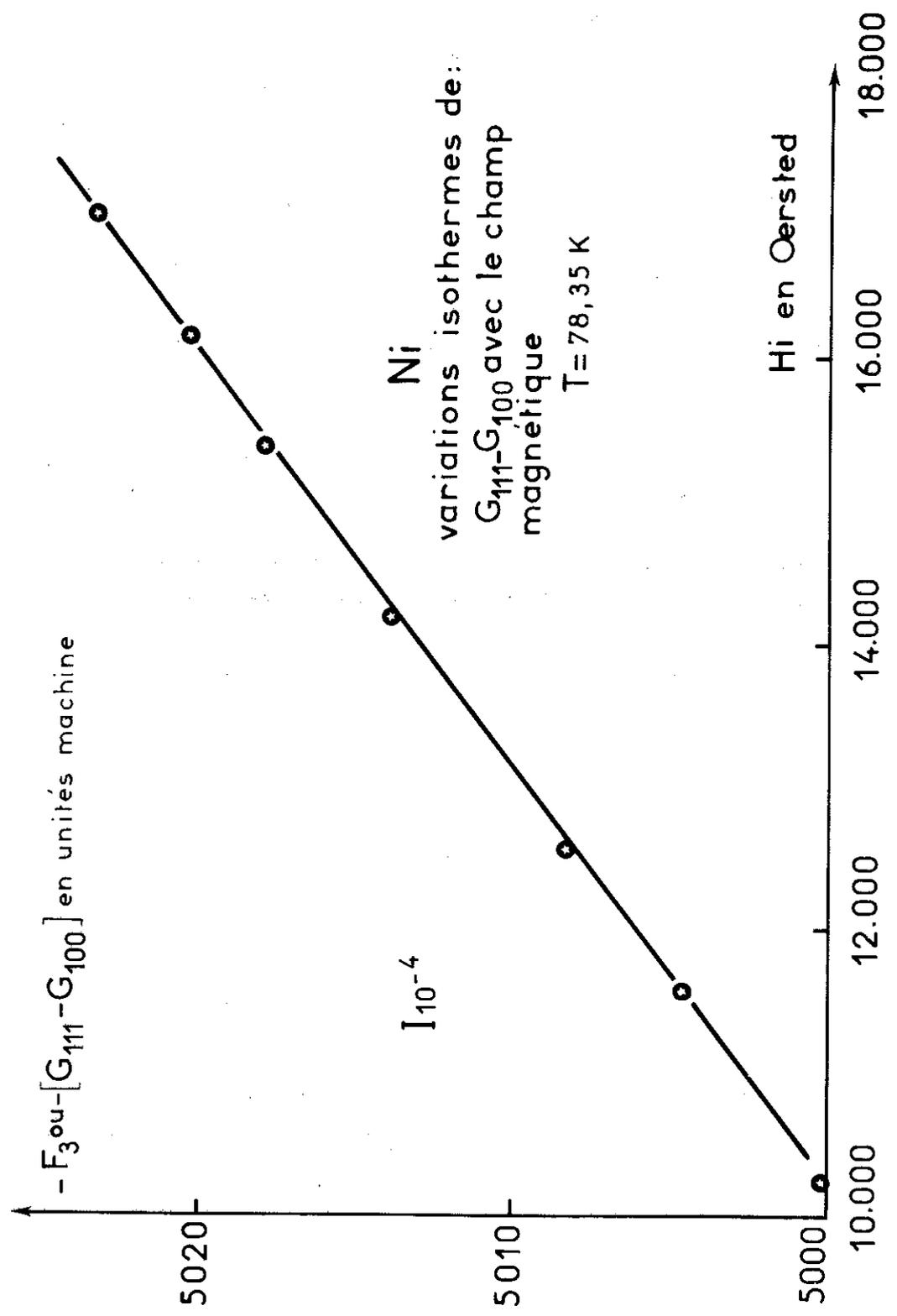
$$\Delta M = - \left(\frac{\Delta \partial G}{\partial H_{1M}} \right)_T$$

Nous avons vu au § 1 - 6 du chapitre 3 que le fait de réaliser la mesure à H_0 constant au lieu de H_{1M} constant entraînait une correction négligeable (relation 27).

On peut donc écrire:

$$\Delta M = - \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial H_1} \right)_T$$

L'expérience montre que:



Graphique : 1

$$\frac{\partial \Delta G}{\partial H_i} = \text{cste} = - \Delta M$$

De plus, si ΔM ne dépend pas du champ, alors (18) implique:

$$\left(\frac{\partial \Delta E_a}{\partial H_{iM}} \right)_T = 0$$

ΔE_a ne dépend donc pas du champ dans l'intervalle de champ considéré. Notons que la même variation linéaire de ΔG a été observée récemment par T. Egami, P.J. Flanders, C.D. Graham [24] jusqu'à 70 kOe.

La relation (28) montre alors que ΔE_a est l'ordonnée à l'origine de la droite et que ΔM en est la pente. Techniquement, l'ordonnée à l'origine et la pente de la droite du graphique 1 sont déterminées par une méthode de moindres carrés.

La planche 3 obtenue sur ordinateur nous donne cette détermination:

- N : nombre d'expériences.
- M : masse de l'échantillon (en grammes).
- K : constante de la balance (en dynes.cm/10⁻² mV).
- SIGMA: aimantation (en u.e.m./gr).
- RO : masse spécifique (en gr/cm³).
- T : température (en Kelvin).
- HH : champ interne (en oersteds).
- F : soit F₃ soit F₂ (en unités machine).
- la dernière colonne présente l'écart à la linéarité des points expérimentaux par rapport à la droite déterminée par moindres carrés.
- ALPHA et BETA: sont respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite (en unités machine).
- les grandeurs ΔE_a et ΔM sont données en clair.

NICKEL PLANCHE 3

REF	+2177	+2183	
	N	M	K
	+7	+2.3030100\$+00	+1.5076000\$+01
	SIGMA	RØ	T
	+5.8283099\$+01	+8.9570000\$+00	+7.8349999\$+01
	HH	F3	ECART RELATIF
	+1.6992000\$+04	-5.0235799\$+03	+4.0521258\$-06
	+1.6148000\$+04	-5.0205699\$+03	+1.7390190\$-05
	+1.5374000\$+04	-5.0179599\$+03	-3.2826573\$-07
	+1.4200000\$+04	-5.0139899\$+03	-2.5012487\$-05
	+1.2581000\$+04	-5.0083999\$+03	-3.6119876\$-05
	+1.1571000\$+04	-5.0044899\$+03	+4.1403592\$-05
	+1.0308000\$+04	-5.0002999\$+03	-1.3811837\$-06
	ALPHA	BETA	
	+3.4870231\$-03	-4.9643488\$+03	
	E111-E100=	-2.9108188\$+05	ERG.CM-3
	M111-M100=	+2.0445969\$-01	UEM.CM-3
	E111-E100=	-3.2497697\$+04	ERG.GR-1
	M111-M100=	+2.2926805\$-02	UEM.GR-1

REF	+2177	+2183	
	N	M	K
	+7	+2.3030100\$+00	+1.5076000\$+01
	SIGMA	RØ	T
	+5.8283099\$+01	+8.9570000\$+00	+7.8349999\$+01
	HH	F2	ECART RELATIF
	+1.6992000\$+04	-3.7626500\$+03	+1.7038522\$-06
	+1.6148000\$+04	-3.7602700\$+03	+3.3609272\$-05
	+1.5374000\$+04	-3.7582500\$+03	+1.9634727\$-05
	+1.4200000\$+04	-3.7554200\$+03	-6.3881078\$-05
	+1.2581000\$+04	-3.7510700\$+03	-6.0035357\$-05
	+1.1571000\$+04	-3.7479100\$+03	+6.1437876\$-05
	+1.0308000\$+04	-3.7447300\$+03	+7.5440222\$-06
	ALPHA	BETA	
	+2.6777619\$-03	-3.7171558\$+03	
	E110-E100=	-2.1795340\$+05	ERG.CM-3
	M110-M100=	+1.5700910\$-01	UEM.CM-3
	E110-E100=	-2.4333303\$+04	ERG.GR-1
	M110-M100=	+1.7529206\$-02	UEM.GR-1

On constate que les écarts relatifs à la linéarité sont extrêmement faibles.

1 - 1 - 4 Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

Chacune des opérations précédentes a été réalisée pour différentes températures dans l'intervalle 4,2 K , 300 K. Nos expériences nous ont conduits au deux tableaux suivants (1 et 2) qui correspondent respectivement aux deux doubles graphiques 2 et 3.

Les quantités $|\Delta E_a|$ sont des fonctions monotones de la température. Elles croissent quand la température décroît. Par contre, les quantités $|\Delta M|$ croissent de façon "quasi-linéaire" quand la température décroît, passent ensuite par un maximum situé aux environs de 110 K puis décroissent sans s'annuler à la température de l'hélium liquide. Nous remarquons que le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a et le maximum de la variation thermique de ΔM ont lieu pour la même température. Ces résultats seront commentés au chapitre suivant.

1 - 2 Coefficients d'anisotropie

1 - 2 - 1 Décomposition en série de Fourier des mesures de couples obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine [001]

Les planches 4 et 5 représentent le développement de Fourier en θ correspondant respectivement aux développements en ϕ des planches 1 et 2 obtenu avec la méthode décrite au § 2 - 2 du chapitre 3.

Voyons brièvement pour faciliter la lecture le contenu de la planche 5 par rapport à celui de la planche 2.

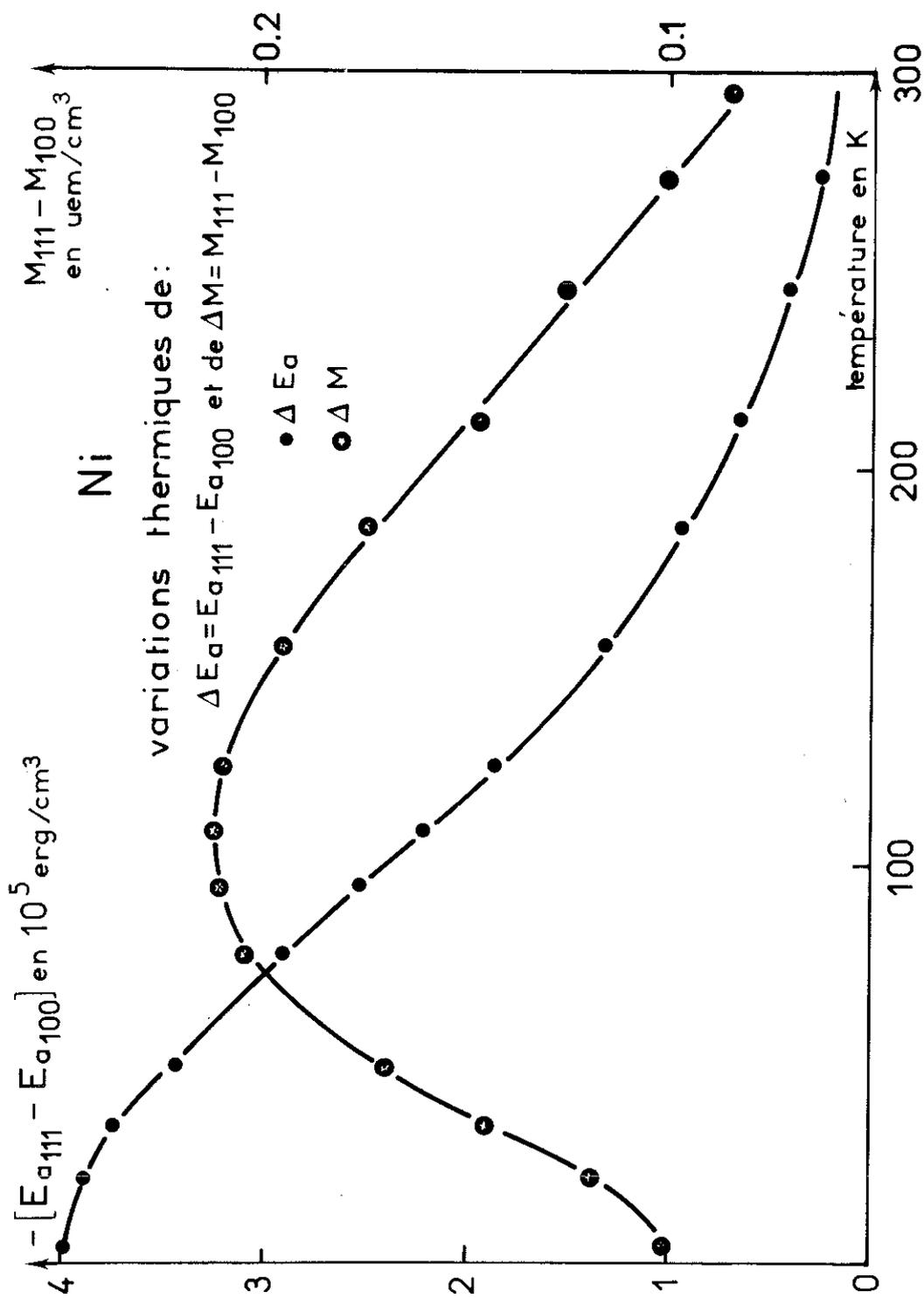
- Le premier groupe de trois colonnes donne:

- . dans la première colonne les numéros des harmoniques pairs;
- . dans la seconde colonne les termes sinus pairs de la colonne 2 de la planche 2 du développement de $\Gamma(\phi)$;
- . dans la colonne 3, les coefficients d_{2p} du développement de $\Gamma(\theta)$.

T en K	$-\Delta E_a =$ $-\left(E_{a_{III}} - E_{a_{100}}\right)$ en 10^5 erg/cm ³	$\Delta M = M_{III} - M_{100}$ en uem/cm ³	$\frac{\Delta M}{M_0}$
294,6	0,19209	0,0852	1,7 10^{-4}
273,15	0,27090	0,1039	2,1 10^{-4}
245,12	0,41605	0,1257	2,5 10^{-4}
212,9	0,65754	0,1473	2,9 10^{-4}
185,56	0,94207	0,1744	3,9 10^{-4}
155,76	1,35099	0,1952	3,8 10^{-4}
125,15	1,86741	0,2100	4,0 10^{-4}
109,15	2,21473	0,2124	4,1 10^{-4}
95,15	2,52417	0,2102	4,0 10^{-4}
78,35	2,91081	0,2044	3,9 10^{-4}
50,57	3,42840	0,1705	3,3 10^{-4}
34,99	3,71877	0,1454	2,8 10^{-4}
21,5	3,88498	0,1187	2,3 10^{-4}
4,2	3,96822	0,1024	1,9 10^{-4}
	précision rela- tive meilleure que 10^{-4}	précision rela- tive $\sim 10^{-2}$	

NICKEL

TABLEAU 1

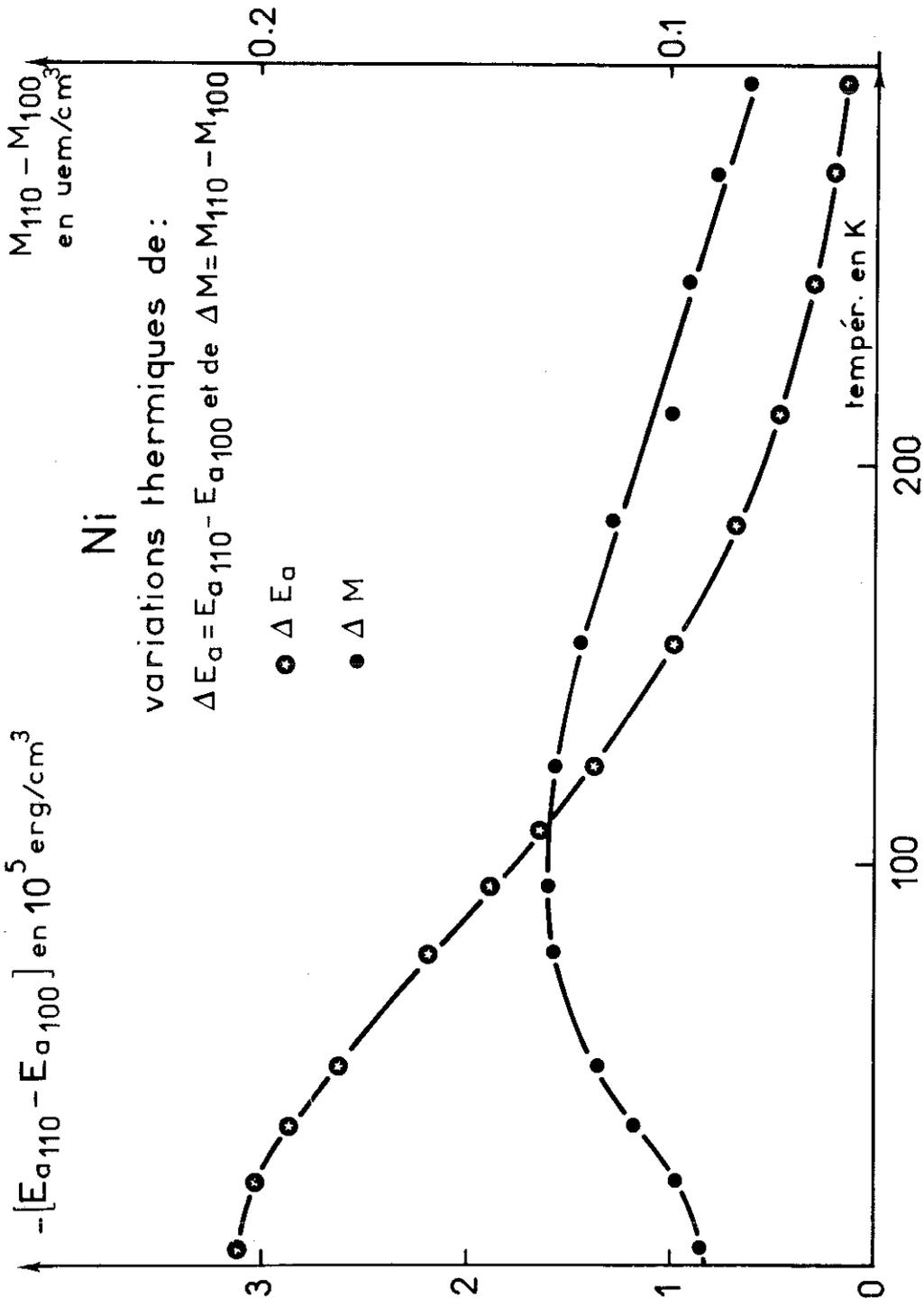


Graphique : 2

T en K	$-\Delta E_a =$ $-\left(E_{a_{110}} - E_{a_{100}}\right)$ en 10^5 erg/cm ³	$\Delta M = M_{110} - M_{100}$ en uem/cm ³	$\frac{\Delta M}{M_0}$
294,6	0,13732	0,0621	$1,3 \cdot 10^{-4}$
273,15	0,19415	0,0759	$1,5 \cdot 10^{-4}$
245,12	0,29914	0,0915	$1,8 \cdot 10^{-4}$
212,90	0,47428	0,1083	$2,1 \cdot 10^{-4}$
185,56	0,68200	0,1286	$2,5 \cdot 10^{-4}$
155,76	0,98307	0,1449	$2,8 \cdot 10^{-4}$
125,15	1,36878	0,1577	$3,0 \cdot 10^{-4}$
109,15	1,63276	0,1615	$3,1 \cdot 10^{-4}$
95,15	1,87209	0,1617	$3,1 \cdot 10^{-4}$
78,37	2,17953	0,1570	$3,0 \cdot 10^{-4}$
50,57	2,61140	0,1364	$2,6 \cdot 10^{-4}$
34,99	2,87311	0,1173	$2,2 \cdot 10^{-4}$
21,50	3,03368	0,0957	$1,8 \cdot 10^{-4}$
4,2	3,11629	0,0858	$1,6 \cdot 10^{-4}$
	précision rela- tive meilleure que 10^{-4}	précision rela- tive $\sim 10^{-2}$	

NICKEL

TABEAU 2



Graphique : 3

- De la même façon que dans la planche 2, le coefficient D_1 représente le coefficient de $\sin 2\theta$ dans la colonne 3, le coefficient C_1 représente le coefficient de $\sin 2\theta$ calculé à partir des d_{2p} pour $p > 1$. E_3 et F_3 sont respectivement les résultats des intégrations de $\Gamma(\theta)$ entre les directions $[100]$ et $[111]$ ($d_2 = D_1$ pour E_3 , $d_2 = C_1$ pour F_3). E_2 et F_2 représentent les mêmes quantités entre les directions $[100]$ et $[110]$.

- Le second groupe de trois colonnes représente les mêmes opérations en prenant pour coefficient de $\sin 2\phi$ le terme D_2 de la planche 2 et non plus B_2 .

On constate qu'aux basses températures les coefficients des développements de $\Gamma(\phi)$ et $\Gamma(\theta)$ sont très différents. On remarque en accord avec la relation (21) que les différences d'énergie E_2 et E_3 du premier groupe de la planche 5 sont pratiquement égales aux différences d'énergie E_2 et E_3 de la planche 2 et que de même les quantités F_2 et F_3 du second groupe de la planche 5 sont pratiquement égales aux quantités F_2 et F_3 de la planche 2. Les écarts relatifs sont de l'ordre de quelques 10^{-6} .

1 - 2 - 2 Variations isothermes des coefficients d'anisotropie

Pour chaque champ appliqué, le développement de $\Gamma(\theta)$ obtenu avec $d_2 = C_1$ du paragraphe précédent permet par (62) et (68) d'étudier les variations isothermes de K'_1 , k'_1 , K'_2 et K'_3 .

A titre d'exemple, la planche 6 donne les quantités K'_1 , K'_2 et K'_3 en fonction du champ intérieur pour une température de 155,76 K. Les variations isothermes des coefficients K'_1 , k'_1 , K'_2 et K'_3 sont respectivement représentées sur les graphiques 4, 4bis, 5 et 6.

Nous constatons que K'_1 et k'_1 varient linéairement avec le champ et permettent de ce fait la détermination de K_1 et M_1 par les relations (44) (46) et (47). Cette détermination se fait par moindres carrés.

La planche 6 montre les écarts relatifs des points de mesure par rapport à la variation linéaire et donne K_1 et M_1 en vraie grandeur. Cette détermination se fait avec la précision indiquée pour ΔE_a et ΔM .

Par contre, les variations isothermes de K'_2 et K'_3 ne permettent pas la détermination des coefficients d'anisotropie M_2 et M_3 de l'aimantation comme le montrent les graphiques 5 et 6. La planche 6 donne cependant par la même méthode les coef-

NICKEL PLANCHE 4

REF
2226

P	BP	DP
2	-259.80	-260.41
4	-408.58	-408.10
6	18.75	20.72
8	-1.65	.29
10	.22	-.02
12	-.03	-.01
14	-.00	-.00
16	-.00	-.00
18	-.02	-.02
20	-.00	-.00
22	-.00	-.00
24	-.00	-.00
26	.00	.00
28	.01	.01
30	.01	.01
32	.01	.01
34	-.00	-.00

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-260.41	-260.88	-354.45	-354.76	-253.51	-253.98

REF
2226

P	BP	DP
2	-260.27	-260.88
4	-408.58	-408.10
6	18.75	20.72
8	-1.65	.29
10	.22	-.02
12	-.03	-.01
14	-.00	-.00
16	-.00	-.00
18	-.02	-.02
20	-.00	-.00
22	-.00	-.00
24	-.00	-.00
26	.00	.00
28	.01	.01
30	.01	.01
32	.01	.01
34	-.00	-.00

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-260.88	-260.88	-354.76	-354.76	-253.98	-253.98

NICKEL PLANCHE 5

REF
2218

P	BP	DP
2	-4931.48	-5190.50
4	-7553.34	-7485.81
6	-1082.85	-459.00
8	-775.05	-29.87
10	-195.04	38.35
12	-98.19	37.30
14	-15.52	27.45
16	3.55	16.68
18	13.01	7.78
20	11.82	1.40
22	8.86	-1.93
24	5.17	-2.83
26	2.20	-2.53
28	.04	-1.69
30	-1.44	-.49
32	-1.88	1.23
34	-1.17	1.49

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-5190.50	-5194.83	-6789.62	-6792.50	-5331.36	-5335.69

REF
2218

P	BP	DP
2	-4935.59	-5194.78
4	-7553.34	-7485.58
6	-1082.85	-458.48
8	-775.05	-29.85
10	-195.04	38.33
12	-98.19	37.30
14	-15.52	27.44
16	3.55	16.68
18	13.01	7.77
20	11.82	1.40
22	8.86	-1.93
24	5.17	-2.83
26	2.20	-2.53
28	.04	-1.69
30	-1.44	-.49
32	-1.88	1.23
34	-1.17	1.49

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-5194.78	-5194.42	-6792.36	-6792.12	-5335.47	-5335.11

NICKEL PLANCHE 6

REF	+2156	+2162	
N		M	K
+7		+2.3030100\$+00	+1.5076000\$+01
SIGMA		RØ	T
+5.7705489\$+01		+8.9420000\$+00	+1.5576000\$+02
HH	D4	D6	D8
+1.7017000\$+04	-2.6952600\$+03	+1.0471000\$+02	+1.6710000\$+01
+1.6174000\$+04	-2.6921900\$+03	+1.0456000\$+02	+1.6560000\$+01
+1.5400000\$+04	-2.6893600\$+03	+1.0438000\$+02	+1.6440000\$+01
+1.4226000\$+04	-2.6849500\$+03	+1.0409000\$+02	+1.6260000\$+01
+1.2607000\$+04	-2.6789800\$+03	+1.0422000\$+02	+1.6400000\$+01
+1.1597000\$+04	-2.6749600\$+03	+1.0405000\$+02	+1.6260000\$+01
+1.0334000\$+04	-2.6700200\$+03	+1.0443000\$+02	+1.6680000\$+01

HH	K' 1	ECART RELATIF
+1.7017000\$+04	-6.7655466\$+03	+2.2869436\$-04
+1.7174000\$+04	-6.7583377\$+03	+7.3798636\$-05
+1.5400000\$+04	-6.7517866\$+03	-7.8740249\$-05
+1.4226000\$+04	-6.7415911\$+03	-2.7229130\$-04
+1.2607000\$+04	-6.7247940\$+03	-1.3340330\$-04
+1.1597000\$+04	-6.7150933\$+03	-1.6225342\$-04
+1.0334000\$+04	-6.6993244\$+03	+3.4450818\$-04

M1	K1
+9.7952255\$-03	-6.6004085\$+03

K1=-3.8636323\$+05	ERG.CM-3
M1=+5.7337586\$-01	UEM.CM-3

K1=-4.3207697\$+04	ERG.GR-1
M1=+6.4121658\$-02	UEM.GR-1

HH	K' 2	ECART RELATIF
+1.7017000\$+04	-2.4714666\$+03	-2.6122103\$-03
+1.6174000\$+04	-2.4661333\$+03	-9.6395956\$-04
+1.5400000\$+04	-2.4605866\$+03	+8.1992962\$-04
+1.4226000\$+04	-2.4518400\$+03	+3.6776332\$-03
+1.2607000\$+04	-2.4560444\$+03	+7.5024133\$-04
+1.1597000\$+04	-2.4509866\$+03	+2.4307316\$-03
+1.0334000\$+04	-2.4650666\$+03	-4.0574844\$-03

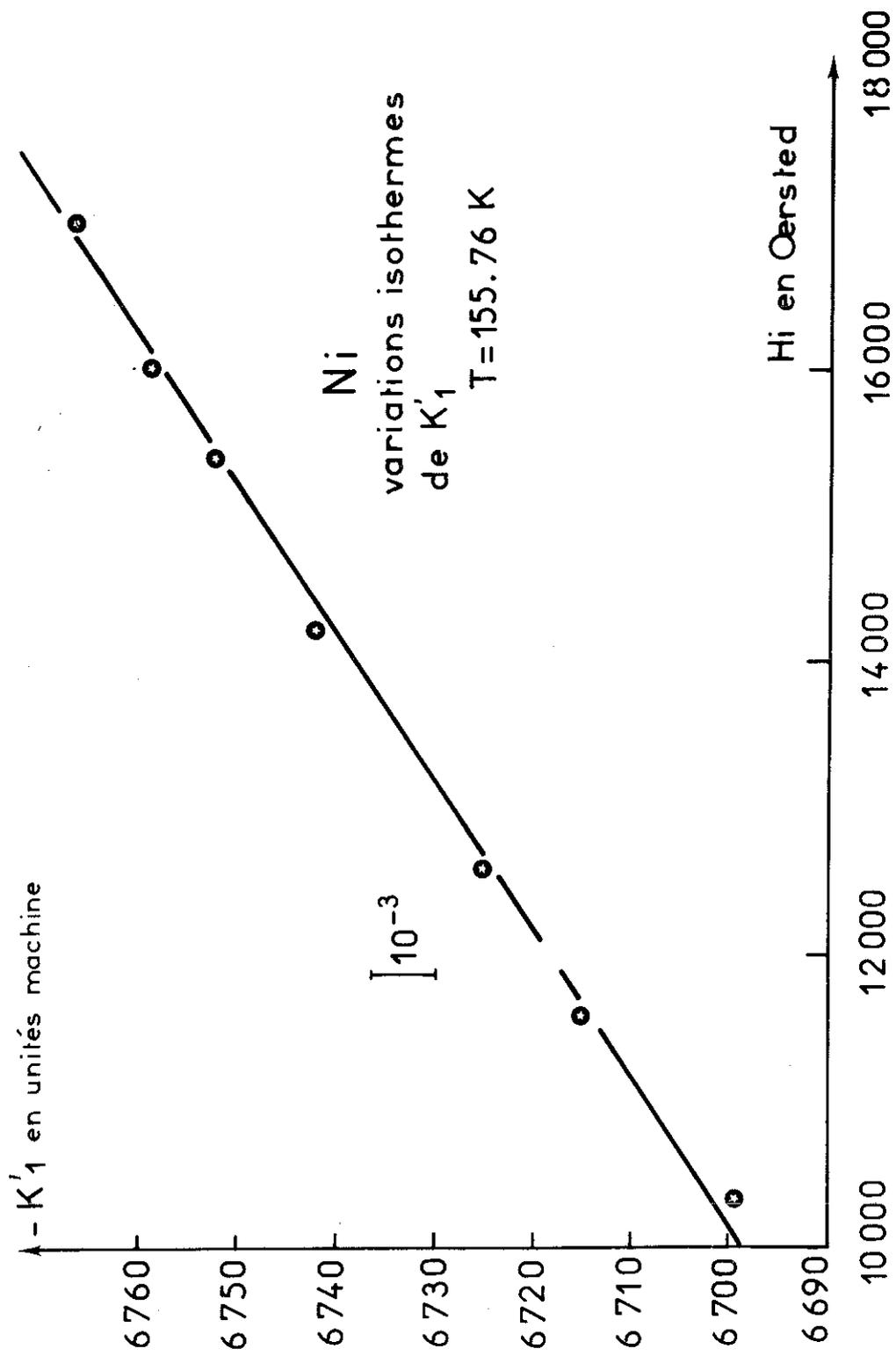
M2	K2
+1.4882505\$ 03	-2.4396851\$+03

K2=-1.4281004\$+05	ERG.CM-3
M2=+8.7116623\$-02	UEM.CM-3

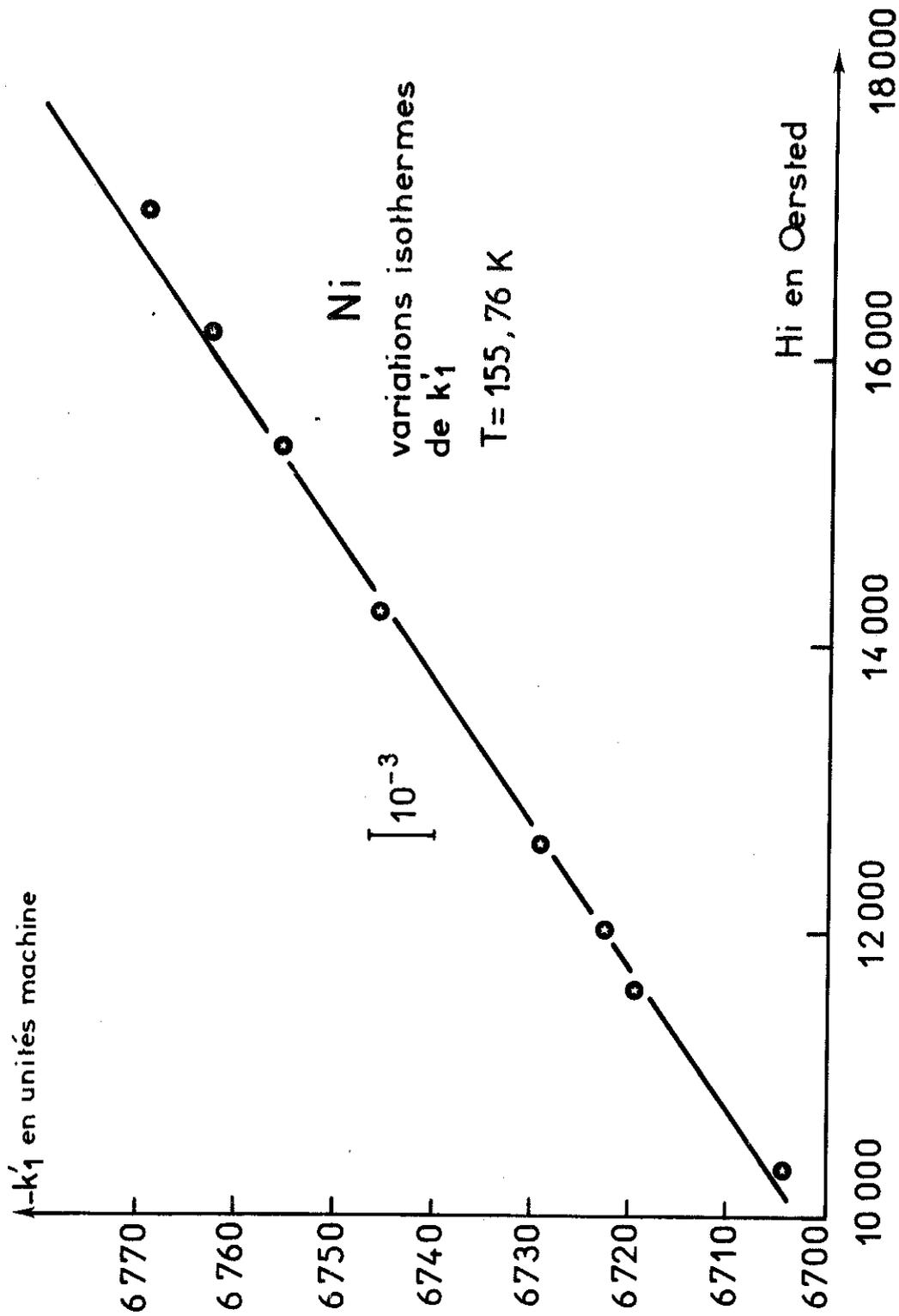
K2=-1.5970704\$+04	ERG.GR-1
M2=+9.7424092\$-03	UEM;GR-1

NICKEL PLANCHE 6 (SUITE)

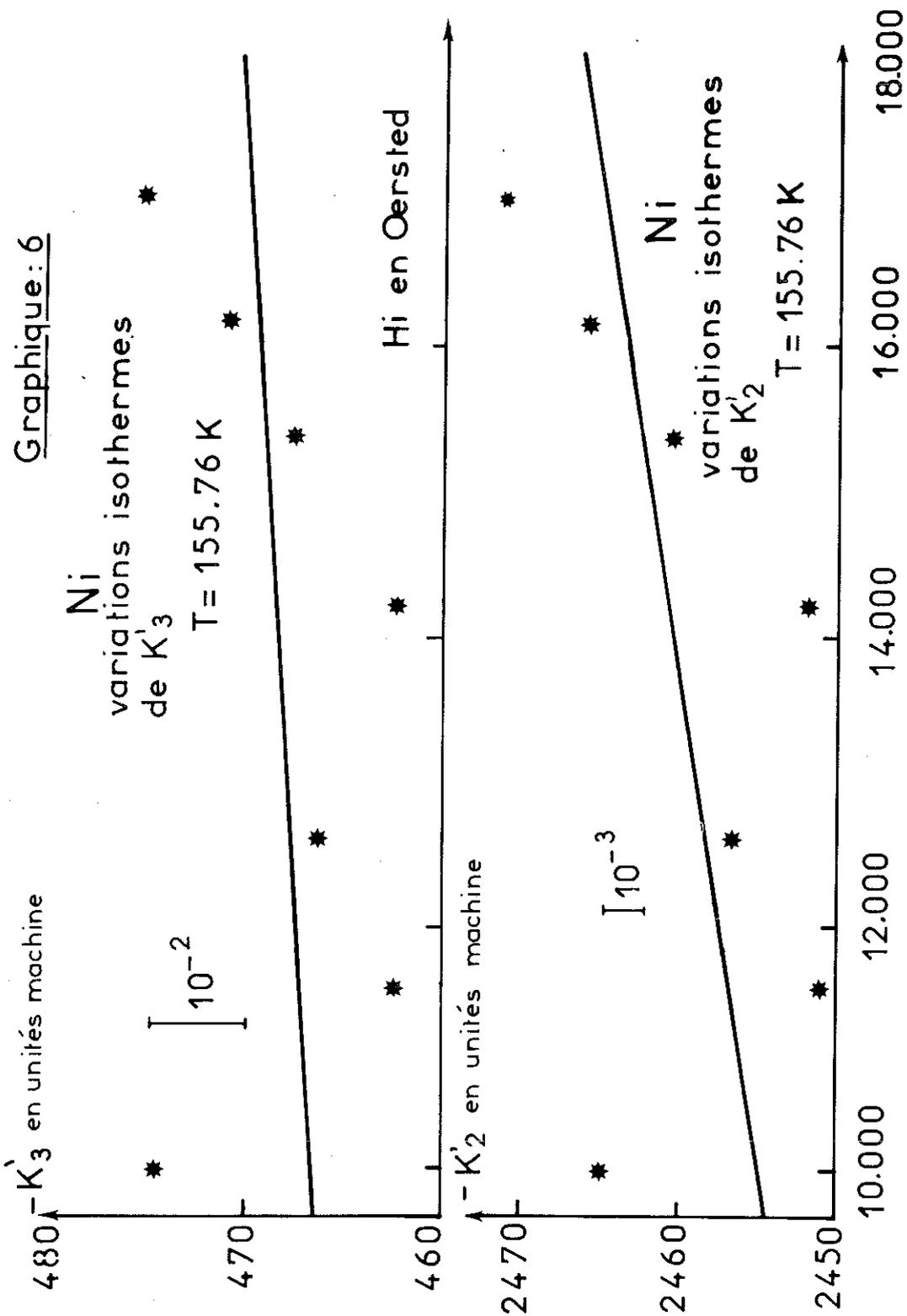
HH	K'3	ECART RELATIF
+1.7017000 g +04	-4.7530666 g +02	-1.0844624 g -02
+1.6174000 g +04	-4.7103999 g +02	-2.8006085 g -03
+1.5400000 g +04	-4.6762666 g +02	+3.6313097 g -03
+1.4226000 g +04	-4.6250666 g +02	+1.3442810 g -02
+1.2607000 g +04	-4.6648888 g +02	+3.0156414 g -02
+1.1597000 g +04	-4.6250666 g +02	+1.0534318 g -02
+1.0334000 g +04	-4.7445333 g +02	-1.6272878 g -02
M3	K3	
+5.1167627 g -04	-4.6144494 g +02	
K3=-2.7011261 g +04	ERG.CM-3	
M3=+2.9951615 g -02	UEM.CM-3	
K3=-3.0207181 g +03	ERG.GR-1	
M3=+3.3495432 g -03	UEM.GR-1	
BETA3	BETA'3	ECART RELATIF
-2.3079679 g +03	-2.3075854 g +03	+1.6570981 g -04
BETA2	BETA'2	ECART RELATIF
-1.6794270 g +03	-1.6789424 g +03	+2.8852208 g -04
ALPHA3	ALPHA'3	ECART RELATIF
+3.3346447 g -03	+3.3391465 g -03	-1.3500252 g -03
ALPHA2	ALPHA'2	ECART RELATIF
+2.4752770 g -03	+2.4807861 g -03	-2.2256736 g -03



Graphique : 4



Graphique: 4 bis



Graphique: 5

coefficients K_2 , M_2 et K_3 , M_3 mais seuls K_2 et K_3 ont un sens et sont respectivement connus avec une précision de 1 % et 4 % environ.

Les tableaux 3 et 4 donnent les valeurs de K_1 , k_1 , M_1 , m_1 ainsi que K_2 et M_2 .

1 - 2 - 3 Variations thermiques des coefficients d'anisotropie (tableaux 3 et 4)

Le graphique 7 représente les variations thermiques de K_1 et k_1 .

On constate l'excellent accord entre K_1 , coefficient calculé en prenant comme hypothèse que trois coefficients suffisent à décrire l'anisotropie de l'énergie du nickel, et k_1 , coefficient d'anisotropie indépendant de toute restriction concernant le nombre de coefficients d'ordre supérieur considéré. Cet accord est excellent, de la température ambiante à celle de l'azote liquide, puisque dans cet intervalle thermique l'écart relatif entre ces deux coefficients n'excède pas $2 \cdot 10^{-3}$. En dessous de 77 K et jusqu'à 4,2 K l'écart croît pour atteindre 5 % à la température de l'hélium liquide.

Jusqu'à 77 K, la coïncidence des deux coefficients K_1 et k_1 valide la détermination des coefficients K_2 et K_3 dont les variations thermiques sont représentées sur les graphiques 8 et 9.

La relation (66) permet, connaissant les trois coefficients K_1 , K_2 et K_3 , de calculer $E_{a_{111}} - E_{a_{100}}$, $E_{a_{110}} - E_{a_{100}}$ et de comparer, pour chaque température, ces différences avec celles obtenues par intégration de la courbe de couple et exposées tableaux 1 et 2.

Les écarts relatifs entre ces quantités sont au dessus de 77 K de l'ordre de quelques 10^{-4} . En dessous de cette température l'écart relatif croît pour atteindre 1 % à la température de l'hélium liquide. Ces écarts sont donnés à 155,76 K en fin de planche 6.

β_3 et β'_3 sont respectivement $E_{a_{111}} - E_{a_{100}}$ (en unités machine), calculée par intégration de la courbe de couple, et $E_{a_{111}} - E_{a_{100}}$ (dans les mêmes unités) calculée par (66). β_2 et β'_2 représentent les mêmes quantités pour les directions $[110]$ et $[100]$.

On peut donc conclure que, pour une température supérieure à 77 K, trois coefficients d'anisotropie suffisent pour décrire l'énergie d'anisotropie du nickel.

T en K	- K ₁ en 10 ⁵ erg/cm ³	M ₁ en 10 ¹ uem/cm ³	- k ₁ en 10 ⁵ erg/cm ³	m ₁ en 10 ⁻¹ uem/cm ³
294,59	0,54843	2,464	0,54863	2,455
273,15	0,77385	3,058	0,77439	3,024
245,12	1,19067	3,651	1,19094	3,658
212,90	1,88279	4,271	1,88498	4,196
185,56	2,69505	5,161	2,69532	5,252
155,76	3,86363	5,734	3,86657	5,706
125,15	5,33451	6,325	5,33924	6,174
109,15	6,32784	6,531	6,33	6,551
95,15	7,21867	6,592	7,21051	6,580
78,35	8,35894	6,704	8,341	6,687
50,57	9,99761	6,497	9,91320	6,469
34,99	11,13408	6,007	10,93748	5,790
21,5	12,01645	5,289	11,68437	5,422
4,2	12,63437	5,102	12,14572	7,336

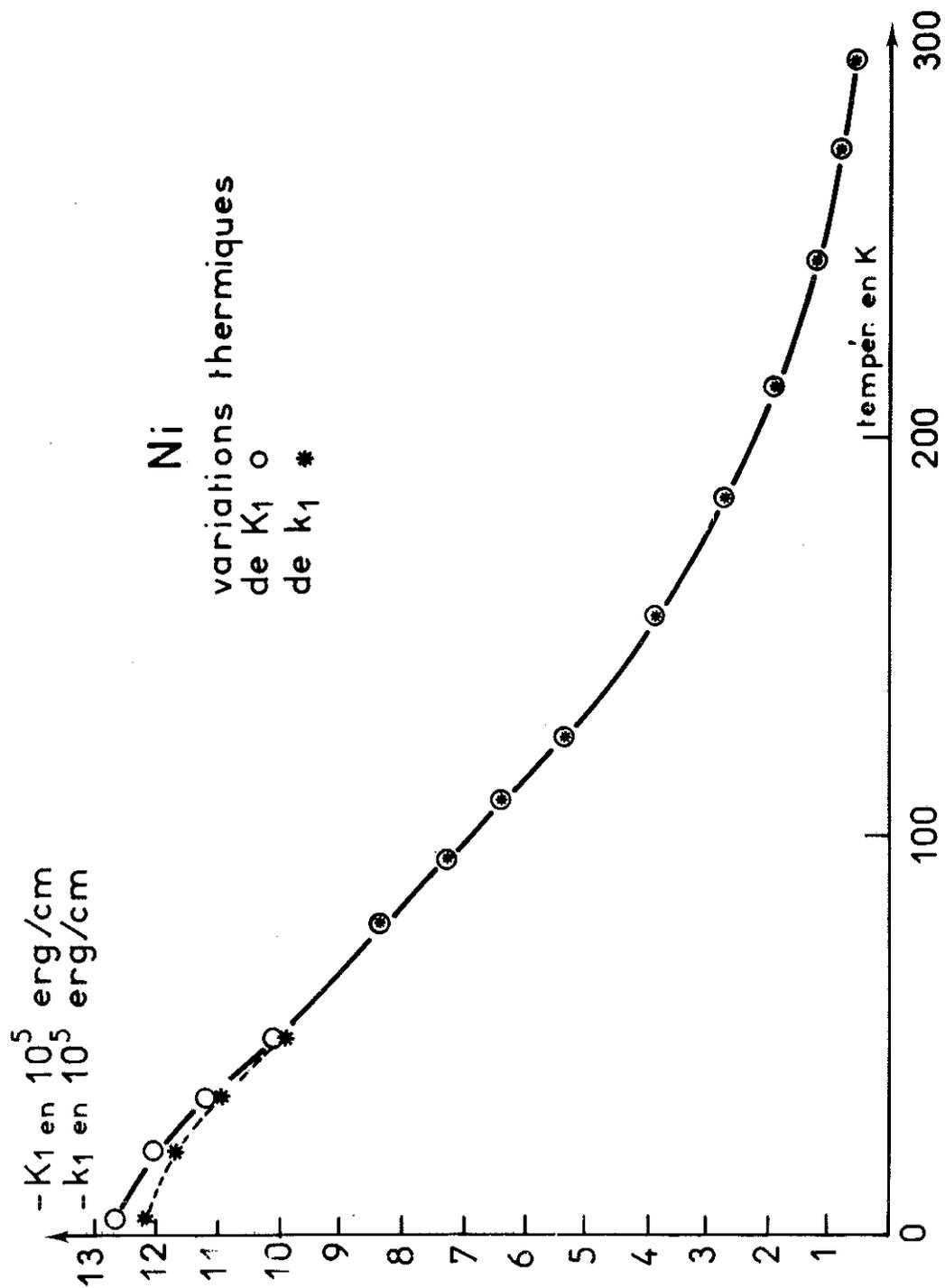
NICKEL

TABEAU 3

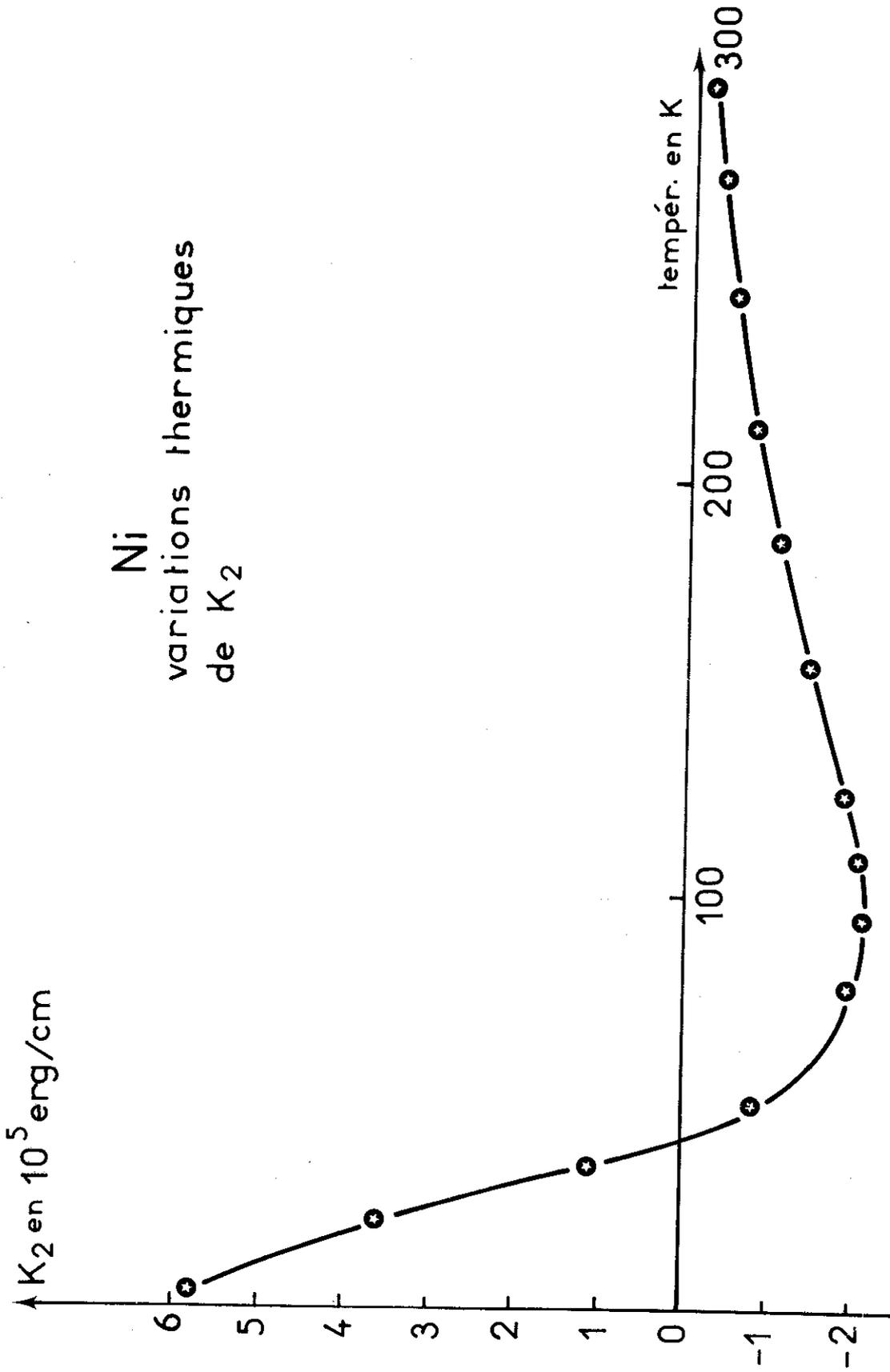
T en K	K ₂ en 10 ⁴ erg/cm ³	K ₃ en 10 ⁴ erg/cm ³
294,59	- 2,4698	- 0,0311
273,15	- 3,3856	- 0,1051
245,12	- 4,9363	- 0,2277
212,90	- 7,5082	- 0,5735
185,56	- 10,4777	- 1,2793
155,76	- 14,281	- 2,7011
125,15	- 18,4507	- 5,5582
109,15	- 20,3403	- 8,0847
95,15	- 21,0821	- 10,8003
78,35	- 19,3619	- 14,5533
50,57	- 8,4349	- 20,8926
34,99	- 11,3598	- 17,1233
21,5	- 35,9335	- 8,9293
4,2	- 57,7952	- 3,4838
	précision relative 1 %	précision relative 4 %

NICKEL

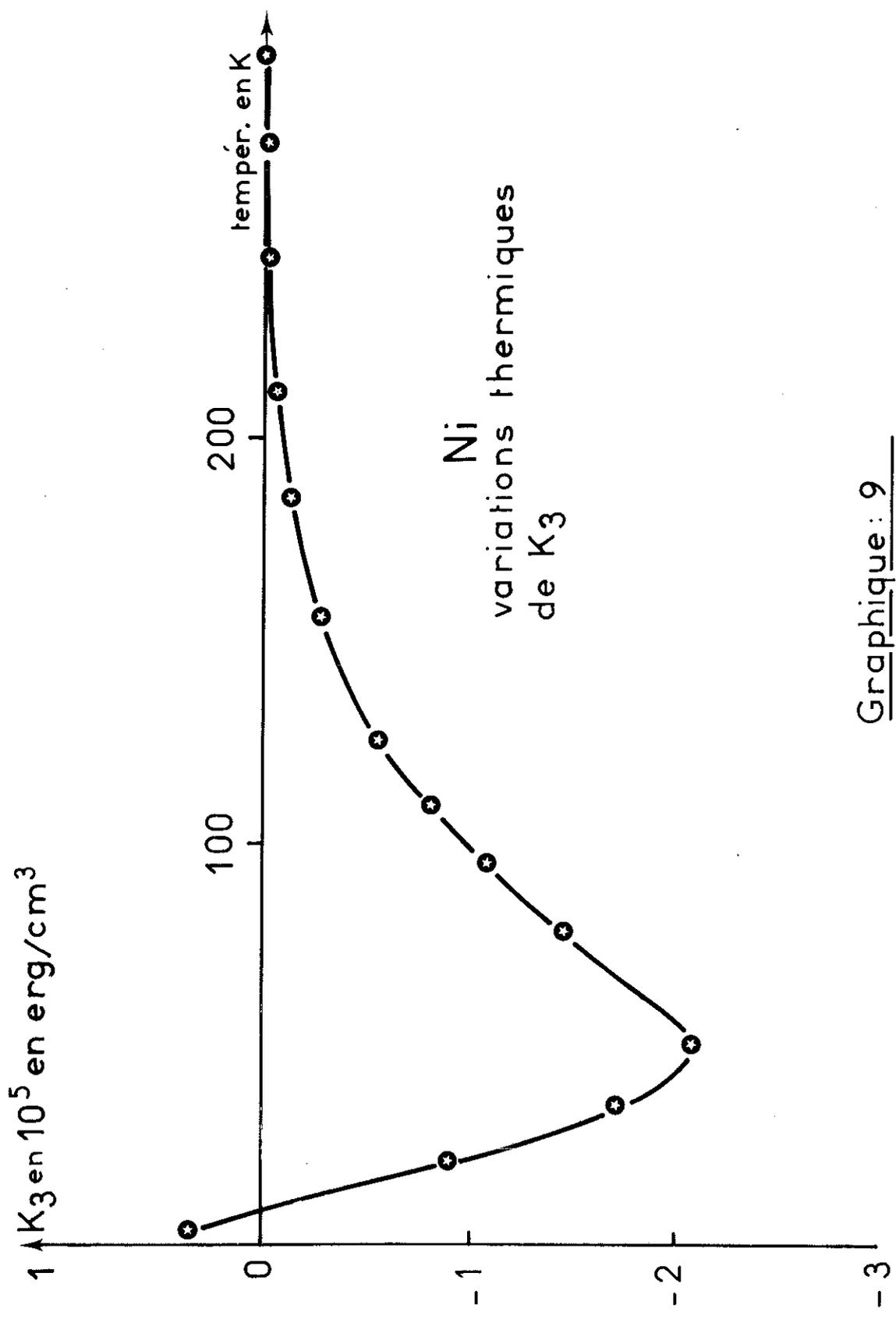
TABLEAU 4



Graphique: 7



Graphique : 8



Graphique : 9

L'impossibilité de la détermination des coefficients d'anisotropie de l'aimantation M_2 et M_3 nous empêche de formuler des conclusions analogues aux précédentes. M_1 et m_1 sont en bon accord jusqu'à 50 K puisque dans cette plage de température leur écart relatif n'excède pas 1,5 %. Par contre, en dessous de cette température l'écart croît. Pour une température de 4,2 K nous notons un écart relatif de 44 %. Nous pensons qu'un tel écart est dû à deux causes principales:

- trois coefficients d'anisotropie de l'aimantation ne suffisent plus à ces très basses températures comme pour l'anisotropie de l'énergie.
- de très légères variations thermiques en cours d'expérience entraînent des écarts qui peuvent être notables sur la pente (donc sur M_1) de la variation isotherme linéaire de K_1 (voir § 1 - 2 - 4).

Nous avons également fait la comparaison entre ΔM obtenu par intégration de la courbe de couple et ΔM calculé par les relations (66) dans lesquelles nous prenons:

$$M_2 = M_3 = 0$$

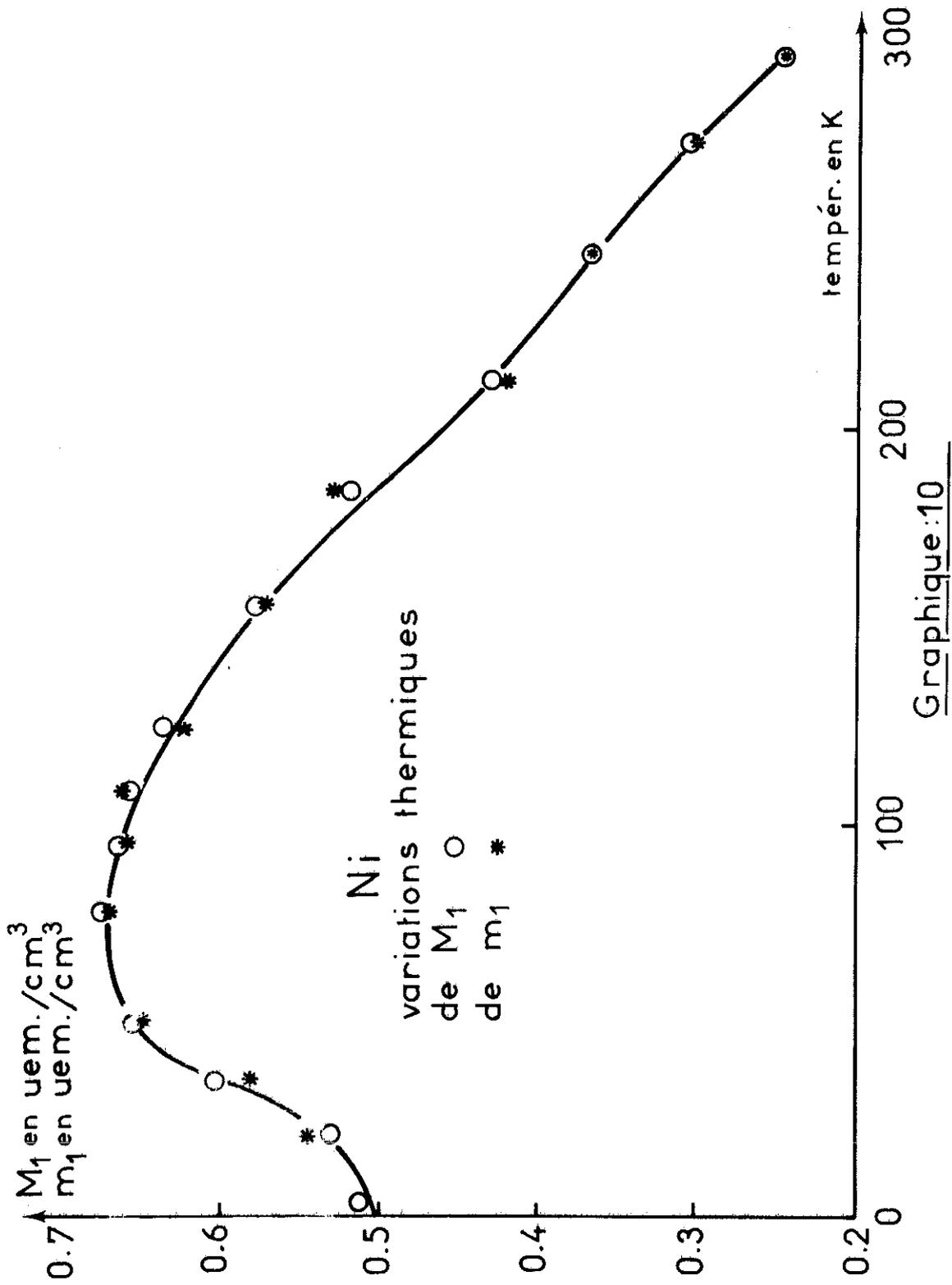
On constate que jusqu'à 95 K les écarts entre ΔM et $\frac{M_1}{3}$ peuvent être de 4,5 % puis cet écart croît régulièrement pour atteindre 66 % à 4,2 K. Sur tout l'intervalle de température il y a désaccord et nous pouvons alors conclure que M_2 et M_3 , bien que non mesurables, contribuent pour 1 à 2 % à ΔM jusqu'à 50 K et deviennent encore plus importants en dessous de cette température.

Les variations thermiques de M_1 et m_1 sont données sur le graphique 10.

1 - 2 - 4 Remarque sur l'utilisation de la méthode des moindres carrés pour la détermination de l'ordonnée à l'origine et de la pente des variations linéaires isothermes de ΔG et des K'_n

Quelles que soit la distribution des points de mesure donnant, pour une température donnée, les variations en fonction du champ des quantités ΔG et K'_n , la méthode des moindres carrés donnera un résultat. Si nous voulons retenir ce dernier, il nous faudra au préalable vérifier graphiquement la linéarité de la variation.

De plus, la méthode des moindres carrés nécessite un nombre de points de mesure important afin de diminuer le poids d'un point entaché par exemple d'une erreur ac-



cidentelle. Dans notre cas, le nombre de points de mesure exécuté est au maximum égal à 12.

Nous avons, malgré les deux remarques précédentes, utilisé cette méthode puisqu'il nous fallait un critère numérique. Cependant nous l'avons appliquée avec beaucoup de précautions.

Le nombre de points de mesure étant faible, il convenait de dépister les points pour lesquels l'écart à la linéarité paraissait anormalement grand par rapport aux écarts des autres points.

On constate que la vérification graphique de la linéarité fait apparaître, dans certains cas, un point de mesure "anormal". L'existence de ce dernier influe peu sur la détermination de l'ordonnée à l'origine conduisant à la connaissance, soit de ΔE_a , soit des coefficients d'anisotropie de l'énergie; mais elle influe beaucoup plus sur la pente conduisant à la connaissance, soit de ΔM , soit des coefficients d'anisotropie de l'aimantation.

Ces points anormaux que nous rencontrons rarement sont dûs à des accidents de régulation de température qui ont pu le plus souvent être retrouvés sur les enregistrements. L'anisotropie varie vite avec la température et une très faible variation thermique peut perturber la mesure dans de grandes proportions.

A titre d'exemple:

Les variations thermiques de K_1 montrent qu'au voisinage de 125 K une variation de température conduit à une variation du coefficient K_1 de 6250 erg/cm³. L'existence d'un point de mesure réalisé à une température différant de $3 \cdot 10^{-2}$ K de celle à laquelle les autres points de mesure ont été réalisés entraîne une variation de $5 \cdot 10^{-4}$ sur K_1 mais de 4 % sur M_1 .

On conçoit dès lors pourquoi la détermination de M_2 et M_3 présente de grandes difficultés.

Dans toutes nos expériences nous nous sommes le plus possible affranchis de ces problèmes en faisant le dépistage systématique de ces points de mesure. Toute expérience comportant plus d'un point perturbé a été refaite.

1 - 2 - 5 Conclusion relative aux résultats expérimentaux du nickel

Franse et De Vries [26] [27] ont étudié l'anisotropie du nickel par une méthode

de couple pour quatre températures seulement. Leurs résultats sont en parfait accord avec ceux présentés dans ce travail. En effet, si on complète leurs travaux en tenant compte de l'influence de l'anisotropie de l'aimantation, leurs résultats et les nôtres, en ce qui concerne les différences d'énergie $E_{a111} - E_{a100}$ et $E_{a110} - E_{a100}$, diffèrent au maximum de 1 % à 195 K. Par contre, aux très basses températures (points fixes de l'hélium, l'hydrogène et de l'azote), l'écart n'est que de 1 à $2 \cdot 10^{-3}$. Notons qu'un écart de 1 % peut être interprété par un écart thermique de 1 K. L'étude de ces auteurs porte également sur l'effet des impuretés sur l'énergie d'anisotropie. C'est pourquoi l'excellent accord observé sur les résultats aux très basses températures est une preuve supplémentaire de la bonne qualité de notre échantillon et de sa pureté. En ce qui concerne le coefficient d'anisotropie de l'énergie K_1 , nos résultats sont également en bon accord avec ceux de Franse puisque les écarts aux basses températures n'excèdent pas 0,6 %.

En ce qui concerne l'anisotropie de l'énergie, les résultats obtenus par Aubert [3] jusqu'à la température de 100 K sont en accord avec ceux présentés dans ce travail. Par contre nos résultats peuvent différer d'un facteur deux en ce qui concerne l'anisotropie de l'aimantation et le premier coefficient M_1 . Ces divergences sont explicables par le fait que le champ appliqué maximum dont disposait Aubert (11 kOe) ne lui permettait pas une excursion de champ suffisante pour déterminer correctement ce coefficient.

En résumé:

Conclusions relatives à l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation:

- les variations thermiques des différences $G(111) - G(100)$ d'une part et $G(110) - G(100)$ d'autre part en fonction du champ sont linéaires dans l'intervalle de champ considéré.
- l'anisotropie de l'énergie ΔE_a et de l'aimantation ΔM entre les directions $[111]$ et $[100]$ d'une part et entre $[110]$ et $[100]$ d'autre part sont des quantités indépendantes du champ dans l'intervalle de champ considéré.
- les quantités $|\Delta E_a|$ sont des fonctions monotones de la température. Elles croissent quand la température décroît.
- les quantités $|\Delta M|$ croissent de façon quasi-linéaire quand la température décroît, passent ensuite par un maximum aux environs de 110 K puis décroissent sans s'annuler à la température de l'

hélium liquide.

- le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a et le maximum de ΔM ont lieu pour des températures très voisines.

Conclusions relatives aux coefficients d'anisotropie:

- la variation isotherme du premier coefficient d'anisotropie K'_1 en fonction du champ est linéaire dans l'intervalle de champ considéré et permet donc de déterminer les coefficients K_1 et M_1 .
- les erreurs expérimentales nous mettent dans l'impossibilité de mettre en évidence une variation linéaire de K'_2 et K'_3 , ce qui nous interdit l'accès à M_2 et M_3 , mais permet cependant la détermination de K_2 et K_3 .
- pour une température supérieure à 77 K, trois coefficients d'anisotropie suffisent pour décrire l'énergie d'anisotropie du nickel. Par contre, plus de trois coefficients sont nécessaires en dessous de cette température.

2 - Le Fer

Nous reprendrons le même plan que celui adopté dans la présentation des résultats expérimentaux du nickel en évitant de donner tous les détails mentionnés dans la première partie du présent chapitre.

Nous nous attacherons à mettre en évidence les similitudes et les différences de comportement du fer et du nickel.

2 - 1 Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

2 - 1 - 1 L'échantillon

Les résultats présentés ont été obtenus sur un échantillon fabriqué par Monsieur Perrier de la Bathie. La matière première utilisée est du fer électrolytique raffiné par voie chimique (Ecole des Mines de St Etienne). L'analyse chimique du lingot conduit aux résultats suivants:

carbone:	entre 10 et 50 ppm
soufre:	9 ppm
phosphore:	0,3 ppm
impuretés métalliques:	8 ppm

Ce fer fondu sous hydrogène subit quatre passes de fusion de zone. La cristallisation s'opère par la méthode de Bridgman en creuset d'alumine. Un gradient de 20 à 30 °C/cm est appliqué à ce creuset. Le refroidissement est réglé à chaque changement de phase de telle sorte que les vitesses de croissance aux différentes transitions soient celles indiquées ci-dessous:

Liquide - solide cubique centré	1 cm/heure
Solide cubique centré - solide cubique face centrée0,2 cm/heure
Solide cubique face centrée - solide cubique centré0,2 cm/heure

On obtient ainsi un lingot cylindrique monocristallin de 50 mm de long et 10 mm de diamètre dont la mosaïque est inférieure à 15' d'arc.

L'échantillon utilisé a été, comme pour le nickel, découpé par électroérosion et poli par la méthode des lapidaires.

Le diamètre de cet échantillon sphérique est de 7,4 mm et sa masse de 1,67261 gr.

2 - 1 - 2 Décomposition en série de Fourier des mesures de couple obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle du champ appliqué et de l'axe origine [001]

Les planches 7 et 8 donnent cette décomposition pour un même champ appliqué $H = 19179$ Oe aux températures respectives de 293,15 K et 4,2 K.

Quelle que soit la température, on constate, contrairement aux observations faites pour le nickel, qu'aux très basses températures il n'apparaît pas d'harmoniques d'ordre supérieur. Au delà du rang 8 ils sont très faibles comme le montre la planche 8.

Les commentaires autres que celui portant sur les harmoniques de rang élevé sont les mêmes que pour le nickel (§1 - 1 - 2).

2 - 1 - 3 Variations isothermes de F_3 et F_2

Les variations isothermes de F_3 et F_2 sont identiques à celles observées sur le nickel (graphique 11 et planche 9). Nos conclusions sont donc identiques à celles exposées au § 1 - 1 - 3.

Le champ intérieur au cristal est dans ce cas calculé à partir des valeurs d'aimantation en fonction de la température donnée par J. Crangle et G.M. Goodman [22] tandis que les variations thermiques de la masse spécifique du fer sont déduites des études de dilatation de F.C. Nix et D.Mc Nair [23].

2 - 1 - 4 Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

Nos expériences sur le fer nous ont conduits aux résultats numériques présentés aux tableaux 5 et 6. Les variations thermiques de ΔE_a et ΔM sont représentées par les graphiques 12 et 13.

Nos observations sont qualitativement les mêmes que pour le nickel. Cependant le maximum de l'anisotropie de l'aimantation ainsi que le point d'inflexion de la courbe représentant la variation thermique de l'énergie d'anisotropie sont situés

FER PLANCHE 7

-2.50	-1.40	-.60	.20	.70	.90
.80	1.20	.60	.30	-.80	-1.40
-1.80	-2.50	-2.60	-2.30	-2.40	-2.20
-1.40	-1.70	-1.40	-1.60	-1.60	-1.90
-1.60	-1.70	-1.60	-1.00	-1.00	-.10
.30	1.00	1.60	2.10	3.10	1.60

REF	T	H	HH	C
2262	293.15	19179	12015	70.8458

P	BP	AP	SP	PP
0		-.54		
1	-.69	-.24	.73	-19.12
2	1736.41	-1.96	1736.41	.06
3	.57	-.30	.64	27.55
4	2590.38	.00	2590.38	-.00
5	.35	-.43	.55	51.24
6	-29.82	.07	29.82	.13
7	-.02	-.03	.04	-52.94
8	-28.43	.09	28.43	.18
9	.05	-.01	.05	9.38
10	.72	-.05	.72	4.06
11	.02	-.01	.02	16.30
12	.48	.06	.48	-7.47
13	.00	-.02	.02	88.65
14	-.00	.01	.01	61.71
15	-.03	.01	.03	11.10
16	-.02	-.00	.02	-12.43
17	-.03	.01	.03	19.19
18	-.02	.05	.05	68.96
19	-.03	.02	.04	40.30
20	-.01	.02	.02	64.31
21	-.01	-.01	.01	-30.29
22	.02	.03	.03	-60.53
23	-.06	-.01	.06	-11.30
24	-.07	-.00	.07	-1.86
25	.01	-.02	.02	63.75
26	-.06	-.02	.06	-19.29
27	-.05	-.04	.06	-36.46
28	-.05	-.02	.06	-15.61
29	-.06	-.02	.06	-19.00
30	-.03	.04	.05	58.81
31	-.04	-.06	.07	-54.80
32	-.04	-.63	.64	-85.98
33	.04	-.04	.06	47.86
34	-.06	-.21	.22	-73.73
35	-.01	-.06	.06	-82.42

BETA= -.01

B2	D2	E3	F3	E2	F2
1736.41	1740.35	2305.50	2308.12	1726.61	1730.55

FER PLANCHE 8

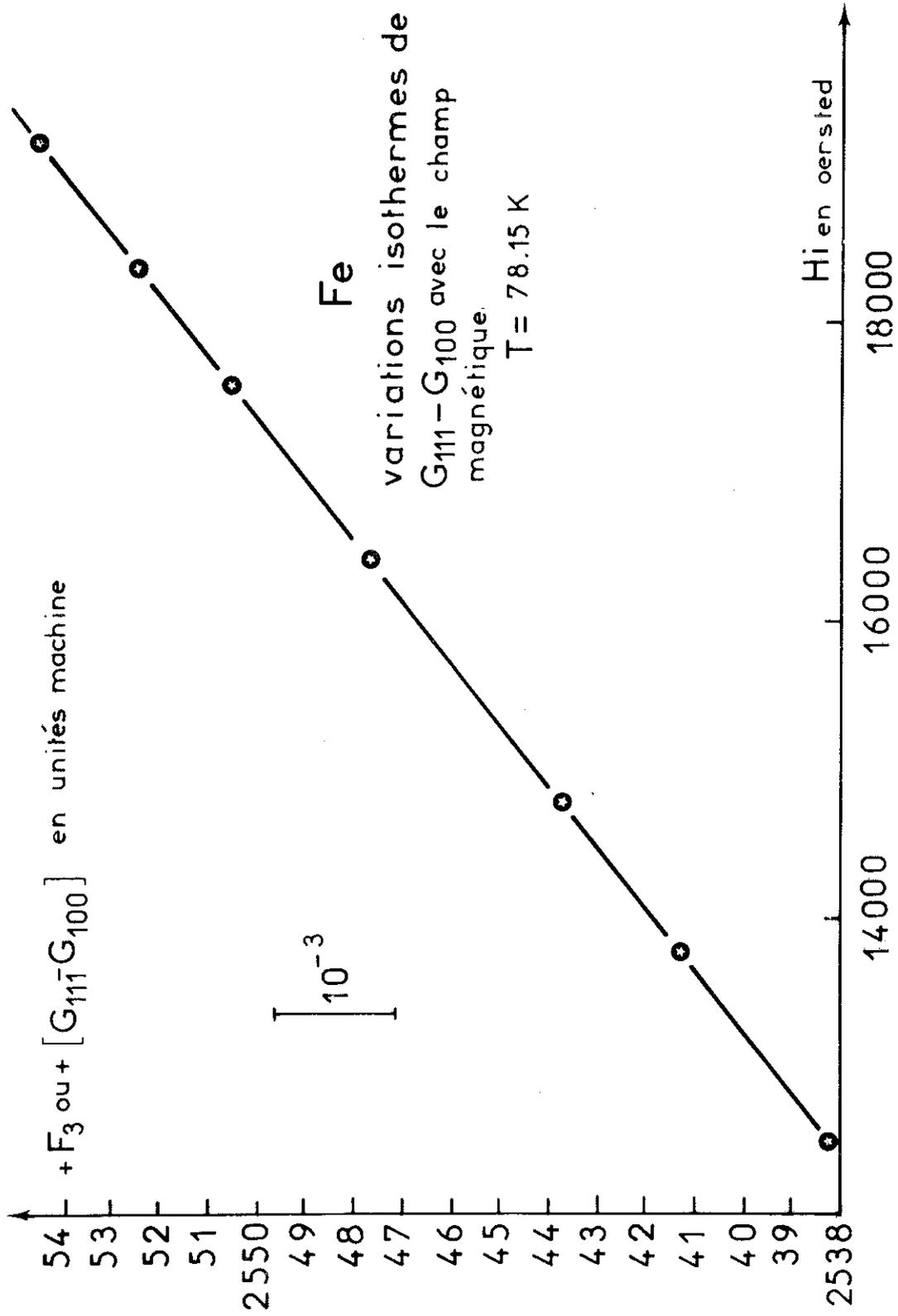
-4.40	-3.60	-1.80	-.60	.60	.50
.40	.60	1.60	2.60	.10	-1.10
-1.20	-1.50	-1.50	-1.10	-.90	-1.60
-.80	-.80	-1.10	.20	-.90	-.60
-.70	-.90	.10	.60	.10	1.40
2.90	2.80	2.90	3.70	2.90	3.30

REF	T	H	HH	C
2353	4.27	19179	11828	71.3505

P	BP	AP	SP	PP
0		13.41		
1	-.10	-.72	.73	-82.11
2	1919.56	.32	1919.56	-.01
3	.69	-.52	.86	37.15
4	2902.58	-.00	2902.58	.00
5	.26	-.44	.52	59.24
6	-38.53	.01	38.53	.02
7	-.12	-.02	.12	-10.40
8	-35.47	-.02	35.47	-.04
9	-.02	.00	.02	1.50
10	.90	-.13	.90	8.11
11	.05	-.16	.16	74.13
12	.65	-.05	.66	4.59
13	-.17	-.17	.24	-45.06
14	-.14	-.15	.21	-46.75
15	-.10	-.03	.10	-16.12
16	-.03	-.09	.10	-69.55
17	.02	.07	.08	-72.12
18	.01	.06	.07	-78.54
19	.01	.00	.01	-24.86
20	-.13	-.01	.13	-2.68
21	-.08	-.10	.13	-51.83
22	-.02	-.05	.06	-64.29
23	-.10	-.06	.11	-29.84
24	.02	-.07	.07	77.76
25	.12	-.05	.13	22.16
26	-.04	.04	.05	46.27
27	-.00	.00	.01	60.16
28	-.14	.06	.15	24.23
29	-.00	-.08	.08	-89.43
30	.07	.04	.08	-26.64
31	-.03	.06	.06	65.67
32	-.01	-.29	.29	-88.33
33	.01	-.00	.01	23.02
34	.00	-.13	.13	88.96
35	.03	.02	.04	-29.87

BETA= .04

B2	D2	E3	F3	E2	F2
1919.56	1951.54	2565.49	2586.81	1906.88	1938.85



Graphique: 11

FER

PLANCHE 9

REF	+2332	+2338	
	N	M	K
	+7	+1.6726100g+00	+1.5076000g+01
	SIGMA	RØ	T
	+2.2129920g+02	+7.9060000g+00	+7.8149999g+01
	HH	F3	ECART RELATIF
	+1.1850000g+04	+2.5545100g+03	+2.9822589g-06
	+5.1659999g+03	+2.5381900g+03	-8.9219061g-06
	+1.1006000g+04	+2.5524700g+03	-6.6434781g-06
	+6.4289999g+03	+2.5412600g+03	-1.2280516g-06
	+1.0232000g+04	+2.5505800g+03	-7.9590535g-06
	+7.4389999g 03	+2.5436900g+03	-1.4750415g-05
	+9.0579999g+03	+2.5476700g+03	+7.0201703g-06
	ALPHA	BETA	
	-2.4461794g-03	+2.5255303g+03	
	E111-E100=+1.7997030g+05	ERG.CM-3	
	M111-M100=-1.7431572g-01	UEM.CM-3	
	E111-E100=+2.2763762g+04	ERG.GR-1	
	M111-M100=-2.2048536g-02	UEM.GR-1	

REF	+2332	+2338	
	N	M	K
	+7	+1.6726100g+00	+1.5076000g+01
	SIGMA	RØ	T
	+2.2129920g+02	+7.9060000g+00	+7.8149999g+01
	HH	F2	ECART RELATIF
	+1.1850000g+04	+1.9146300g+03	-1.6812129g-05
	+5.1659999g+03	+1.9025400g+03	-3.5826568g-05
	+1.1006000g+04	+1.9130800g+03	-6.9814581g-06
	+6.4289999g+03	+1.9047500g+03	+6.9020103g-06
	+1.0232000g+04	+1.9116700g+03	-3.9392981g-06
	+7.4389999g+03	+1.9065300g+03	+3.4338510g-05
	+9.0579999g+03	+1.9094900g+03	+2.2321776g-05
	ALPHA	BETA	
	-1.8141790g-03	+1.8930997g+03	
	E110-E100=+1.3490304g+05	ERG.CM-3	
	M110-M100=-1.2927911g-01	UEM.CM-3	
	E110-E100=+1.7063375g+04	ERG.GR-1	
	M110-M100=-1.6352026g-02	UEM.GR-1	

T en K	$\Delta E_a =$ $(E_{a_{111}} - E_{a_{100}})$ en 10^5 erg/cm^3	$-\Delta M =$ $-(M_{111} - M_{100})$ en uem/cm^3	$\frac{\Delta M}{M_0}$
293,15	1,60477	0,2538	$1,5 \cdot 10^{-4}$
283,15	1,61978	0,2562	$1,5 \cdot 10^{-4}$
273,15	1,63446	0,2531	$1,5 \cdot 10^{-4}$
245,12	1,67177	0,2419	$1,4 \cdot 10^{-4}$
212,9	1,70664	0,2288	$1,3 \cdot 10^{-4}$
185,56	1,7315	0,2196	$1,3 \cdot 10^{-4}$
155,76	1,75429	0,2084	$1,2 \cdot 10^{-4}$
126,15	1,77357	0,1949	$1,1 \cdot 10^{-4}$
109,15	1,78369	0,1886	$1,1 \cdot 10^{-4}$
95,15	1,79258	0,1819	$1,0 \cdot 10^{-4}$
78,15	1,7997	0,1743	$1,0 \cdot 10^{-4}$
50,01	1,81107	0,1662	$9,5 \cdot 10^{-5}$
35,0	1,818	0,1618	$9,2 \cdot 10^{-5}$
4,2	1,82763	0,1528	$8,7 \cdot 10^{-5}$
	précision relative meilleure que 10^{-4}	précision relative $\sim 10^{-2}$	

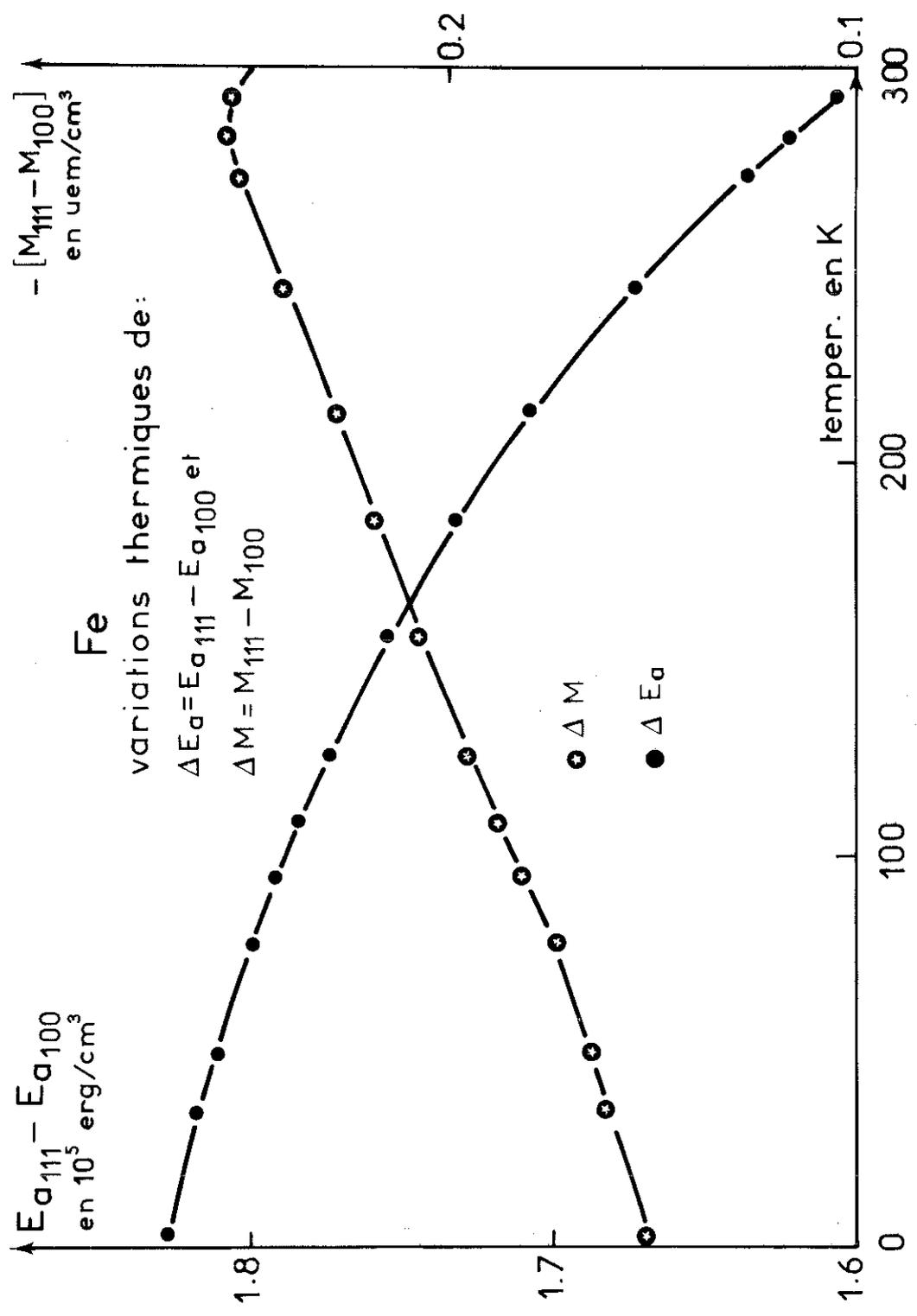
Fer

TABLEAU 5

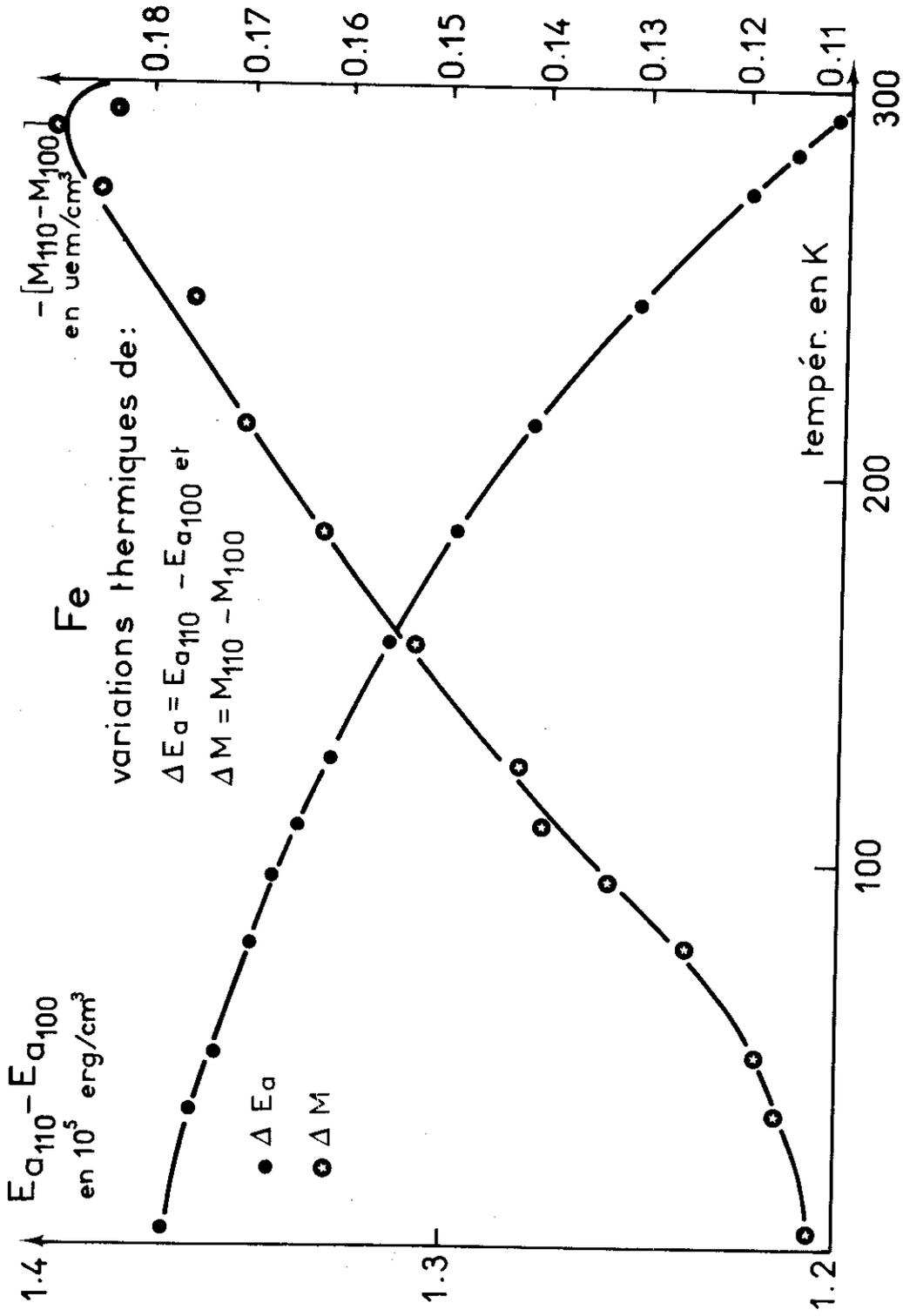
T en K	$\Delta E_a =$ $(E_{a_{111}} - E_{a_{100}})$ en 10^5 erg/cm^3	$-\Delta M =$ $-(M_{111} - M_{100})$ en uem/cm^3	$\frac{\Delta M}{M_0}$
293,15	1,20357	0,1873	$1,1 \cdot 10^{-4}$
283,15	1,21440	0,193	$1,1 \cdot 10^{-4}$
273,15	1,22535	0,1894	$1,1 \cdot 10^{-4}$
245,12	1,25328	0,1799	$1,0 \cdot 10^{-4}$
212,9	1,27916	0,1711	$9,9 \cdot 10^{-5}$
185,56	1,2978	0,164	$9,5 \cdot 10^{-5}$
155,76	1,31482	0,1557	$8,9 \cdot 10^{-5}$
126,15	1,32941	0,1442	$8,3 \cdot 10^{-5}$
109,15	1,33685	0,1404	$8,0 \cdot 10^{-5}$
95,15	1,34364	0,1353	$7,7 \cdot 10^{-5}$
78,15	1,34903	0,1293	$7,4 \cdot 10^{-5}$
50,01	1,35729	0,1243	$7,1 \cdot 10^{-5}$
35,0	1,36267	0,1199	$6,8 \cdot 10^{-5}$
4,2	1,36981	0,1146	$6,5 \cdot 10^{-5}$
	précision relative meilleure que 10^{-4}	précision relative $\sim 10^{-2}$	

FER

TABLEAU 6



Graphique: 12



Graphique : 13

au voisinage de 300 K, température beaucoup plus élevée que dans le cas du nickel. La température correspondant au maximum de ΔM se situe à l'une des extrémités de l'intervalle de température que nous pouvons explorer sur notre appareillage. De ce fait, nous n'avons que peu d'information au voisinage du maximum de ΔM . Cependant, les mesures faites sur magnétomètre à échantillon tournant par G. Aubert, L. Frazao, L. Nowicki [28] pour des températures supérieures à 300 K confirment son existence et sa place dans l'échelle des températures.

Notons aussi que les signes de ΔE_a sont opposés pour le fer et le nickel. Il en est de même pour ΔM .

2 - 2 Coefficients d'anisotropie

2 - 2 - 1 Décomposition en série de Fourier des mesures de couple obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine [001]

Tout ce qui a été dit pour le nickel reste valable pour le fer. On se reportera donc au paragraphe 1 - 2 - 1.

Les planches 10 et 11 représentent les développements de Fourier en θ à haute et basse température et correspondent respectivement au développement en ϕ des planches 7 et 8.

2 - 2 - 2 Variations isothermes des coefficients d'anisotropie

La planche 12 donne les quantités K'_1 , K'_2 et K'_3 en fonction du champ intérieur pour une température de 155,76 K.

Les variations isothermes de K'_1 , k'_1 , K'_2 et K'_3 sont respectivement représentées sur les graphiques 14, 14bis, 15 et 16.

Nous constatons, comme dans le cas du nickel, une variation linéaire de K'_1 et k'_1 permettant la détermination de K_1 , k_1 , M_1 et m_1 . De même, les variations de K'_2 et K'_3 ne permettent pas la détermination de M_2 et M_3 .

De plus, K_2 et K_3 , connus avec une précision de l'ordre de 10 %, sont extrêmement faibles par rapport à K_1 (environ 1 000 fois plus petits).

2 - 2 - 3 Variations thermiques des coefficients d'anisotropie

FER PLANCHE 10

REF
2262

P	BP	DP
2	1736.41	1726.80
4	2590.38	2597.13
6	-29.82	-.56
8	-28.43	.39
10	.72	.03
12	.48	.01
14	-.00	.01
16	-.02	-.01
18	-.02	-.02
20	-.01	-.01
22	.02	.02
24	-.07	-.07
26	-.06	-.06
28	-.05	-.06
30	-.03	-.03
32	-.04	-.04
34	-.06	-.06

D1	C1	E3	F3	E2	F2
1726.80	1730.66	2305.50	2308.07	1726.61	1730.47

REF
2262

P	BP	DP
2	1740.36	1730.72
4	2590.38	2597.15
6	-29.82	-.50
8	-28.43	.39
10	.72	.03
12	.48	.01
14	-.00	.01
16	-.02	-.01
18	-.02	-.02
20	-.01	-.01
22	.02	.02
24	-.07	-.07
26	-.06	-.06
28	-.05	-.06
30	-.03	-.03
32	-.04	-.04
34	-.06	-.06

D1	C1	E3	F3	E2	F2
1730.72	1730.72	2308.13	2308.12	1730.55	1730.55

FER PLANCHE 11

REF
2353

P	BP	DP
2	1919.56	1907.89
4	2902.57	2910.72
6	-38.53	-2.94
8	-35.47	.01
10	.89	-.10
12	.65	.01
14	-.14	-.12
16	-.03	-.02
18	.01	.01
20	-.13	-.13
22	-.03	-.03
24	.01	.01
26	-.04	-.04
28	-.13	-.14
30	.07	.06
32	-.02	-.02
34	-.00	.00

D1	C1	E3	F3	E2	F2
1907.89	1939.16	2565.48	2586.33	1906.87	1938.14

REF
2353

P	BP	DP
2	1951.53	1939.66
4	2902.57	2910.98
6	-38.53	-2.34
8	-35.47	.01
10	.89	-.10
12	.65	.01
14	-.14	-.12
16	-.03	-.02
18	.01	.01
20	-.13	-.13
22	-.03	-.03
24	.01	.01
26	-.04	-.04
28	-.13	-.14
30	.07	.06
32	-.02	-.02
34	-.00	.00

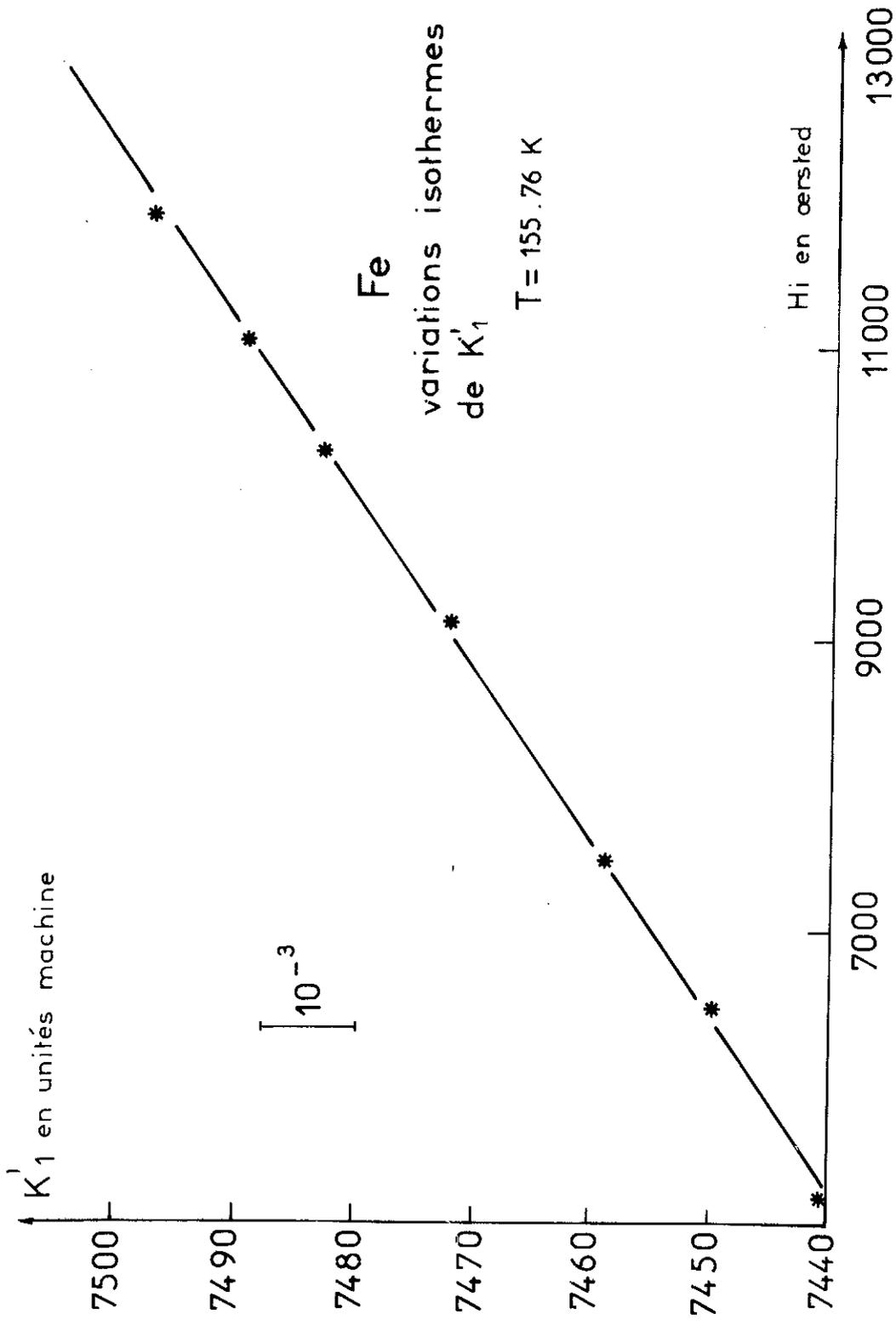
D1	C1	E3	F3	E2	F2
1939.66	1939.66	2586.80	2586.79	1938.84	1938.84

FER PLANCHE 12

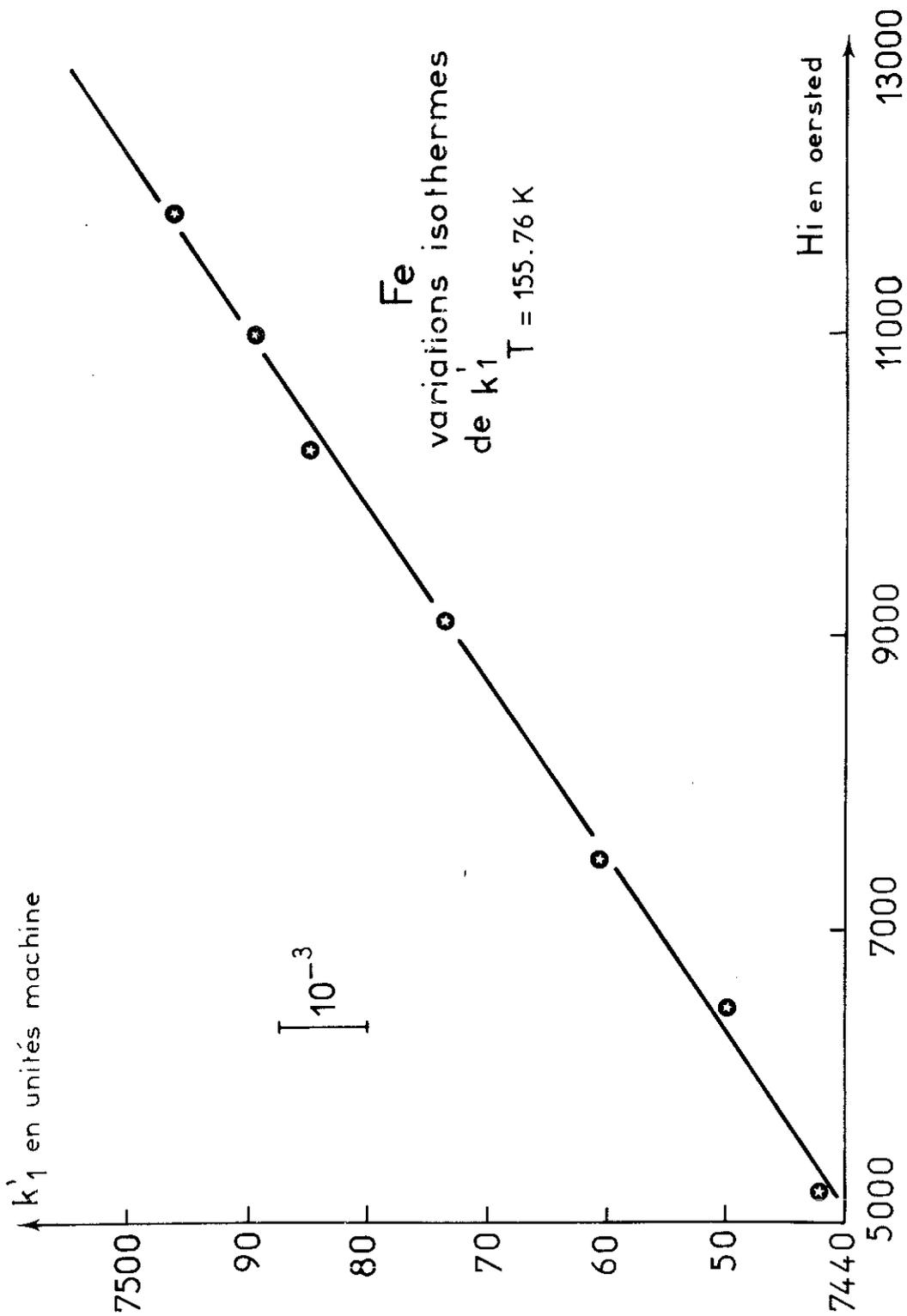
REF	+2304	+2310		
	N		M	K
	+7		+1.6726100g+00	+1.5076000g+01
	SIGMA		RØ	T
	+2.2042880g+02		+7.8932999g+00	+1.5576000g+02
	HH	D4	D6	D8
	+1.1891000g+04	+2.8140700g+03	-2.2500000g+00	+1.9000000g-01
	+5.2069999g+03	+2.7920600g+03	-1.8200000g+00	+5.5000000g-01
	+1.1047000g+04	+2.8112300g+03	-2.2400000g+00	+1.8000000g-01
	+6.4699999g+03	+2.7961300g+03	-2.0900000g+00	+2.4000000g-01
	+1.0273000g+04	+2.8088200g+03	-2.2500000g+00	+1.8000000g-01
	+7.4799999g+03	+2.7996600g+03	-2.1300000g+00	+2.1000000g-01
	+9.0989999g+03	+2.8049000g+03	-2.2800000g+00	+1.6000000g-01
	HH	K' 1		ECART RELATIF
	+1.1891000g+04	+7.4967496g+03		-5.8043755g-05
	+5.2069999g+03	+7.4406518g+03		-1.2653284g-04
	+1.1047000g+04	+7.4891822g+03		-2.0337121g-06
	+6.4699999g+03	+7.4496266g+03		+1.0464157g-04
	+1.0273000g+04	+7.4827199g+03		-1.4393874g-05
	+7.4799999g+03	+7.4588088g+03		+2.0191539g-05
	+9.0989999g+03	+7.4721007g+03		+7.6205750g-05
	M1	K1		
	-8.4686004g-03	+7.3956143g+03		
	K1=+5.2616784g+05	ERG.CM-3		
	M1=-6.0250643g-01	UEM.CM-3		
	K1=+6.6660059g+04	ERG.GR-1		
	M1=-7.6331374g-02	UEM.GR-1		
	HH	K' 2		ECART RELATIF
	+1.1891000g+04	+4.5297777g+01		+5.6794439g-02
	+5.2069999g+03	+3.1004444g+01		+1.6636556g-01
	+1.1047000g+04	+4.5226666g+01		+2.5767844g-02
	+6.4699999g+03	+4.1173333g+01		-6.7968622g-02
	+1.0273000g+04	+4.5439999g+01		-8.8843428g-03
	+7.4799999g+03	+4.2453333g+01		-5.4397433g-02
	+9.0989999g+03	+4.6364444g+01		-7.2999205g-02
	M2	K2		
	-1.7516342g-03	+2.7041756g+01		
	K2=+1.9239108g+03	ERG.CM-3		
	M2=-1.2462164g-01	UEM.CM-3		
	K2=+2.4373973g+02	ERG.GR-1		
	M2=-1.5788281g-02	UEM.GR-1		

FER PLANCHE 12 (SUITE)

HH	K'3	ECART RELATIF
+1.1891000 \mathcal{E} +04	-5.4044444 \mathcal{E} +00	-3.6800179 \mathcal{E} -01
+5.2069999 \mathcal{E} +03	-1.5644444 \mathcal{E} +01	-2.9632211 \mathcal{E} -01
+1.1047000 \mathcal{E} +04	-5.1199999 \mathcal{E} +00	-1.4562763 \mathcal{E} -01
+6.4699999 \mathcal{E} +03	-6.8266666 \mathcal{E} +00	+4.0242332 \mathcal{E} -01
+1.0273000 \mathcal{E} +04	-5.1199999 \mathcal{E} +00	+2.6104207 \mathcal{E} -02
+7.4799999 \mathcal{E} +03	-5.9733333 \mathcal{E} +00	+4.1068848 \mathcal{E} -01
+9.0989999 \mathcal{E} +03	-4.5511111 \mathcal{E} +00	+4.4740965 \mathcal{E} -01
M3	K3	
-1.1360039 \mathcal{E} -03	-1.6923822 \mathcal{E} +01	
K3=-1.2040610 \mathcal{E} +03	ERG.CM-3	
M3=-8.0822054 \mathcal{E} -02	UEM.CM-3	
K3=-1.5254215 \mathcal{E} +02	ERG.GR-1	
M3=-1.0239323 \mathcal{E} -02	UEM.GR-1	
BETA3	BETA'3	ECART RELATIF
+2.4656999 \mathcal{E} +03	+2.4655795 \mathcal{E} +03	+4.8819453 \mathcal{E} -05
BETA2	BETA'2	ECART RELATIF
+1.8480097 \mathcal{E} +03	+1.8478458 \mathcal{E} +03	+8.8661986 \mathcal{E} -05
ALPHA3	ALPHA'3	ECART RELATIF
-2.9290520 \mathcal{E} -03	-2.9298163 \mathcal{E} -03	-2.6096012 \mathcal{E} -04
ALPHA2	ALPHA'2	ECART RELATIF
-2.1880329 \mathcal{E} -03	-2.1881503 \mathcal{E} -03	-5.3677667 \mathcal{E} -05

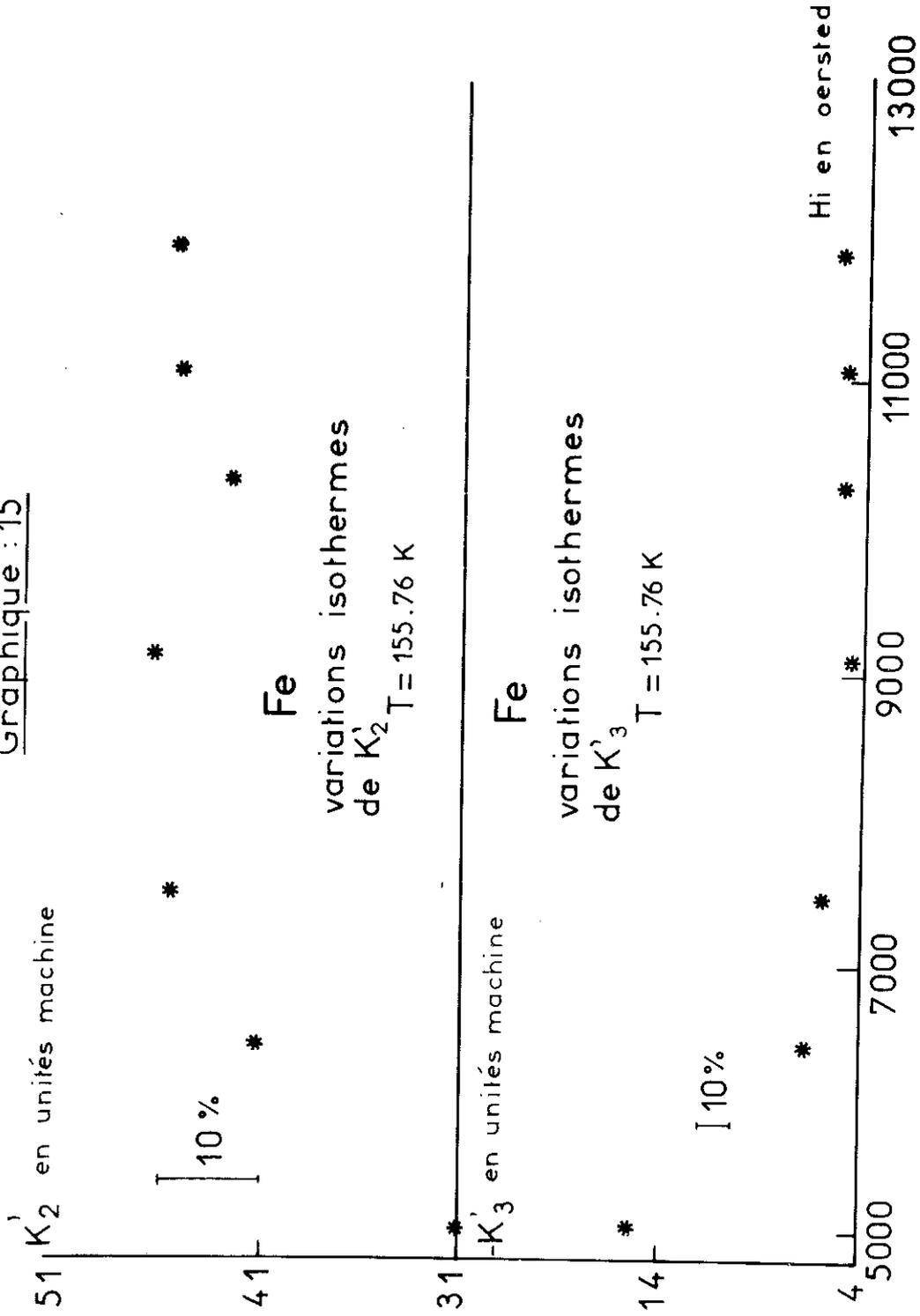


Graphique:14



Graphique: 14 bis

Graphique : 15



Graphique : 16

Les tableaux 7 et 8 donnent les variations thermiques de K_1 , k_1 , K_2 , K_3 , M_1 et m_1 représentées par les graphiques 17, 18 et 19.

Nous constatons sur toute la gamme de température étudiée l'excellent accord entre K_1 et k_1 qui ne diffèrent que de quelques 10^{-4} .

Les écarts entre les différences d'énergie ΔE_a calculées par intégration de la courbe de couple d'une part, et les mêmes différences calculées par les relations (66) d'autre part, sont de l'ordre de quelques 10^{-5} . Malgré l'imprécision sur K_2 et K_3 , il est nécessaire de les prendre en considération sous peine de perdre un ordre de grandeur sur les écarts.

Conclusions relatives aux quantités ΔE_a et ΔM :

Comme pour le nickel:

- les variations isothermes des différences ΔG sont linéaires, dans l'intervalle de champ considéré.
- les quantités ΔE_a et ΔM ne dépendent pas du champ, du moins dans l'intervalle de champ considéré.
- les quantités $|\Delta E_a|$ croissent quand la température décroît.
- les quantités $|\Delta M|$ passent par un maximum au voisinage de la température ambiante puis décroissent avec la température sans s'annuler à 4,2 K.
- le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a et le maximum de la variation thermique de $|\Delta M|$ ont lieu pour des températures voisines.

Par contre:

- on constate un changement de signe pour ΔE_a et ΔM .
- les deux températures correspondant aux point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a et au maximum de la variation thermique de $|\Delta M|$ sont voisines de 300 K.

T en K	- K ₁ en 10 ⁵ erg/cm ³	M ₁ en 10 ⁻¹ uem/cm ³	- k ₁ en 10 ⁵ erg/cm ³	m ₁ en 10 ⁻¹ uem/cm ³
293,15	4,81235	7,81	4,8197	7,059
273,15	4,90464	7,447	4,90173	7,567
245,12	5,01613	7,084	5,01782	6,649
212,9	5,11995	6,652	5,11680	6,919
185,56	5,19371	6,392	5,19418	6,391
155,76	5,26168	6,025	5,26344	5,912
126,15	5,3189	5,663	5,31938	5,653
109,15	5,34849	5,490	5,34883	5,658
95,15	5,37594	5,261	5,37793	5,165
78,15	5,39719	5,059	5,39875	5,043
50,01	5,43242	4,541	5,43151	4,690
35,0	5,45157	4,694	5,4535	4,554
4,2	5,48191	4,298	5,48674	3,635

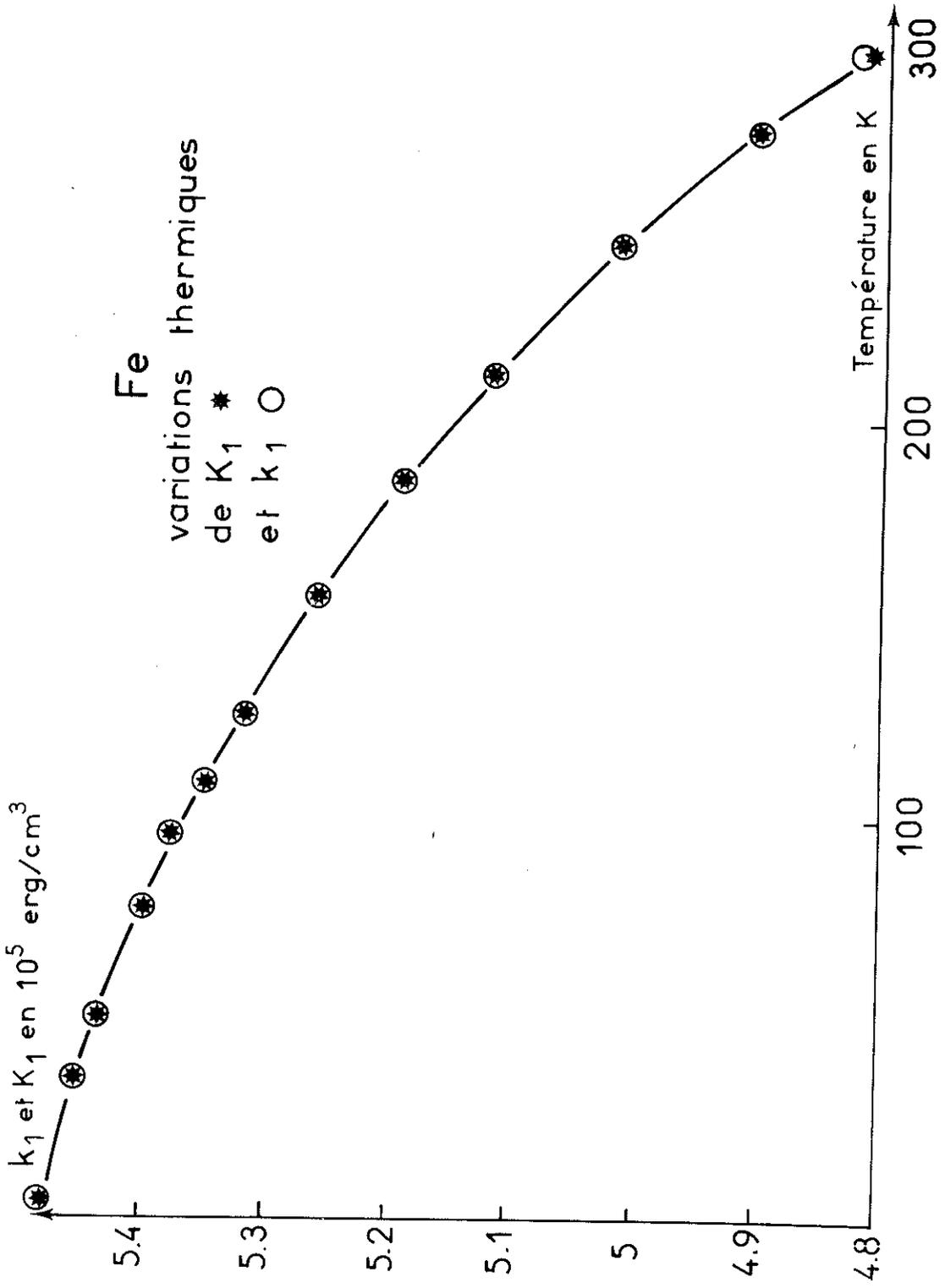
FER

TABEAU 7

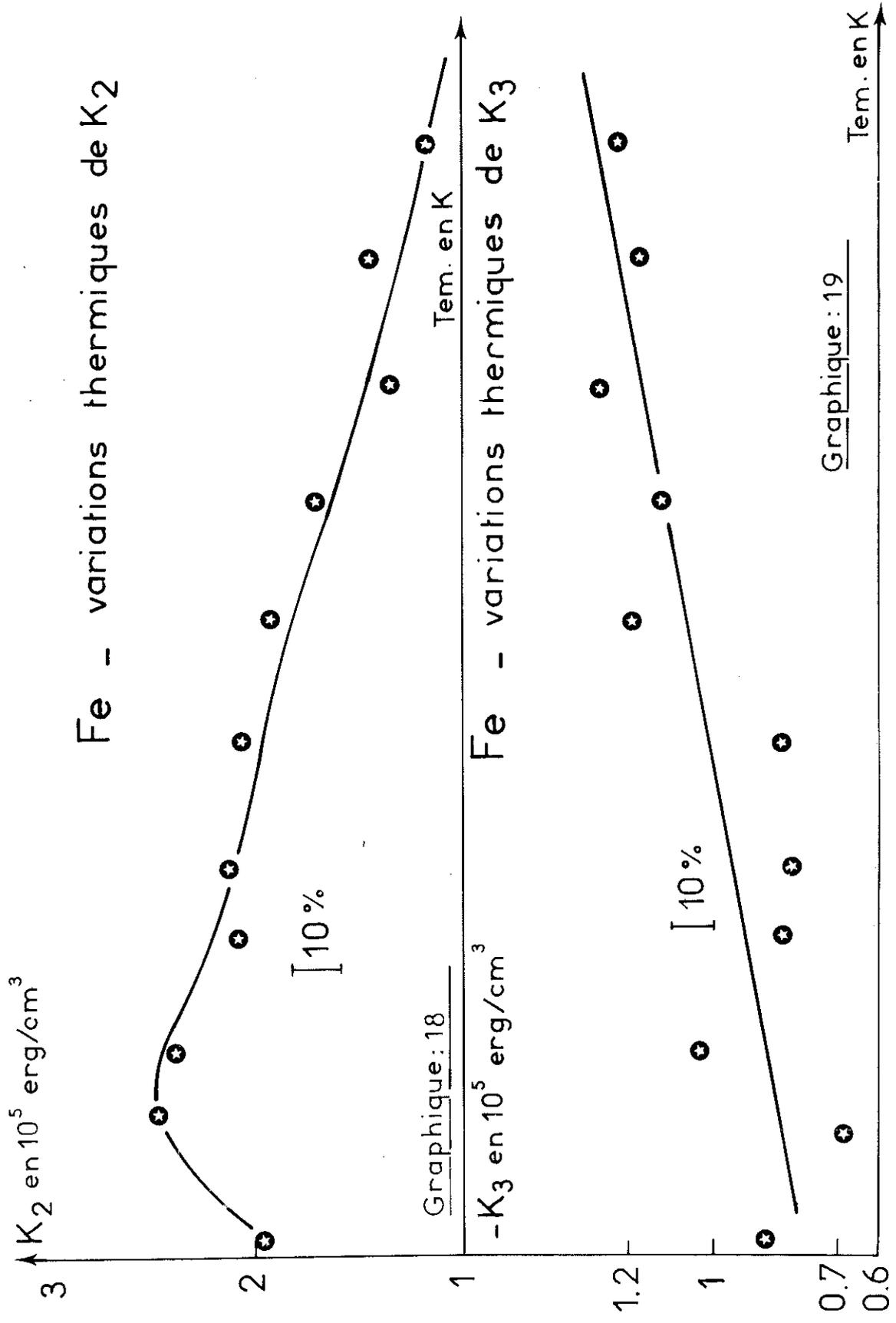
T en K	K ₂ en 10 ³ erg/cm ³	- K ₃ en 10 ³ erg/cm ³
273,15	0,17	1,22
245,12	0,45	1,17
212,9	1,36	1,27
185,56	1,7	1,12
155,76	1,9	1,2
126,15	2,0	0,83
95,15	2,1	0,81
78,15	2,1	0,83
50,0	2,38	1,0
35,0	2,47	0,7
4,2	1,96	0,9
Précision relative de l'ordre de 10%		

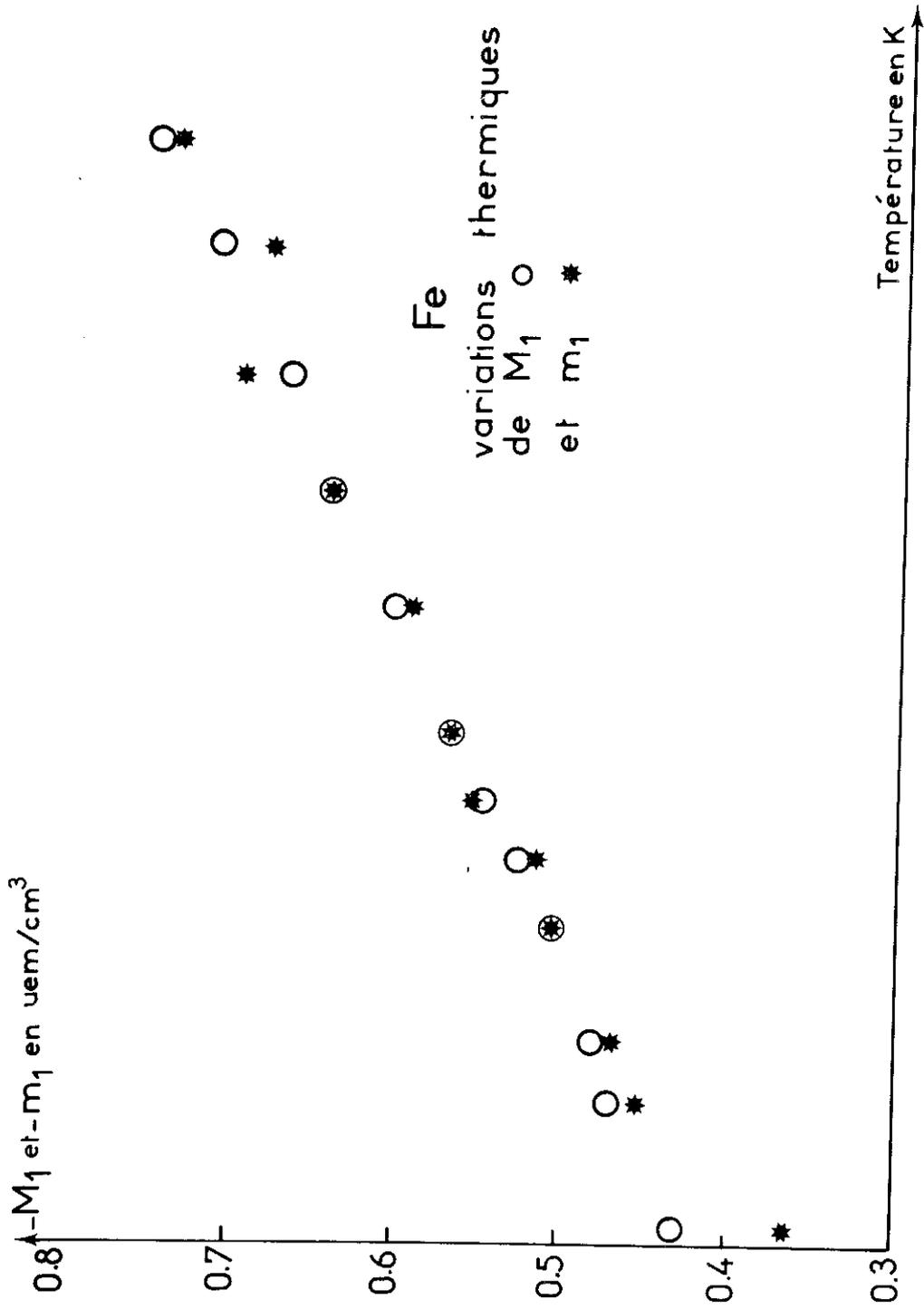
FER

TABLEAU 8



Graphique:17





Graphique: 20

Conclusions relatives aux coefficients d'anisotropie:

Comme pour le nickel:

- la variation isotherme de K'_1 , linéaire, permet de déterminer K_1 et M_1 .
- impossibilité de déterminer M_2 et M_3 bien que l'on puisse obtenir K_2 et K_3 .

Par contre:

- K_2 et K_3 très faibles devant K_1 .
- sur toute la gamme de température allant de l'ambiante à 4,2 K un seul coefficient d'anisotropie permet de décrire avec une bonne précision l'énergie d'anisotropie.

3 - Le YIG

3 - 1 Anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

3 - 1 - 1 L'échantillon

Le monocristal fournie par le laboratoire Cristal Tec du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble a été élaboré par croissance à partir d'une solution de $Fe_2 O_3$, $Y_2 O_3$, $Pb O$ et $Pb F_2$ (méthode du flux).

La sphéricité est atteinte en deux temps. Une première ébauche est tout d'abord obtenue à la meule diamant. L'application de la méthode des lapidaires réalise la finition.

L'analyse par spectrométrie de masse à étincelles nous donne les différentes impuretés dont nous énumérons les plus importantes. Les résultats sont donnés en ppm par rapport au fer.

B	350
Na	250
Si	230
Cl	1000
K	100
Pn	5000

Impuretés de terres rares:

La < 0,07	Tb < 0,07
Ce 0,1	Dy 10
Pr < 0,07	Ho < 0,07
Nd 0,3	Er < 0,1
Sm < 0,4	Tm < 0,07
Gd < 0,4	Yb < 0,7
Eu < 0,15	Lu 0,1

De toutes les terres rares, le dysprosium conduit aux plus grosses erreurs du point de vue de l'anisotropie. Si nous supposons que les 13 ppm de terres rares sont dûes au seul dysprosium, nous calculons, sachant que le grenat de dysprosium a une anisotropie 50 fois supérieure au grenat d'yttrium [29], le rapport de l'anisotropie des grenats autres que le YIG à l'anisotropie du YIG. Ce rapport, dans le cas le plus défavorable, c'est à dire à basse température, est de l'ordre de 10^{-3}

Le diamètre de l'échantillon est de l'ordre de 6,8 mm et sa masse 0,84352g.

La variation thermique de la masse spécifique est déduite des mesures de maille de F. Sayetat [30] et P.B. Crandall [31]. Nous nous sommes servis des variations thermiques d'aimantation données par D.F. Strenzwilk et E.E. Anderson [32].

3 - 1 - 2 Décomposition en série de Fourier des mesures de couple obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle du champ appliqué et de l'axe origine [001].

Les planches 13 et 14 donnent cette décomposition pour $H_0 = 19179$ Oe aux températures respectives de 273,15 K et 4,2 K.

Nos conclusions seront les mêmes que celles déjà formulées pour le fer au paragraphe 2 - 1 - 2.

Nous noterons cependant que pour la même température et le même champ appliqué le couple maximum obtenu dans le cas du YIG est bien plus faible que dans le cas du nickel et du fer (10 fois plus faible environ que dans le cas du nickel). On peut donc s'attendre à une diminution de la précision relative de nos mesures affectant particulièrement l'anisotropie de l'aimantation.

3 - 1 - 3 Variations isothermes de F_3 et F_2

Comme pour le nickel et le fer les variations de F_3 et F_2 sont linéaires (graphique 21). Nos conclusions sont donc identiques à celles exposées au paragraphe 1 - 1 - 3.

Cependant nous constatons que l'écart à la linéarité est beaucoup plus important. Alors que pour le nickel et le fer les écarts à la linéarité n'excédaient pas quelques 10^{-5} ils peuvent atteindre dans le cas du YIG 5.10^{-4} .

3 - 1 - 4 Variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation

Nos expériences sur le YIG nous ont conduits aux résultats numériques présentés dans les tableaux 9 et 10. Les variations thermiques de ΔE_a et ΔM sont représentées sur les graphiques 22 et 23.

Ces variations sont qualitativement les mêmes que dans le cas du fer. Le ma-

YIG PLANCHE 13

-1.28	-1.27	-1.22	-1.19	-1.09	-1.03
-.91	-.83	-.73	-.60	-.49	-.40
-.31	-.18	-.04	.08	.23	.35
.58	.61	.76	.94	1.06	1.17
1.16	1.29	1.37	1.44	1.48	1.47
1.46	1.43	1.37	1.34	1.33	1.30

REF	T	H	HH	C
2525	273.15	19179	18562	92.4842

P	BP	AP	SP	PP
0		.32		
1	.28	-.68	.73	67.62
2	-19.67	-1.79	19.75	-5.20
3	-.00	.04	.04	87.51
4	-33.17	-.00	33.17	-.00
5	-.01	-.00	.01	-.81
6	.03	-.09	.09	70.53
7	-.01	.00	.01	11.95
8	-.08	.03	.09	21.14
9	-.00	-.00	.00	-46.19
10	.02	-.01	.02	36.49
11	.00	-.00	.00	42.47
12	-.01	.01	.02	24.09
13	-.00	.00	.01	61.78
14	.01	-.01	.01	44.35
15	-.00	-.00	.00	-50.26
16	-.00	.00	.01	40.98
17	.01	.00	.01	-27.00
18	.00	-.00	.00	88.99
19	-.00	-.00	.00	-8.53
20	-.00	.00	.00	39.23
21	.00	.00	.00	-43.33
22	-.00	-.00	.00	-79.83
23	-.00	.00	.00	12.73
24	-.00	.00	.00	4.77
25	.00	.00	.00	-37.12
26	.00	-.00	.00	37.66
27	-.00	-.00	.00	-65.55
28	-.00	.01	.01	59.20
29	.00	.00	.00	-14.45
30	.00	-.00	.00	65.12
31	-.01	-.00	.01	-19.78
32	-.00	.00	.00	47.44
33	.00	-.00	.00	.84
34	.00	-.00	.00	44.30
35	-.00	.00	.00	6.77

BETA= 1.18

B2	D2	E3	F3	E2	F2
-19.67	-22.03	-27.86	-29.43	-19.65	-22.01

YIG PLANCHE 14

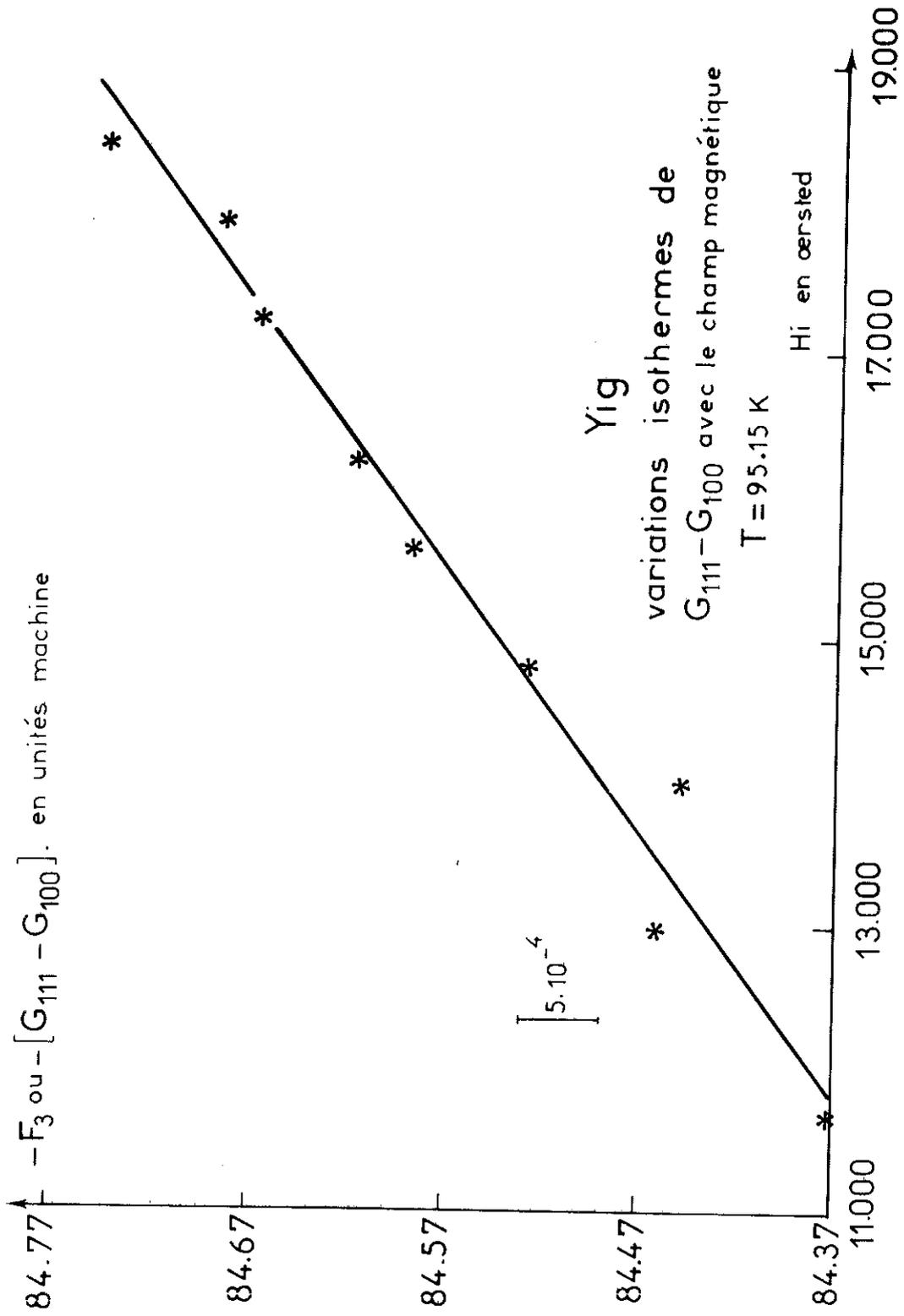
-1.03	-.90	-.93	-.68	-.63	-.57
-.41	-.32	-.28	-.19	-.04	.10
.14	.26	.34	.44	.62	.69
.81	1.00	1.12	1.39	1.50	1.69
1.64	1.62	1.69	1.67	1.62	1.74
1.56	1.43	1.36	1.32	1.21	1.21

REF	T	H	HH	C
2689	4.20	19179	18356	92.8041

P	BP	AP	SP	PP
0		15.07		
1	.51	-.58	.77	48.65
2	-72.85	-4.56	72.99	-3.58
3	.04	.08	.09	-65.42
4	-109.13	.00	109.13	.00
5	-.02	-.02	.02	-41.14
6	.22	-.07	.23	17.22
7	.01	.00	.01	-19.15
8	-.95	.04	.95	2.36
9	-.01	-.01	.01	-33.73
10	.18	.01	.18	-3.76
11	.01	-.01	.01	53.84
12	-.15	-.00	.15	-.06
13	.01	.01	.01	-66.10
14	.04	-.00	.04	.39
15	.00	.00	.00	-29.33
16	-.07	.02	.07	11.95
17	-.00	.00	.00	13.17
18	-.01	-.00	.01	-23.32
19	-.01	.00	.01	27.93
20	-.03	-.01	.03	-15.05
21	-.00	-.00	.00	-3.44
22	.01	.01	.01	-32.08
23	.01	.01	.01	-27.50
24	.01	-.01	.01	58.11
25	.01	.01	.01	-49.77
26	.00	-.00	.01	40.50
27	-.00	.01	.01	78.27
28	.00	-.00	.01	48.61
29	.01	-.00	.01	22.86
30	.00	.01	.01	-58.33
31	.00	.00	.00	-40.83
32	.01	-.00	.02	18.47
33	.01	-.00	.01	15.10
34	-.01	-.01	.02	-53.78
35	.00	.01	.01	-56.59

BETA= 1.08

B2	D2	E3	F3	E2	F2
-72.85	-71.75	-97.13	-96.40	-72.73	-71.63



Yig
variations isothermes de
 $G_{111} - G_{100}$ avec le champ magnétique
 $T = 95.15 \text{ K}$

Graphique: 21

T en K	$-\Delta E_a =$ $-(E_{a111} - E_{a100})$ en 10^3 erg/cm	$\Delta M =$ $M_{111} - M_{100}$ en 10^{-3} uem/cm	$\frac{\Delta M}{M_0}$
273,15	2,6207	5,5	$4 \cdot 10^{-5}$
245,12	3,350	6,3	$4 \cdot 10^{-5}$
212,9	4,302	6,2	$4 \cdot 10^{-5}$
185,56	5,168	6,4	$4 \cdot 10^{-5}$
155,76	6,124	6,0	$3 \cdot 10^{-5}$
126,15	7,007	5,4	$3 \cdot 10^{-5}$
109,15	7,462	4,5	$2 \cdot 10^{-5}$
95,15	7,785	4,1	$2 \cdot 10^{-5}$
78,15	8,116	3,6	$2 \cdot 10^{-5}$
21,5	8,870	0,5	$3 \cdot 10^{-6}$
4,2	8,976	- 1,5	$8 \cdot 10^{-6}$
2,07	8,981	- 2,9	10^{-5}
	précision relative 10^{-3}	précision relative 5% sauf 3 dernières mesures. (Graph. 22)	

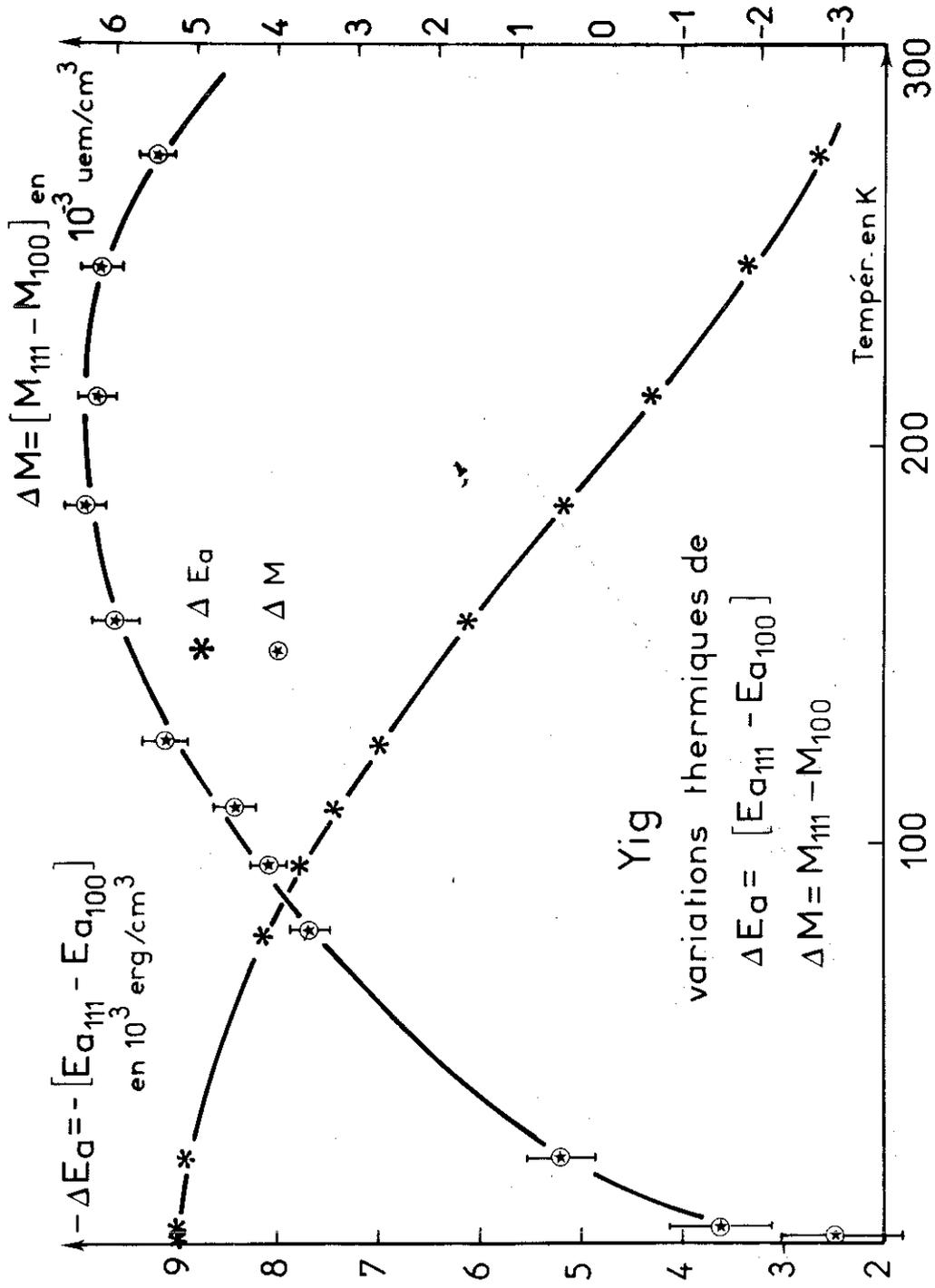
YIG

TABLEAU 9

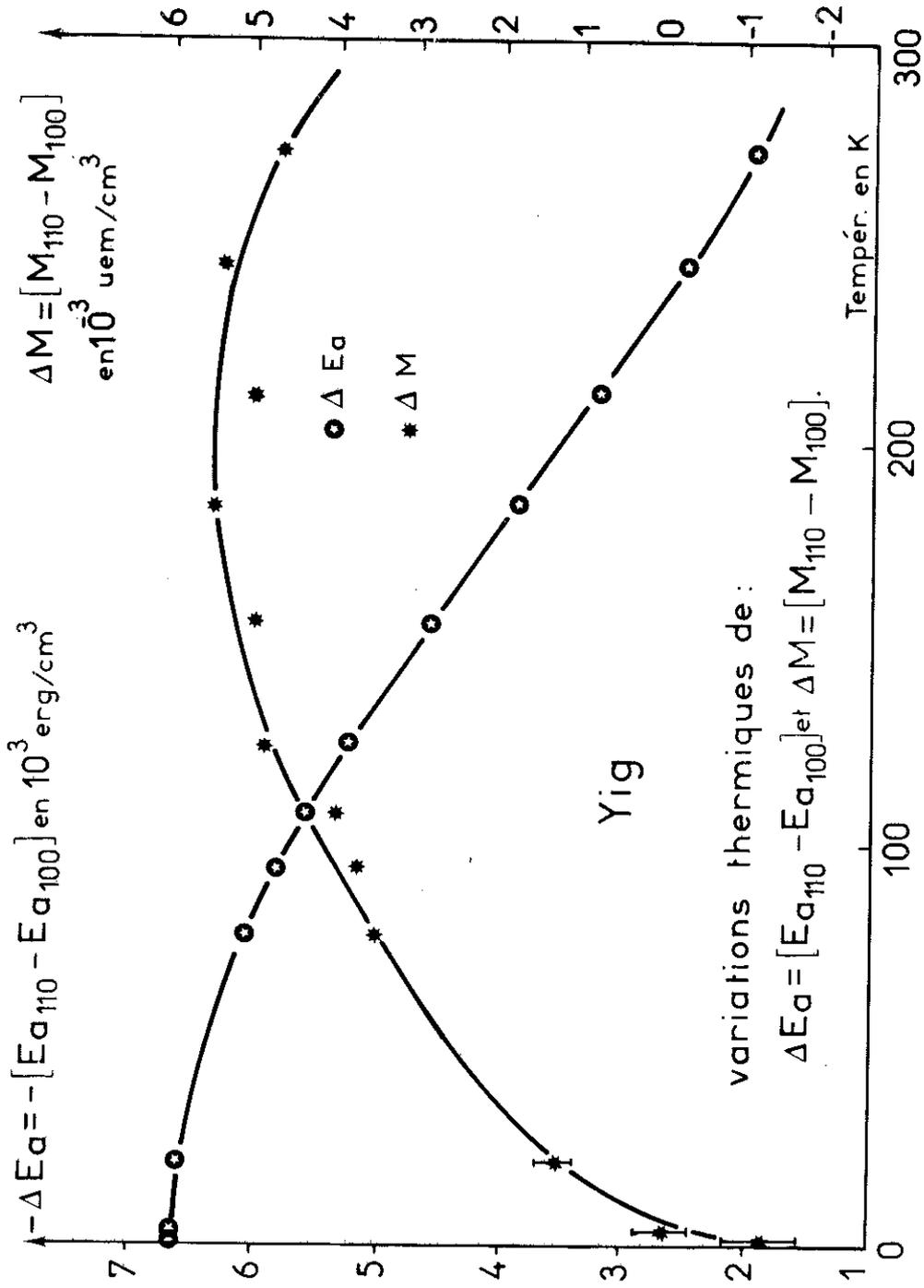
T en K	$-\Delta E_a =$ $-(E_{a111} - E_{a100})$ en 10^3 erg/cm ³	$\Delta M =$ $M_{111} - M_{100}$ en 10^{-3} uem/cm ³	$\frac{\Delta M}{M_0}$
273,15	1,950	4,7	$3 \cdot 10^{-5}$
245,12	2,494	5,4	$3 \cdot 10^{-5}$
212,9	3,217	5,0	$3 \cdot 10^{-5}$
185,56	3,859	5,5	$3 \cdot 10^{-5}$
155,76	4,579	5,0	$3 \cdot 10^{-5}$
126,15	5,236	4,9	$3 \cdot 10^{-5}$
109,15	5,581	4,0	$2 \cdot 10^{-5}$
95,15	5,822	3,7	$2 \cdot 10^{-5}$
78,15	6,070	3,5	$2 \cdot 10^{-5}$
21,5	6,599	1,3	$7 \cdot 10^{-6}$
4,2	6,649	0	
2,07	6,661	- 1,2	$7 \cdot 10^{-6}$
	précision relative 10^{-3}	précision relative 5% sauf pour les 3 dernières mesures. (Graph. 23)	

YIG

TABEAU 10



Graphique : 22



Graphique : 23

ximum de l'anisotropie de l'aimantation ΔM et le point d'inflexion de la courbe représentant les variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie sont situées au voisinage de 200 K.

Le comportement de l'anisotropie de l'aimantation aux très basses températures nous a invités à réaliser une mesure sous hélium pompé. La complexité du montage ne nous a pas permis d'atteindre les températures inférieures à 2 K. Les faibles diamètres de pompage au niveau de la queue de balance sont à l'origine de cette impossibilité. Nous avons dû, afin de ne pas modifier la constante d'étalonnage, thermostatier la tête de la balance.

Les trois dernières séries d'expériences des tableaux 9 et 10 ont été réalisées de très nombreuses fois afin de nous assurer du changement de signe de l'anisotropie de l'aimantation d'une part et de sa décroissance en dessous de 4 K.

3 - 2 Coefficients d'anisotropie

3 - 2 - 1 Décomposition en série de Fourier des mesures de couple obtenues dans le plan (110) en fonction de l'angle θ de l'aimantation et de l'axe origine [001]

Les planches 15 et 16 représentent les développements de Fourier en θ à haute et basse températures et correspondent respectivement au développement en ϕ des planches 13 et 14.

On se reportera au paragraphe 1 - 2 - 1 pour les conclusions.

3 - 2 - 2 Variations isothermes des coefficients d'anisotropie

Les variations isothermes de K'_1 , k'_1 , K'_2 et K'_3 sont respectivement représentées sur les graphiques 24, 24bis, 25 et 26.

Nous constatons comme dans les exemples précédents une variation linéaire pour le premier coefficient, par contre les variations de K'_2 et K'_3 ne permettent pas la détermination de M_2 et M_3 .

Notons que les écarts à la linéarité sont pour k'_1 beaucoup plus importants que pour K'_1 . Ceci provient du fait que le calcul de k'_1 fait intervenir des d_{2p} d'ordre supérieur alors que celui de K'_1 ne nécessite que les trois premiers. Or les d_{2p} , bien que petits pour p grand, finissent par prendre de l'importance quand les d_{2p} pour p petit sont eux-mêmes faibles. Nous sommes donc limités par la précision de

YIG PLANCHE 15

REF
2525

P	BP	DP
2	-19.67	-19.69
4	-33.17	-33.16
6	.03	.10
8	-.08	-.01
10	.02	.02
12	-.01	-.01
14	.01	.01
16	-.00	-.00
18	.00	.00
20	-.00	-.00
22	-.00	-.00
24	-.00	-.00
26	.00	.00
28	-.00	-.00
30	.00	.00
32	-.00	-.00
34	.00	.00

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-19.69	-22.06	-27.86	-29.44	-19.65	-22.02

REF
2525

P	BP	DP
2	-22.03	-22.05
4	-33.17	-33.15
6	.03	.10
8	-.08	-.01
10	.02	.02
12	-.01	-.01
14	.01	.01
16	-.00	-.00
18	.00	.00
20	-.00	-.00
22	-.00	-.00
24	-.00	-.00
26	.00	.00
28	-.00	-.00
30	.00	.00
32	-.00	-.00
34	.00	.00

D1	C1	E3	F3	E2	F2
-22.05	-22.05	-29.43	-29.43	-22.01	-22.01

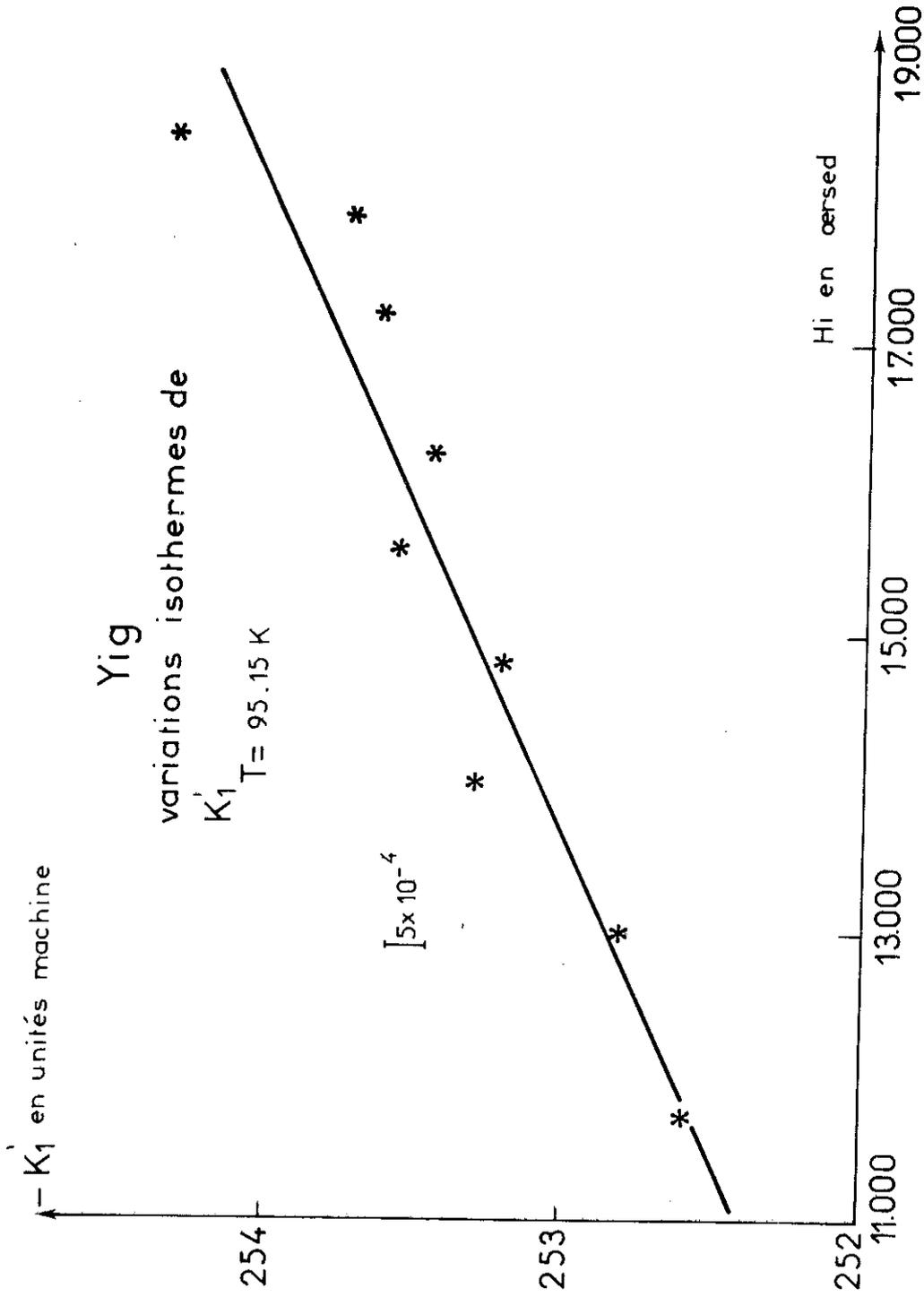
YIG PLANCHE 16

REF
2689

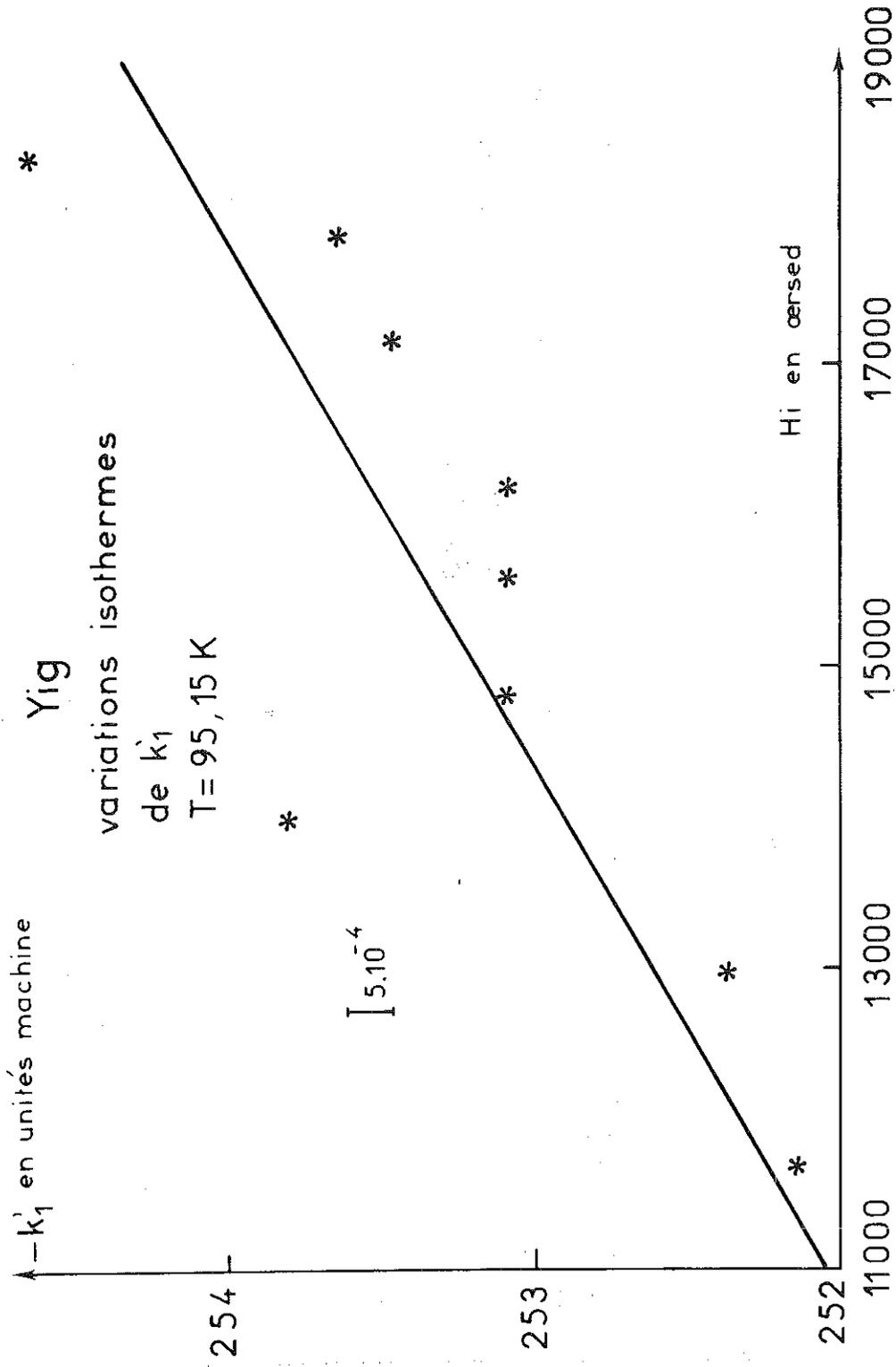
P	BP	DP			
2	-72.85	-73.04			
4	-109.13	-109.00			
6	.22	.81			
8	-.95	-.37			
10	.18	.18			
12	-.15	-.14			
14	.04	.04			
16	-.07	-.07			
18	-.01	-.01			
20	-.03	-.03			
22	.01	.01			
24	.01	.01			
26	.00	.00			
28	.00	.00			
30	.00	.00			
32	.01	.01			
34	-.01	-.01			
D1	C1	E3	F3	E2	F2
-73.04	-71.93	-97.13	-96.39	-72.73	-71.62

REF
2689

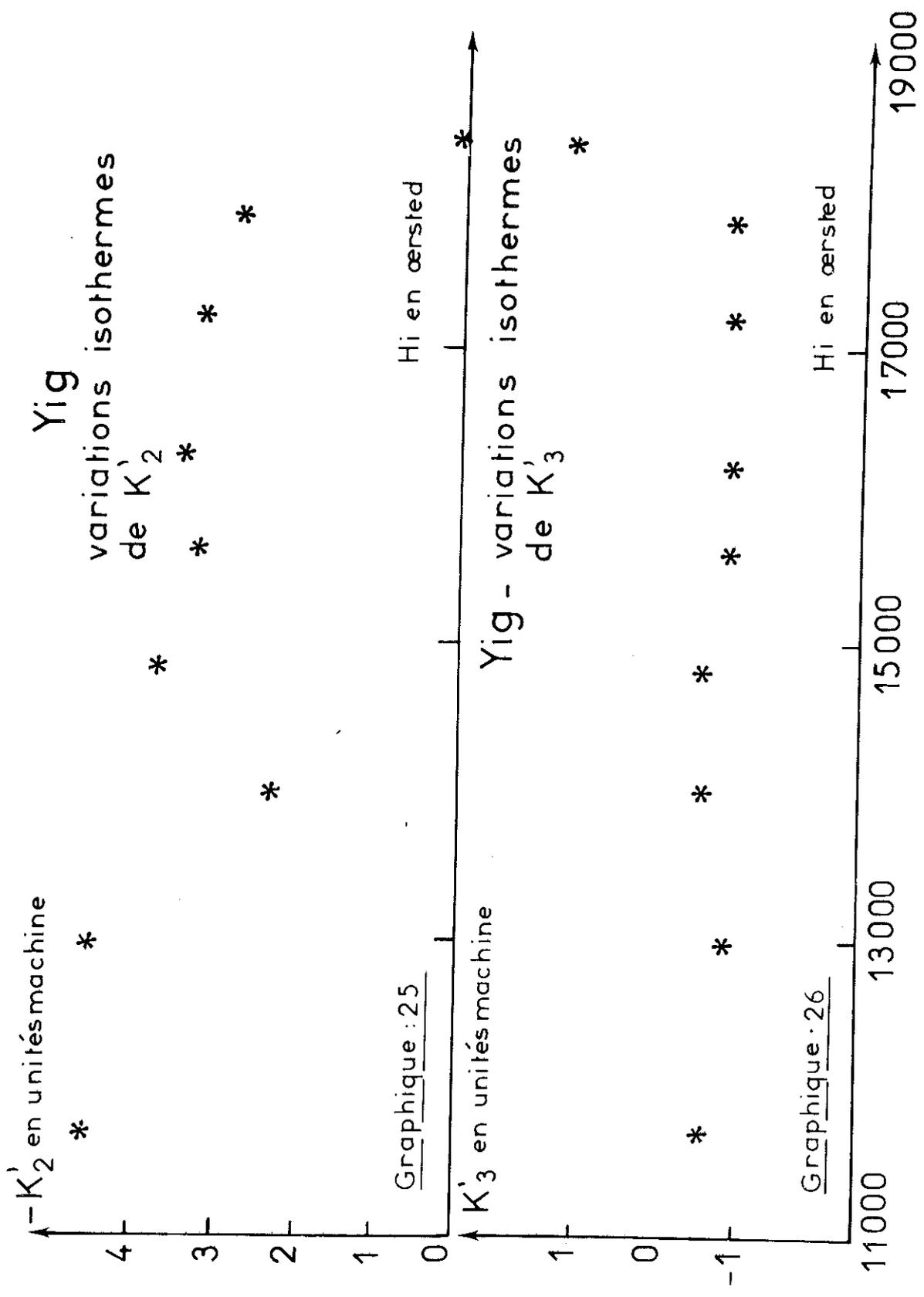
P	BP	DP			
2	-71.75	-71.94			
4	-109.13	-109.00			
6	.22	.80			
8	-.95	-.37			
10	.18	.18			
12	-.15	-.14			
14	.04	.04			
16	-.07	-.07			
18	-.01	-.01			
20	-.03	-.03			
22	.01	.01			
24	.01	.01			
26	.00	.00			
28	.00	.00			
30	.00	.00			
32	.01	.01			
34	-.01	-.01			
D1	C1	E3	F3	E2	F2
-71.94	-71.94	-96.40	-96.40	-71.63	-71.63



Graphique : 24



Graphique: 24 bis



l'appareillage.

Les coefficients K_2 et K_3 , très faibles vis à vis de K_1 ($K_2 \approx \frac{K_1}{100}$ et $K_3 \sim 0$), ne peuvent être évalués qu'en ordre de grandeur.

3 - 2 - 3 Variations thermiques des coefficients d'anisotropie

Les tableaux 11 et 12 donnent les variations thermiques de K_1 , k_1 , K_2 et K_3 , M_1 et m_1 représentées par les graphiques 27, 28, 29 et 30.

On constate comme dans le cas du fer un accord excellent entre K_1 et k_1 qui, excepté pour 2 K, ne diffèrent que de quelques 10^{-3} .

Les différences d'énergie ΔE_a obtenues par intégration de la courbe de couple puis par les relations (66) ne diffèrent que de quelques 10^{-3} . Malgré l'imprécision sur K_2 et son ordre de grandeur, sa prise en considération pour le calcul de ΔE_a par (66) améliore l'écart relatif avec ΔE_a obtenue par intégration du couple de quelques 10^{-3} .

On peut donc conclure qu'un seul coefficient d'anisotropie suffit à décrire avec une bonne précision l'énergie d'anisotropie sur tout intervalle de température 300 K, 2 K.

Les coefficients M_1 et m_1 ne diffèrent que de quelques % sauf aux très basses températures. Il en est de même pour

$$\Delta M = M_{111} - M_{100} \quad \text{et} \quad \frac{M_1}{3}$$

ce qui rend compte de l'effet des coefficients d'anisotropie de l'aimantation d'ordre supérieur.

3 - 2 - 4 Conclusions relatives aux résultats expérimentaux du YIG

Comme pour le fer, les très basses températures ne font pas apparaître d'harmoniques de rang supérieur dans la décomposition en série de Fourier des mesures de couple.

Conclusions relatives aux quantités E_a et M :

Comme pour le nickel et le fer:

T en K	- K ₁ 10 ³ erg/cm ³	M ₁ 10 ⁻³ uem/cm ³	- k ₁ 10 ³ erg/cm ³	m ₁ 10 ⁻³ uem/cm ³
273,15	7,808	0,181	7,774	0,188
245,12	10,012	0,203	9,965	0,217
212,9	12,844	0,208	12,727	0,234
185,56	15,425	0,219	15,400	0,223
155,76	18,303	0,206	18,397	0,222
126,15	20,953	0,186	20,919	0,2
109,15	22,314	0,158	22,283	0,162
95,15	23,286	0,41	23,258	0,152
78,15	24,267	0,124	24,230	0,132
21,5	26,504	0,021	26,460	0,024
4,2	26,895	0,043	26,828	~ 0
2,07	26,802	~ 0	26,497	0,26

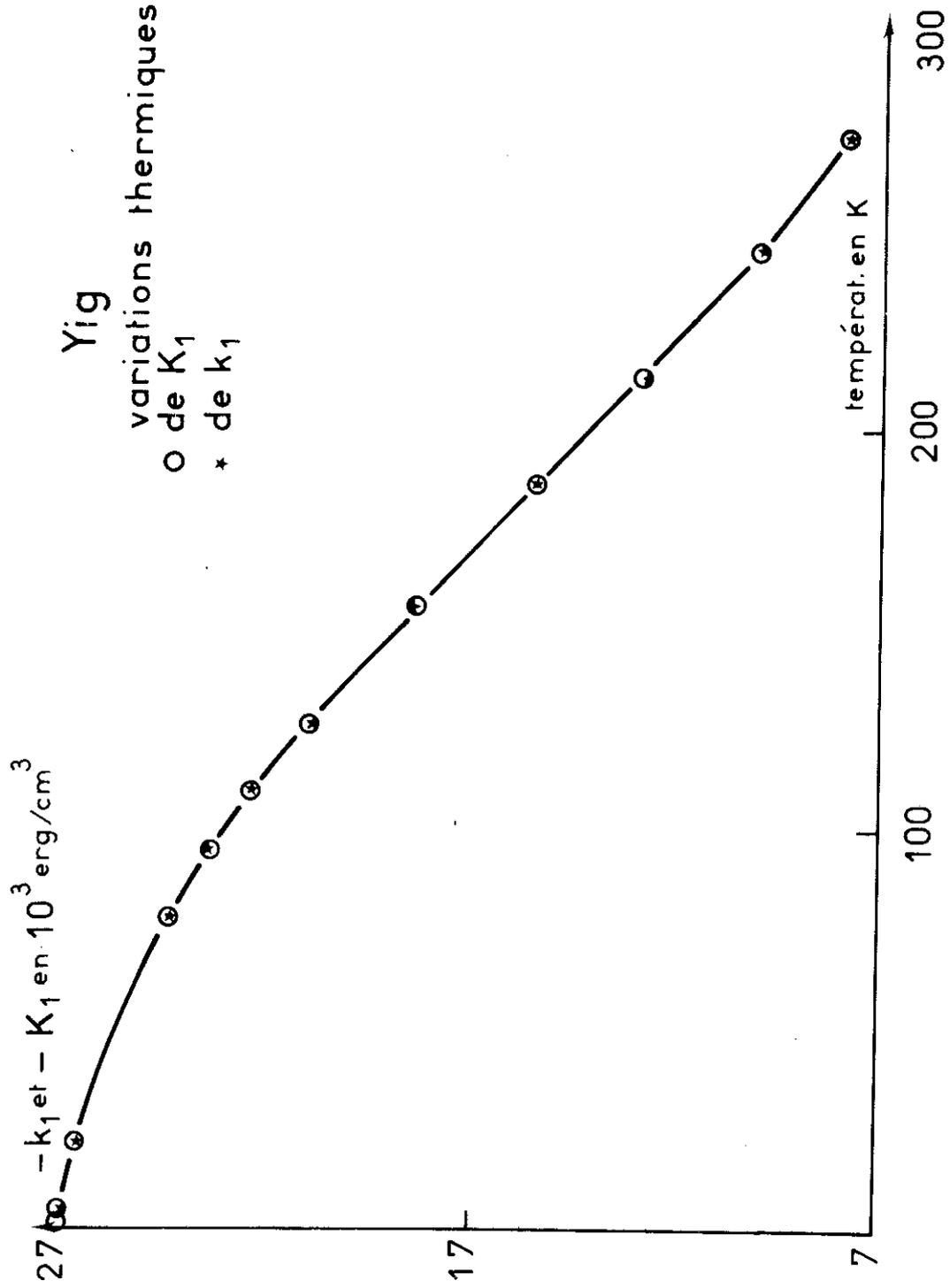
YIG

TABLEAU 11

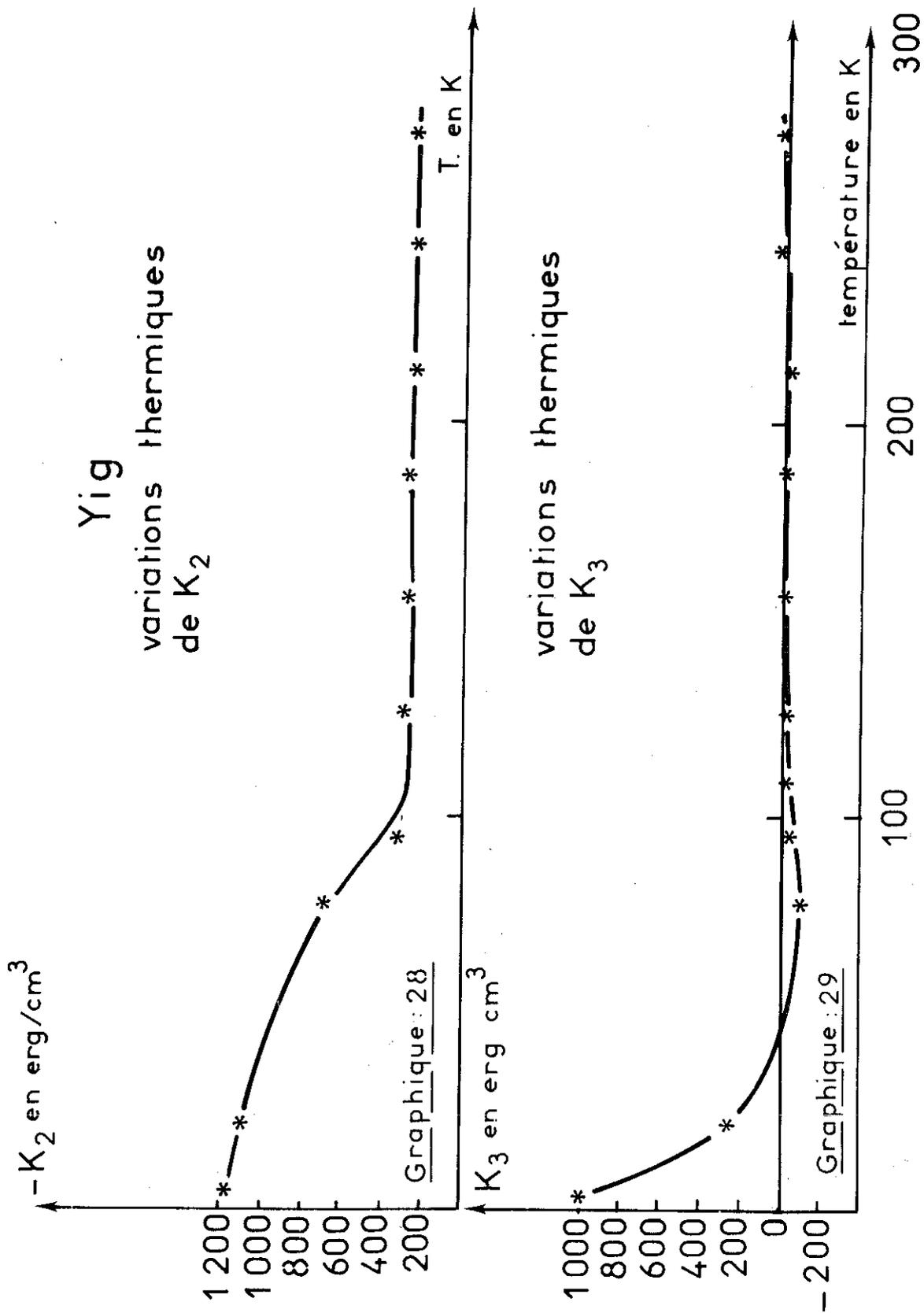
T en K	- K ₂ en erg/cm ³	K ₃ en erg/cm ³
273,15	260	23
245,12	255	30
212,90	268	- 25
186,56	290	- 15
155,76	275	- 11
126,15	290	- 35
109,15	301	- 32
95,15	317	- 56
78,15	694	- 113
21,5	1106	259
4,2	1175	1015
2,07	967	986

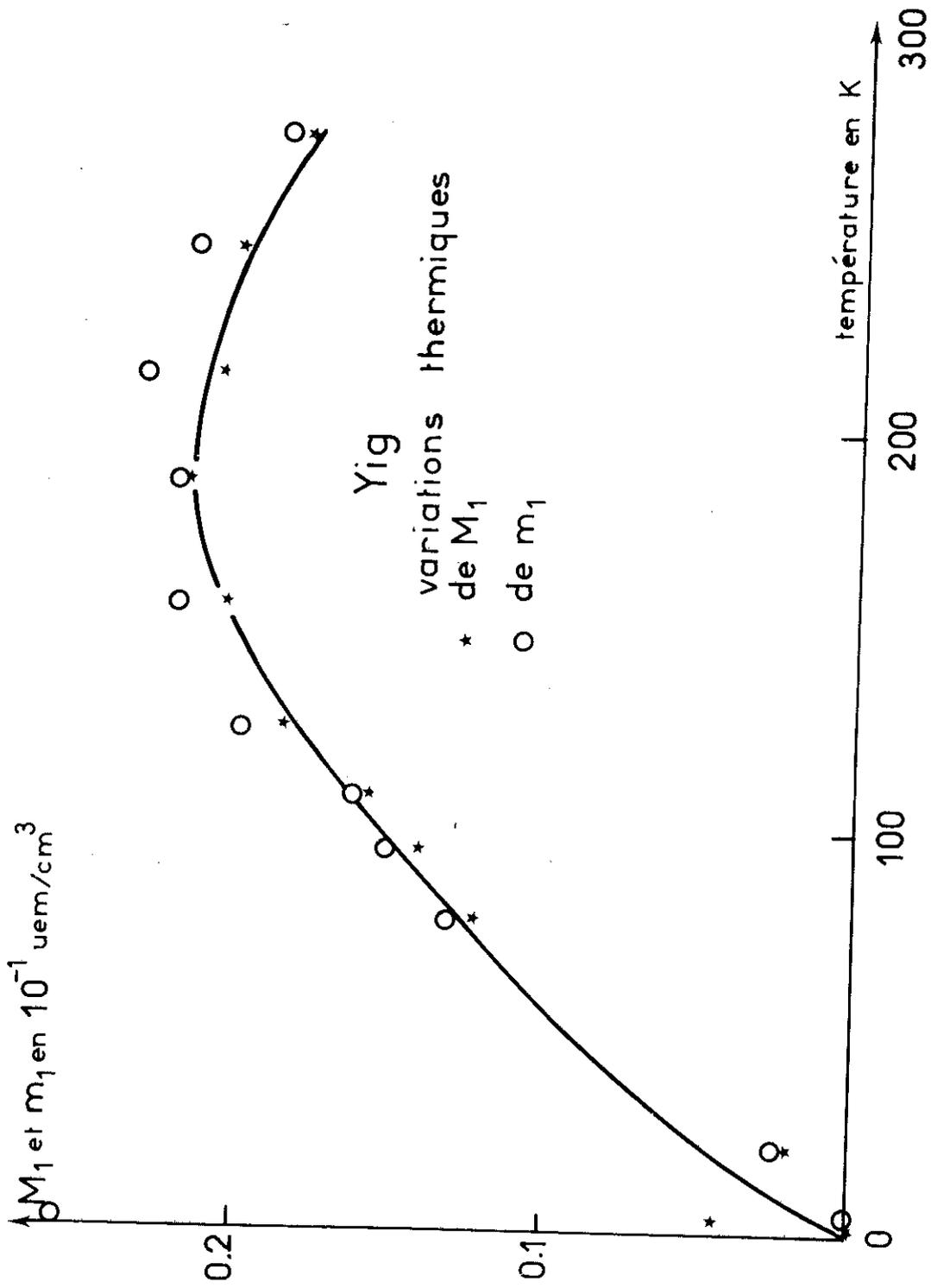
YIG

TABLEAU 12



Graphique: 27





Graphique:30

- les variations isothermes des différences d'énergie ΔG sont linéaires.
- les quantités ΔE_a et ΔM ne dépendent pas du champ, du moins dans l'intervalle de champ considéré.
- les quantités $|\Delta E_a|$ croissent quand la température décroît.
- les quantités $|\Delta M|$ passent par un maximum au voisinage de 200 K puis décroissent avec la température sans s'annuler jusqu'à 2 K.
- le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a et le maximum de la variation thermique de ΔM ont lieu pour des températures voisines.

Par contre:

- $\Delta M = M_{111} - M_{100}$ s'annule entre 10 et 20 K, change de signe et semble accélérer sa décroissance en dessous de 4 K.

Conclusions relatives aux coefficients d'anisotropie:

Comme pour le nickel et le fer:

- la variation isotherme de K_1 , linéaire, permet de déterminer K_1 et M_1 .
- impossibilité de déterminer M_2 et M_3 bien que l'on puisse évaluer K_2 et K_3 .

Comme pour le fer:

- K_2 et K_3 sont très faibles devant K_1 et ne prennent de l'importance qu'aux très basses températures.
- sur toute la gamme de température un seul coefficient d'anisotropie permet de décrire l'anisotropie du YIG.

En ce qui concerne K_1 , pour des températures supérieures à 200 K, nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs obtenues par résonance par G.P. Rodrigue, H. Meyer et R.V. Jones [33]. En dessous de 200 K l'écart croît pour atteindre quelques % à 4 K.

CHAPITRE 5

SITUATION DES INTERPRETATIONS THEORIQUES

Les résultats que nous avons obtenus sur le YIG se révèlent extrêmement intéressants du point de vue des modèles d'anisotropie à un ion. La connaissance de l'anisotropie de l'aimantation permet d'accéder aux divers paramètres de champ cristallin introduits dans l'hamiltonien de spin du système ce que ne permettait pas la seule connaissance de l'anisotropie de l'énergie. Ceci est simplement dû au fait que $\Delta E_a = (\Delta E_a)_d + (\Delta E_a)_a$ alors que $\Delta M = (\Delta M)_d - (\Delta M)_a$ où les indices a et d désignent les sous réseaux a et d des ions Fe^{3+} . Cependant, les premiers calculs que nous avons effectués en traitant l'échange dans un modèle de champ moléculaire montrent que si ce modèle pouvait paraître satisfaisant pour l'interprétation des courbes d'aimantation et des variations thermiques de l'anisotropie de l'énergie, il est totalement insuffisant pour justifier nos résultats sur l'anisotropie de l'aimantation, d'où l'importance de la détermination de cette grandeur.

Ainsi, le problème que nous considérons au départ comme simple, indépendamment des complications de calcul apportées par la structure cristallographique complexe du YIG, s'est avéré en fait beaucoup plus délicat et nécessitera que l'on y consacre encore beaucoup d'efforts. Nous avons donc jugé préférable de ne pas commencer ici l'exposé de ce problème et de nous limiter dans ce chapitre au cas des métaux 3d.

1 - Origine microscopique de l'anisotropie magnétocristalline

Dès 1931 Bloch et Gentile [34] suggéraient que le couplage spin-orbite est à la base des mécanismes responsables de l'anisotropie des métaux ferromagnétiques. On a théoriquement la situation suivante:

- . les moments orbitaux sont bloqués [35] par les champs électrostatiques dus aux atomes voisins.
- . les spins couplés entre eux par les interactions d'échange responsables du ferromagnétisme possèdent une aimantation et une énergie isotropes.

par l'intermédiaire du couplage spin-orbite, les spins sont alors "sensibles" à leur orientation par rapport au cristal.

Notons que les interactions magnétiques entre spins (couplage dipolaire ou quadrupolaire) susceptibles d'introduire un terme anisotrope d'énergie conduisent à des ordres de grandeur beaucoup trop faibles par rapport à l'anisotropie de l'énergie effectivement observée.

2 - Rappel de l'état actuel des théories de l'anisotropie

On trouve deux types de tentatives d'explication de l'anisotropie magnétocristalline. Les premières, et aussi les plus anciennes, s'appuient sur des modèles dans lesquels les moments sont localisés. Les secondes utilisent des modèles d'électrons itinérants.

2 - 1 Modèles localisés

2 - 1 - 1 Anisotropie de l'énergie

2 - 1 - 1 - 1 Théories d'Akulov et Zener

Akulov [36] considère chaque spin comme indépendant et lui attribue une énergie d'anisotropie indépendante de la température. Cette énergie ne dépend que de son orientation par rapport aux axes cristallographiques et provient de l'interaction avec le champ cristallin. Par sommation des énergies d'anisotropie de tous les spins on peut calculer les variations thermiques des constantes d'anisotropie. En se limitant au premier ordre on aboutit à la loi en puissance dix:

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left[\frac{M(T)}{M(0)} \right]^{10} \quad (69)$$

Cette loi n'est valable dans le calcul d'Akulov que pour les températures voisines du zéro absolu, c'est à dire pour:

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} \ll 1 \quad (70)$$

Plus tard Zener [37] puis Brenner [38] ont étendu le domaine d'application de cette loi jusqu'au point de Curie. Si le fer semble suivre cette loi en puissance dix, il n'en est pas du tout de même pour le nickel.

2 - 1 - 1 - 2 Théorie de Van Vleck

Van Vleck [39] introduit le couplage spin-orbite d'un point de vue semi-phénoménologique sous la forme de couplages dipolaires et quadrupolaires entre spins proches voisins. Les constantes de couplage, indépendantes de la température, ne sont pas celles des véritables couplages dipolaires et quadrupolaires puisque ces derniers conduisent à des énergies beaucoup trop faibles; les couplages ainsi introduits sont appelés pseudodipolaires et pseudoquadrupolaires. L'énergie d'échange est représentée par un champ moléculaire. Les constantes d'anisotropie sont alors obtenues en traitant les couplages précédents comme des perturbations.

Ce modèle prévoit une valeur du rapport $\frac{K_2}{K_1}$ beaucoup trop faible et conduit de toute façon à une variation thermique en puissance dix analogue à la relation (69). Remarquons à ce propos que de nombreuses controverses ont eu lieu pour savoir si c'était effectivement dix [40]. Elles résultaient de diverses erreurs de calcul des différents auteurs mais il est maintenant clairement établi que ce modèle conduit bien à une loi en puissance dix.

2 - 1 - 2 Anisotropie de l'aimantation

Pour E.R. Callen et H.B. Callen [1], l'anisotropie de l'aimantation est, comme nous l'avons mentionné au § 2 du chapitre 1, liée à l'anisotropie de l'énergie. Ces auteurs, comme Akulov et Zener, attribuent à chaque spin une énergie d'anisotropie. Ils représentent l'énergie d'échange par un champ moléculaire. Les résultats du calcul des coefficients caractérisant l'anisotropie du module de l'aimantation montrent qu'ils sont très inférieurs aux résultats expérimentaux. De plus ce modèle prévoit une annulation de l'anisotropie de l'aimantation au zéro absolu ce qu'infirmement nos expériences.

Qu'il s'agisse de l'anisotropie de l'énergie ou de l'aimantation, nous constatons un profond désaccord entre ces théories et les résultats expérimentaux. Il semble donc que les modèles localisés ne puissent rendre compte de l'anisotropie des métaux 3d.

2 - 2 Modèles de bandes

Ces modèles ont été jusqu'à maintenant limités au cas du nickel pour lequel la structure de bandes a fait l'objet de nombreux travaux.

2 - 2 - 1 Anisotropie de l'énergie

Avec Slater [41], Stoner [42], et Wohlfarth [43] apparaît le modèle des électrons itinérants. La première application de ce modèle à l'anisotropie est due à

Brooks [44] pour qui le couplage spin-orbite, en perturbant la structure de bandes, est à l'origine de l'anisotropie magnétique. Il peut seulement montrer que la constante K_1 du nickel est négative à 0 K ce que confirment nos expériences.

Dans ces modèles, l'énergie d'échange est représentée par un champ moléculaire et le couplage spin-orbite est traité comme une perturbation.

Furey [45], dans un travail récent, a calculé l'anisotropie du nickel en fonction de la température. Il considère chaque bande comme une fonction de la direction de l'aimantation par rapport au cristal soit $E_n(k, \alpha)$. Le couplage spin-orbite est traité comme une perturbation ce qui entraîne:

$$E_n(k, \alpha) = E_n(k) + \Delta E_n(k, \alpha) \quad (71)$$

Pour un point donné de la zone de Brillouin la symétrie du cristal entraîne:

$$E_n(k, [110]) - E_n(k, [100]) = \Delta_4 E_n(k, [110]) - \Delta_4 E_n(k, [100]) \quad (72)$$

La sommation sur tous les états occupés conduit à:

$$\Delta(k) = \sum_n \left[\Delta_4 E_n(k, [110]) - \Delta_4 E_n(k, [100]) \right] \quad (73)$$

et la première constante d'anisotropie est donnée par:

$$K_1 = 4 \sum_k \Delta(k) \quad (74)$$

L'évaluation de $\Delta(k)$ pour les points où les calculs de perturbations sont applicables, montre que seuls les points situés au voisinage des directions de haute symétrie pour lesquels sans le couplage spin-orbite les bandes d sont dégénérées, apportent une contribution. Ces directions sont $\Gamma - L$ et $\Gamma - X$. Furey montre alors que les contributions à K_1 proviennent essentiellement des points voisins du point X. Pour les bandes d, les différences d'énergie entre deux directions du cristal sont plus grandes au voisinage du point X, mais elles n'ont pas toutes le même signe.

Furey traite également le problème de la variation thermique et ses conclusions sont en parfait accord avec les résultats expérimentaux de Franse [27]. Le mérite principal de ces calculs est de montrer que la variation thermique très rapide de K_1 provient du fait que les contributions principales à l'anisotropie sont dues à une petite région de la zone voisine du point X.

Plus récemment encore, Kondorskii et Straube [46] ont calculé l'énergie d'anisotropie au zéro absolu. Ils suivent la même méthode que Furey et constatent aussi que les contributions principales à l'énergie d'anisotropie proviennent des points de la zone de Brillouin où les bandes d sont dégénérées en l'absence du couplage spin-orbite mais ils calculent la contribution de tous les points de la zone de Brillouin. Ces auteurs trouvent cependant un résultat deux fois plus faible que les résultats expérimentaux obtenus par Franse et nous-mêmes.

2 - 2 - 2 Anisotropie de l'aimantation

Kondorskii et Straube [47] ont calculé également l'anisotropie de l'aimantation dans le modèle de bandes déjà utilisé par Furey et eux-mêmes pour le calcul de l'anisotropie de l'énergie. Ces auteurs ont trouvé une anisotropie de l'aimantation deux fois plus faible que les valeurs expérimentales que nous présentons. Ce résultat semble cependant très intéressant même du point de vue quantitatif puisqu'il fournit le bon ordre de grandeur de ΔM au zéro absolu.

Notons aussi que la contribution orbitale à l'anisotropie de l'aimantation est deux fois plus importante que la contribution due aux spins.

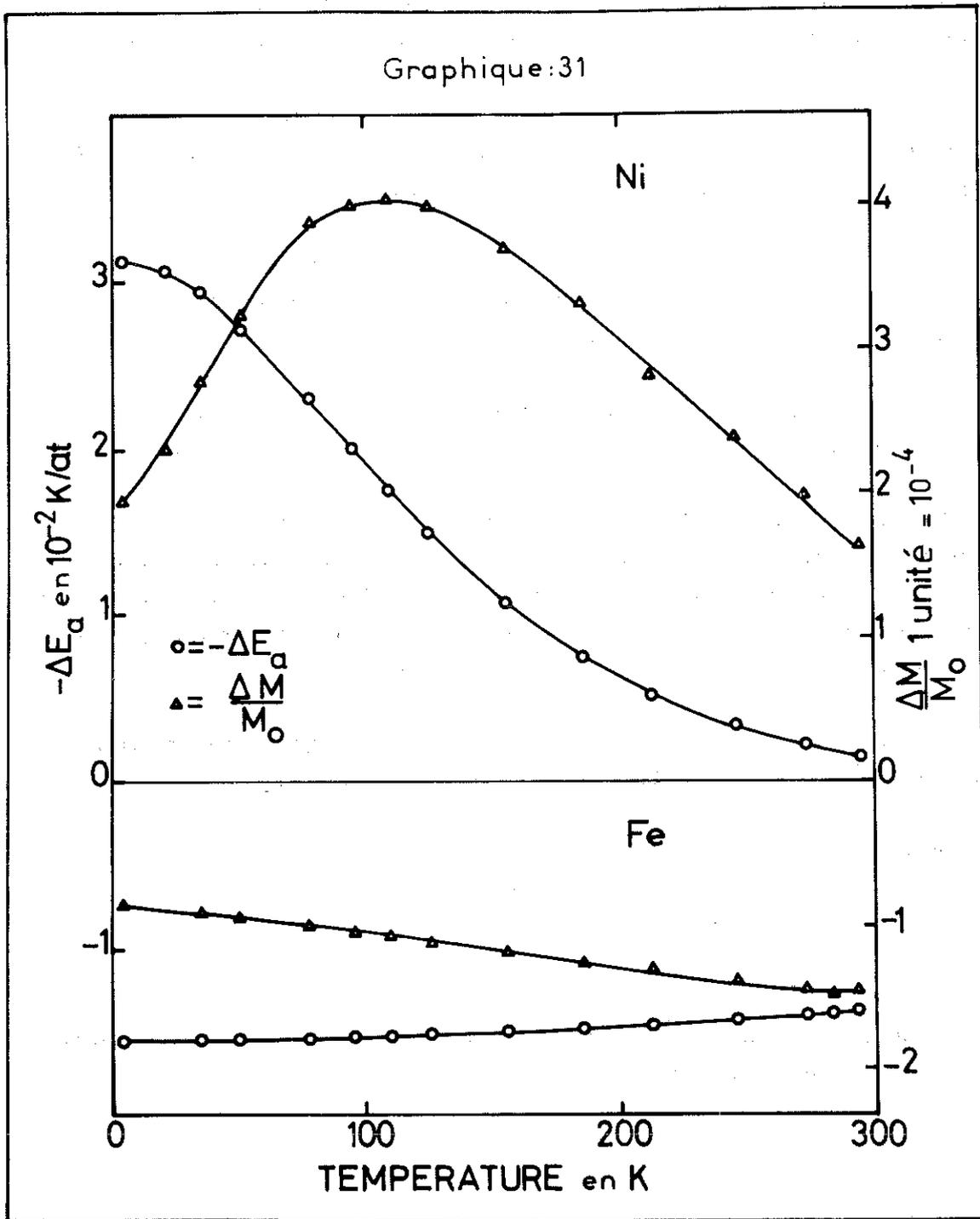
3 - Relation entre les variations thermiques de l'énergie d'anisotropie et de l'anisotropie de l'aimantation [48]

La comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour le nickel et le fer fait apparaître des points communs (graphique 31):

- . les quantités ΔE_a et ΔM ont des signes opposés.
- . si l'on rapporte ΔE_a à un atome et ΔM à l'aimantation $M(0)$, les ordres de grandeurs sont les mêmes pour les deux corps.
- . $|\Delta E_a|$ décroît quand la température croît tandis que $|\Delta M|$ passe par un maximum et ne s'annule pas aux très basses températures.
- . le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a coïncide approximativement avec le maximum de ΔM .

et des différences:

- . Les signes respectifs de ΔE_a et ΔM sont inversés.
- . les variations thermiques de ΔE_a et ΔM sont beaucoup plus rapides dans le cas du nickel que dans le cas du fer.
- . les développements de E_a et M à basse température nécessitent



beaucoup plus de coefficients dans le cas du nickel que dans le cas du fer.

Afin d'expliquer une partie des corrélations existant entre les variations thermiques de ΔM et ΔE_a nous proposons le modèle phénoménologique suivant:

Considérons les électrons 3d et appelons $g(\epsilon)$ la densité d'états des spins à polarisation positive (spin up que nous noterons $\text{spin}\uparrow$) ou à polarisation négative (spin down que nous noterons $\text{spin}\downarrow$) rapportée à un atome.

De façon phénoménologique, introduisons l'anisotropie en écrivant que sous l'effet du couplage spin-orbite une rotation de l'aimantation par rapport au cristal entraîne une petite modification de la densité d'états.

Appelons $\Delta g(\epsilon)$ cette modification quand la direction de l'aimantation passe de l'axe $\langle 100 \rangle$ à l'axe $\langle 111 \rangle$. On considère $\Delta g(\epsilon)$ indépendant de la température.

La valeur moyenne de l'énergie des électrons 3d n'est pas affectée par le couplage spin-orbite et $\Delta g(\epsilon)$ se traduit par une légère modification de la forme et de la largeur de la bande 3d. Le transfert s - d résultant de cette modification de structure de bande ne peut expliquer les ordres de grandeurs obtenus pour ΔM et ΔE_a au zéro absolu. Nous négligerons donc cet effet.

Disposant alors de N électrons 3d par atome ($n\uparrow$ de $\text{spin}\uparrow$ et $n\downarrow$ de $\text{spin}\downarrow$) nous traitons le ferromagnétisme dans une modèle de Stoner-Wohlfarth.

Soit:

$$n\uparrow + n\downarrow = N \quad (75)$$

$$n\uparrow - n\downarrow = m \quad (76)$$

L'énergie d'échange est décrite au moyen d'un paramètre effectif U indépendant de la température et de la direction sous la forme:

$$E_{\text{ech}} = U n\uparrow n\downarrow \quad (77)$$

soit à une constante près:

$$E_{\text{ech}} = - U \frac{m^2}{4} \quad (78)$$

Ceci est équivalent à un modèle de champ moléculaire à coefficient isotrope W

lié à U par:

$$U = 2W \mu_B^2 \quad (79)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr.

Exprimons la fonction de partition de la population N. Nous savons qu'un ensemble de N fermions a une fonction de partition Z définie par la relation:

$$\text{Log } Z = \frac{\mu N}{kT} + \sum \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{u-\mu}{kT}\right) \right] \quad (80)$$

la sommation portant sur tous les états. μ est le potentiel chimique et u l'énergie totale d'un fermion dans l'état considéré.

Cette expression est équivalente à:

$$\text{Log } Z = -\frac{\mu N}{kT} + \sum_{\uparrow} \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{u_{\uparrow}-\mu}{kT}\right) \right] + \sum_{\downarrow} \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{u_{\downarrow}-\mu}{kT}\right) \right] \quad (81)$$

Nous ne savons pas en général calculer exactement la fonction de partition puisque nous ne savons pas calculer tous les différents termes d'énergie dont la somme vaut pour un fermion dans un état donné u_{\downarrow} .

Cependant nous connaissons deux contributions à u_{\downarrow} :

$$\begin{aligned} + \mu_B H_{iM} &: \text{énergie d'un spin}_{\downarrow}^{\uparrow} \text{ dans le champ intérieur.} \\ + \frac{U}{2} m &: \text{énergie d'échange d'un spin}_{\downarrow}^{\uparrow}. \end{aligned}$$

Posons alors:

$$u_{\downarrow}^{\uparrow} = \epsilon + \mu_B H_{iM} + \frac{U}{2} m \quad (82)$$

L'expression de la fonction de partition devient:

$$\text{Log } Z = -\frac{\mu N}{kT} + \sum_{\uparrow} \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon-\mu_{\uparrow}}{kT}\right) \right] + \sum_{\downarrow} \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon-\mu_{\downarrow}}{kT}\right) \right] \quad (83)$$

avec:

$$\mu_{\downarrow}^{\uparrow} = + \mu_B H_{iM} + \frac{U}{2} m + \mu \quad (84)$$

Soit encore:

$$\text{Log } Z = - \frac{\mu N}{kT} + \int_{-\infty}^{+\infty} g(\epsilon) \left\{ \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon - \mu \uparrow}{kT}\right) \right] + \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon - \mu \downarrow}{kT}\right) \right] \right\} d\epsilon \quad (85)$$

La quantité $-kT \text{Log } Z$ est à identifier à la fonction thermodynamique relative aux paramètres externes qui fixent l'état du système.

Ces paramètres sont dans notre cas T et H_{iM} . Nous écrivons donc, compte tenu du fait que l'énergie d'échange est comptée deux fois dans le calcul:

$$G(T, H_{iM}) = -kT \text{Log } Z + \frac{U}{4} m^2 \quad (86)$$

pour $H_{iM} = 0$ nous avons $G(T, 0) = E_a$, donc:

$$E_a = -kT \left\{ - \frac{\mu N}{kT} + \int_{-\infty}^{+\infty} g(\epsilon) \left\{ \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon - \mu \uparrow}{kT}\right) \right] + \text{Log} \left[1 + \exp\left(-\frac{\epsilon - \mu \downarrow}{kT}\right) \right] \right\} d\epsilon \right\} \quad (87)$$

expression dans laquelle:

$$\mu_{\downarrow}^{\uparrow} = \mu \pm \frac{U}{2} m \quad (88)$$

En dérivant (87) par rapport à la température et compte tenu des deux relations de conservation:

$$\frac{1}{2} (N + m) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\epsilon) \left[\exp \frac{\epsilon - \mu \uparrow}{kT} + 1 \right]^{-1} d\epsilon \quad (89)$$

$$\frac{1}{2} (N - m) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\epsilon) \left[\exp \frac{\epsilon - \mu \downarrow}{kT} + 1 \right]^{-1} d\epsilon \quad (90)$$

nous obtenons:

$$E_a - T \frac{dE_a}{dT} + \frac{U}{4} m^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon g(\epsilon) \left\{ \left[\exp\left(\frac{\epsilon - \mu \uparrow}{kT}\right) + 1 \right]^{-1} + \left[\exp\left(\frac{\epsilon - \mu \downarrow}{kT}\right) + 1 \right]^{-1} \right\} d\epsilon \quad (91)$$

Dans cette expression E_a est l'énergie d'anisotropie rapportée à un atome.

La relation (91) dérivée une nouvelle fois par rapport à T , compte tenu des

relations (89) et (90) d'une part et des propriétés des intégrales de Fermi d'autre part nous permet d'obtenir la dérivée seconde de l'énergie d'anisotropie sous la forme:

$$-\frac{d^2 E_a}{dT^2} = \frac{\pi^2 k^2}{3} [g_{\uparrow} + g_{\downarrow}] + \frac{1}{4} \left(\frac{dm}{dT}\right)^2 \left[\frac{1}{g_{\uparrow}} + \frac{1}{g_{\downarrow}} - 2U\right] \quad (92)$$

avec:

$$g_{\downarrow}^{\uparrow} = g(\mu_{\downarrow}^{\uparrow})$$

La modification $\Delta g(\epsilon)$ due au changement de direction de l'aimantation entraîne simultanément ΔE_a , Δm et $\Delta \mu$. Il n'est pas possible de calculer ΔE_a et Δm sans préciser $g(\epsilon)$ et $\Delta g(\epsilon)$ mais quelles que soient ces fonctions la relation (92) nous conduit à:

$$-\frac{d^2 \Delta E_a}{dT^2} = \frac{\pi^2 k^2}{3} [\Delta g_{\uparrow} + \Delta g_{\downarrow}] + \frac{1}{2} \frac{dm}{dT} \frac{d\Delta m}{dT} \left[\frac{1}{g_{\uparrow}} + \frac{1}{g_{\downarrow}} - 2U\right] - \frac{1}{4} \left[\frac{\Delta g_{\uparrow}}{g_{\uparrow}^2} + \frac{\Delta g_{\downarrow}}{g_{\downarrow}^2}\right] \left(\frac{dm}{dT}\right)^2 \quad (93)$$

où $\Delta g_{\downarrow}^{\uparrow} = \Delta g(\mu_{\downarrow}^{\uparrow})$

Dans nos expériences le point d'inflexion de la variation thermique de ΔE_a coïncide approximativement avec le maximum de la variation thermique de ΔM .

Ceci prouve qu'au voisinage de cette température, le second terme de (93) est prépondérant et:

$$-\frac{d^2 E_a}{dT^2} \sim \frac{1}{2} \left[\frac{1}{g_{\uparrow}} + \frac{1}{g_{\downarrow}} - 2U\right] \frac{dm}{dT} \frac{d\Delta m}{dT} \quad (94)$$

soit par unité de volume:

$$-\frac{d^2 E_a}{dT^2} \sim \frac{2}{\chi_p} \frac{dM}{dT} \frac{d\Delta M}{dT} \quad (95)$$

où χ_p est la susceptibilité de Pauli des électrons 3d.

Dans le cas du nickel où nous possédons une bonne information expérimentale au voisinage du maximum de ΔM il est possible d'évaluer χ_p . Dans une plage de température de 50 K à 100 K autour de la température $T_M = 110$ K correspondant au maximum de ΔM nos résultats expérimentaux permettent d'écrire:

$$\frac{d^2 \Delta E_a}{dT} \sim - 7.10^{-13} (T - T_M) \quad (96)$$

où ΔE_a est en eV/atome.

De même:

$$\frac{dm}{dT} \frac{d\Delta m}{dT} \sim 5.10^{-13} (T - T_M) \quad (97)$$

ce qui conduit à:

$$\frac{1}{g\uparrow} + \frac{1}{g\downarrow} - 2U \sim 2,8 \text{ eV} \quad (98)$$

En utilisant par exemple les valeurs numériques de Shimizu [49] $U = 0,65 \text{ eV}$ et $g\uparrow \sim 2,7 \text{ eV}^{-1}$, nous obtenons $g\downarrow = 0,1 g\uparrow$. Ce rapport est en très bon accord avec les calculs de densité totale d'états s - d exécutés par Connolly [50] et Zornberg [51]. Aubert, traitant explicitement le cas de fonctions $g(\epsilon)$ et $\Delta g(\epsilon)$ simples, a montré que si le niveau de Fermi était situé dans une région où $g(\epsilon)$ varie rapidement, les variations thermiques de ΔE_a et ΔM sont beaucoup plus rapides que si le niveau de Fermi est situé dans une région où la densité d'états varie peu.

Cette situation du niveau de Fermi dans une région "accidentée" de la densité d'états expliquerait également le fait que dans le cas du nickel il faut un beaucoup plus grand nombre de coefficients pour décrire la variation angulaire de l'anisotropie que dans le cas du fer. On aurait ainsi une corrélation entre le nombre de coefficients d'anisotropie à basse température et la rapidité de la variation thermique.

En conclusion, si le calcul ab initio de l'anisotropie de l'énergie et de l'aimantation des métaux 3d reste encore une tâche pratiquement inabordable, il semble que les méthodes modernes de calculs de bandes pourraient fournir la base de modèles semiphénoménologiques susceptibles d'apporter des résultats satisfaisants. L'évaluation de l'anisotropie de l'aimantation et sa comparaison avec les valeurs expérimentales constituera un test très important de la validité de ces modèles.

CONCLUSION

Nous pensons avoir apporté les contributions suivantes:

- 1) La réalisation d'un appareillage, entièrement automatisé permettant sur une grande échelle de température une mesure précise de couples.
- 2) Une analyse détaillée des informations recueillies sur ce type d'appareillage conduisant à la détermination simultanée de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et de l'anisotropie de l'aimantation.
- 3) Une étude complète de l'énergie d'anisotropie et des coefficients d'anisotropie de l'énergie entre 4 K et 300 K pour le nickel, le fer et le YIG.
- 4) Une étude complète de l'anisotropie de l'aimantation du nickel, du fer et du YIG sur le même intervalle de température.
- 5) La mise en évidence expérimentale d'un comportement singulier de l'anisotropie de l'aimantation du YIG aux très basses températures.
- 6) une explication dans un modèle de bandes de quelques corrélations existant entre les variations thermiques de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et de l'anisotropie de l'aimantation dans les métaux 3d.

Le problème de l'anisotropie est encore loin d'être résolu. Nous espérons cependant que les résultats que nous avons obtenus faciliteront le travail des théoriciens.

ANNEXE 1

PROGRAMME ANI 1

```
'DEBUT' 'ENTIER' REF, N, P, NN, I, J, Q;  
'REEL' M, K, SIGMA, H, D, T, MM, HH, C, PI, APN, BPN, SP, PP, BN, AP, BP, B2, D2, E3, F3, E2, F2,  
DQP1, ALPHA, BETA, CA, SA;  
'REEL' PHI;  
RECOM: LIRE(REF, N, M, K, SIGMA, H, D, T);  
'DEBUT' 'REEL' 'TABLEAU' Y.(0:N-1)., X.(0:N/2)., Z.(1:N/2-1).,  
A.(0:N/2)., B.(1:N/2-1)., DN.(0:N/2-1).;  
PI:=3.14159265;  
MM:=M*SIGMA/K;  
HH:=H-4*PI/3*SIGMA*D;  
C:=K/M*D;  
PHI:=PI-ARCSIN(2*RAC2(2)/3);  
LIRT(Y); X.(0).:=Y.(0).;  
X.(N/2).:=Y.(N/2).;  
'POUR' NN:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
'DEBUT' X.(NN).:=Y.(NN).+Y.(N-NN).;  
Z.(NN).:=Y.(NN).-Y.(N-NN).;  
'FIN';  
EXL(<I I >); IMPR;  
'POUR' NN:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
DN.(NN).:=Y.(NN)-Y.(N/2+NN).;  
'POUR' I:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
'DEBUT'  
'POUR' J:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' 5 'FAIRE'  
EXD(7,2, DN.(J+6*I).);  
IMPR;  
'FIN';  
EXL(<I I REF T H HH C>); IMPR;  
EXE(5, REF); EXD(8,2,T); EXE(7,H,HH); EXD(10,4,C); IMPR;  
'POUR' P:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2 'FAIRE'  
'DEBUT' APN:=0.0;  
'POUR' NN:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2 'FAIRE'  
APN:=APN+X.(NN).*COS(P*NN*2*PI/N);  
A.(P).:=2/N*APN;  
'FIN';  
EXL(<I I P BP AP SP PP>); IMPR;  
P:=0; A.(P).:=A.(P)./2;  
EXE(3,P); ESPACE(10); EXD(10,2,A.(P).); ESPACE(20);  
IMPR;  
'POUR' P:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
'DEBUT' BPN:=0.0;  
'POUR' NN:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
BPN:=BPN+Z.(NN).*SIN(P*NN*2*PI/N);  
B.(P).:=2/N*BPN;  
'FIN';
```

ANNEXE 1

PROGRAMME ANI 1 (SUITE)

```
ALPHA:= 0.25*ARCTAN(-A.(4)/B.(4).);
'POUR' P:= 1 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'
'DEBUT' CA:= COS(P*ALPHA);
      SA:= SIN(P*ALPHA);
      AP:= A.(P).*CA+B.(P).*SA;
BP:= -A.(P).*SA+B.(P).*CA;
      SP:=RAC2(AP2+BP2);
      PP:=-180.0/Pi*ARCTAN(AP/BP);
B.(P).:=BP;
EXE(3,P);EXD(10,2,BP,AP,SP,PP);IMPR;
'FIN';
EXL(<I>); IMPR;
BETA:= ALPHA/0.0174532925;
EXL(<BETA=>);
EXD(9,2,BETA); IMPR;
EXE(5,REF);EXE(4,N/4);EXE(7,H);
EXF(16,8,MM);PERF;
'POUR' P:=2 'PAS' 2 'JUSQUA' N/2-2 'FAIRE'
'DEBUT' EXF(16,8,B.(P).);
      PERF;
'FIN';
BN:=0.0;B2:=B.(2).;
'POUR' P:=2 'PAS' 1 'JUSQUA' N/4-1 'FAIRE'
BN:=BN+B.(2*P).*SIN(P*PHI);
D2:=-3/2/RAC2(2)*BN;
EXE(5,REF);EXE(4,N/4);EXE(7,H);
EXF(16,8,MM,D2);PERF;
'POUR' P:=4 'PAS' 2 'JUSQUA' N/2-2 'FAIRE'
'DEBUT' EXF(16,8,B.(P).);
PERF; 'FIN';
E3:=0.0;
'POUR' P:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N/4-1 'FAIRE'
E3:=E3+B.(2*P)./2/P*(1-COS(P*PHI));
F3:=E3+2/3*(D2-B2);
E2:=0.0;
'POUR' Q:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/8-1 'FAIRE'
'DEBUT' DQP1:=2*Q+1;
      E2:=E2+B.(2*DQP1)./DQP1;
'FIN';
F2:=E2+D2-B2;
EXL(<I|           B2          D2          E3          F3          E2          F2>); IMPR;
EXD(10,2,B2,D2,E3,F3,E2,F2); IMPR;
'FIN';
'SI' CLE(1) 'ALORS' 'ALLERA' RECOM;
'FIN';
#
```

ANNEXE 2

PROGRAMME ANI 2

```
'DEBUT' 'ENTIER' REF, N, I, J, P, Q;  
  'REEL' H, M, Z, ZA, D1, D, P1 S2N, P1, PHI, C1, D1, E3, F3, TETA, E2, F2, DQP1;  
  RECOM: LIRE(REF, N, H, M);  
  'DEBUT'  
    'REEL' 'TABLEAU' B.(1:N-1), ZN.(1:N-1), DP.(1:N-1).;  
    LIRT(B);  
    P1:=3.14159265; P1 S2N:=P1/2/N; TETA:=P1-ARCSIN(2*RAC2(2)/3);  
    EXL(<II REF>); IMPR;  
    EXE(5, REF); IMPR; PERF;  
    EXE(3, N); EXF(16, 8, H, M); PERF;  
    'POUR' I:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE'  
    'DEBUT' ZA:=0;  
      ITER:Z:=0;  
      PHI:=1*P1 S2N+ARCSIN(ZA/H/M);  
      'POUR' J:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE'  
        Z:=Z+B.(J). *SIN(2*J*PHI);  
        'SI' ABS(Z-ZA)' SUP' 0.01 'ALORS'  
          'DEBUT' ZA:=Z; 'ALLERA' ITER; 'FIN';  
          ZN.(I).:=Z;  
    'FIN';  
    EXL(<II _____ P _____ BP _____ DP>); IMPR;  
    'POUR' P:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE'  
    'DEBUT' DI:=0;  
      'POUR' I:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE'  
        DI:=DI+ZN.(I). *SIN(P*P1/N*(N-1));  
        DP.(P).:=(-1)I(P+1)*2/NDI;  
        ESPACE(6); EXE(3, 2*P); EXD(10, 2, B.(P), DP.(P).); IMPR;  
        EXF(14, 8, D); PERF;  
    'FIN';  
    C1:=0.0; D1:=DP.(1).;  
    'POUR' P:=2 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE' C1:=C1+DP.(P). *SIN(P*TETA);  
    C1:=-3/2/RAC2(2)*C1; E3:=0.0;  
    'POUR' P:=1 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE' E3:=E3+DP.(P). /2/P*(1-COS(P*TETA));  
    F3:=E3+2/3*(C1-D1);  
    EXE(5, REF);  
    EXE(3, N);  
    EXF(16, 8, H, M, C1); PERF;  
    'POUR' P:=2 'PAS' 1 'JUSQUA' N-1 'FAIRE' 'DEBUT' EXF(16, 8, DP.(P).);  
    PERF;  
    'FIN';  
E2:=0.0;  
  'POUR' Q:=0 'PAS' 1 'JUSQUA' N/2-1 'FAIRE'  
  'DEBUT' DQP1:=2*Q+1;  
    E2:=E2+DP.(DQP1). /DQP1;  
  'FIN';  
F2:=E2+C1-D1;  
EXL(<II _____ D1 _____ C1 _____ E3 _____ F3 _____ E2 _____ F2>); IMPR;  
EXD(10, 2, D1, C1, E3, F3, E2, F2); IMPR;  
'FIN';  
  'SI' CLE(1) 'ALORS' 'ALLERA' RECOM;  
  'FIN';  
  #
```

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E.R. Callen et H.B. Callen
J. Phys. Chem. Solids 16, 310 (1960)
- [2] G. Aubert
Comptes Rendus 260, 3313 (1965)
- [3] G. Aubert
Thèse Grenoble (1966)
- [4] J.P. Rebouillat
Thèse Grenoble (1972)
- [5] G.T. Rado et H. Suhl
Magnetism Vol. I Academic Press (1963)
- [6] G. Aubert
Second sujet de thèse: la résonance ferromagnétique
(1966)
- [7] D.S. Rodbell
Physics 1, 279 (1965)
- [8] Infantes
Thèse de docteur-ingénieur Grenoble (1969)
- [9] Z. Frait
J.de Physique Colloque C₁ 32, 541 (1971)
- [10] G. Aubert et L. Frazao
Phys. Letters 31A n°2, 54 (1970)
- [11] L. Frazao
Thèse Grenoble (1971)
- [12] P.J. Flanders
J. Appl. Phys. 38,3, 1293 (1967)
- [13] E.T. Fergusson
Thèse Grenoble (1962)
- [14] G. Aubert
Diplome d'Etudes Supérieures Grenoble (1960)
- [15] T. Wakiyama
Tech. Rep. ISSP. Tokyo Ser.A 147 (1965)
- [16] H. Chesnut et R.W. Mayer
Servomecanism and Regulating System Design
Vol.2 Dunod (1961)

- [17] J.R. Clement et E.H. Quinnell
Rev. Sci. Inst. 23, 213 (1952)
- [18] G. Fillion
Laboratoire de Magnétisme CNRS
Communication personnelle
- [19] G. Aubert
Laboratoire de Magnétisme CNRS
Communication personnelle
- [20] S. Foner et E.D. Thomson
J. Appl. Phys. 30, 229 S (1959)
- [21] P. Weiss et R. Forrer
Ann. Phys. (Paris) (10), 5, 153 (1926)
- [22] J. Crangle et G.M. Goodman
Proc. Roy. Soc. London A 231, 477 (1971)
- [23] F.C. Nix et D. Mac Nair
Phys. Rev. 60, 597 (1941)
- [24] T. Egami, P.J. Flanders et C.D. Graham
I.E.E.E. Trans. on Magn. MAG-8, 3, 453 (1972)
- [25] G. Aubert et P. Escudier
J. Phys. 32 supp. C₁, 543 (1971)
- [26] J.J.M. Franse et G. de Vries
Physica 39, 477 (1968)
- [27] J.J.M. Franse
Thèse Amsterdam (1969)
- [28] G. Aubert, L. Frazao, L. Nowicki
Conférence Internationale de Magnétisme de Moscou
(1973) à paraître
- [29] A. Herpin
Théorie du Magnétisme p.701
- [30] F. Sayetat
Laboratoire des Rayons X CNRS Grenoble
Communication personnelle
- [31] P.B. Crandall
J. Appl. Cryst. 2, 86 (1969)
- [32] D.F. Streuzwilk, E.E. Anderson
Phys. Rev. 2, 175 (1968)

- [33] G.P. Rodrigue, H. Meyer et R.V. Jones
J. Appl. Phys. 31, 376 S (1960)
- [34] F. Bloch et G. Gentile
Z. Physik 70, 395 (1931)
- [35] C. Kittel
Introduction à la Physique de l'Etat Solide
Dunod Paris (1970)
- [36] N. Akulov
Z. Physik 100, 197 (1936)
- [37] C. Zener
Phys. Rev. 96, 1335 (1954)
- [38] R. Brenner
Phys. Rev. 107, 1539 (1957)
- [39] J.H. Van Vleck
Phys. Rev. 52, 1178 (1937)
- [40] H.B. Callen et E. Callen
J.Phys. Chem. Solids 27, 1271 (1966)
- [41] J.C. Slater
Phys. Rev. 49, 537,931 (1936)
- [42] E.C. Stoner
Proc. Roy. Soc. London A 165, 372 (1938)
- [43] E.P. Wohlfarth
Rev. Mod. Phys. 25, 211 (1953)
- [44] H. Brooks
Phys.Rev. 58, 909 (1940)
- [45] W.N. Furey
Thèse Harward University, Cambridge (1967)
- [46] E.I. Kondorskii et E. Straube
Soviet Physics JETP 36, 188 (1973)
- [47] E.I. Kondorskii et E. Straube
Conférence Internationale de Magnétisme de Moscou
(1973) à paraître
- [48] G. Aubert, P. Escudier
Conférence Internationale de Magnétisme de Moscou
(1973) à paraître

- [49] M. Shimizu
Proc. Phys. Soc. 84, 397 (1964)
- [50] J.W. Connolly
Phys. Rev. 159, 415 (1967)
- [51] E.I. Zornberg
Phys. Rev. B1, 244 (1970)

