

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Paul PATAUD

Docteur de 3^{ieme} cycle

SUJET

LA DIFFUSION DES NEUTRONS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE
APPLIQUEE A L'APPARITION DU MAGNETISME
DANS LES ALLIAGES METALLIQUES DESORDONNES

Soutenue le 24 Juin 1976 devant la Commission d'Examen

MM. B. DREYFUS

Président

D. BLOCH

F. GAUTIER

K. MATHO

Examineurs

P. RADHAKRISHNA

R. TOURNIER

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

M. Michel SOUTIF : Président
M. Gabriel CAU : Vice-président

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	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	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BEZES Henri	Pathologie chirurgicale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
	CALAS François	Anatomie
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Clinique Oto-Rhino-Laryngologique
	CHATEAU Robert	Thérapeutique (Neurologie)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DELORMAS Pierre	Pneumo-Phthisiologie
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphillographie
	FAU René	Clinique neurologique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	JANIN Bernard	Géographie
	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	Séméiologie médicale
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MICOUD Max	Clinique maladies infectieuses
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	MULLER Jean Michel	Thérapeutique (néphrologie)
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	RINALDI Renaud	Physique
	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-chirurgie
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLANT François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCOZ Jean	Physique nucléaire théorique
	ZISMAN Michel	Mathématiques pures

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BALMSKI Michel	Mathématiques appliquées
	COPPENS Philip	Physique
	CORCOS Gilles	Mécanique

MM.	CRABBE Pierre	CERMO
	DUTTON Guy	CERMAV
	GILLESPIE John	I.S.N.
	SAMPSON Joseph	Mathématiques pures

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mlle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BILLET Jean	Géographie
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BRUGEL Lucien	Energétique
	CONTE René	Physique
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAUTRON René	Chimie
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Méd. Préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	JOLY Jean-René	Mathématiques pures
	JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	KUHN Gérard	Physique
	LOISEAUX Jean	Physique nucléaire
	LUU-DUC-Cuong	Chimie Organique
	MAYNARD Roger	Physique du solide
	PELMONT Jean	Biochimie
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
Mlle	PIERY Yvette	Physiologie animale
MM.	RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	RICHARD Lucien	Biologie végétale
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM.	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	VIALON Pierre	Géologie
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	ARMAND Gilbert	Géographie
	ARMAND Yves	Chimie
	BARGE Michel	Neurochirurgie
	BARJOLLE Michel	M.I.A.G.
	BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme	BERTEL Héléne	Pharmacodynamique

MM.	BOST Michel	Pédiatrie
	BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHARDON Michel	Géographie
	CHERADAME Hervé	Chimie papetière
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CORDONNIER Daniel	Néphrologie
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	CYROT Michel	Physique du solide
	DELOBEL Claude	M.I.A.G.
	DENIS Bernard	Cardiologie
	DOUCE Roland	Physiologie végétale
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Gilbert	Urologie
	FAURE Jacques	Médecine légale
	FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
	GAUTIER Robert	Chirurgie générale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROS Yves	Physique (stag.)
	GUITTON Jacques	Chimie
	HICTER Pierre	Chimie
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	KOLODIE Lucien	Hématologie
	KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LEROY Philippe	Mathématiques
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MALLION Jean Michel	Médecine du travail
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
Mme	MINIER Colette	Physique
MM.	NEGRE Robert	Mécanique
	NEMOZ Alain	Thermodynamique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIER Guy	Géophysique
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RAMBAUD Pierre	Pédiatrie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Bactériologie
MM.	ROBERT Jean Bernard	Chimie-Physique
	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VROUSOS Constantin	Radiologie

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. COLE Antony	Sciences nucléaires
FARELL César	Mécanique
MOORSANI Kishin	Physique

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

M. ROCHAT Jacques	Hygiène et hydrologie
-------------------	-----------------------

Fait à Saint Martin d'Hères, AVRIL 1975

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Président : M. Louis NEEL
Vice-Présidents : MM. Jean BENOIT
Lucien BONNETAIN

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. BENOIT Jean	Radioélectricité
BESSON Jean	Electrochimie
BLOCH Daniel	Physique du solide
BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
BRISSENEAU Pierre	Physique du solide
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
COUMES André	Radioélectricité
FELICI Noël	Electrostatique
LESPINARD Georges	Mécanique
MOREAU René	Mécanique
PARIAUD Jean-Charles	Chimie-Physique
PAUTHENET René	Physique du solide
PERRET René	Servomécanisme
POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
SILBER Robert	Mécanique des Fluides

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. RABINS Michaël	Automatique
ROUXEL Roland	Automatique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. BLIMAN Samuel	Electronique
COHEN Joseph	Electrotechnique
DURAND Francis	Métallurgie
FOULARD Claude	Automatique
LANCIA Roland	Electronique
VEILLON Gérard	Informatique fondamentale et appliquée
ZADWORI François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES

MM. BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
BOUVARD Maurice	Génie mécanique
CHARTIER Germain	Electronique
GUYOT Pierre	Chimie Minérale
IVANES Marcel	Electrotechnique
JOUBERT Jean-Claude	Physique du solide
LACOUME Jean-Louis	Géophysique
MORET Roger	Electrotechnique Nucléaire
ROBERT François	Analyse numérique
SABONNAIRE Jean-Claude	Informatique fondamentale et appliquée
Mme SAUCIER Gabrièle	Informatique fondamentale et appliquée

CHARGE DE FONCTIONS DE MAITRE DE CONFERENCES

MM. ANCEAU François	Mathématiques Appliquées
PIERRARD Jean-Marie	Hydraulique

CHERCHEURS DU C.N.R.S.

M. FRUCHART Robert

Directeur de recherche

M. ANSARA Ibrahim

Maître de recherche

M. DRIOLE Jean

Maître de recherche

M. MATHIEU Jean-Claude

Maître de recherche

M. MUNIER Jacques

Maître de recherche

R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été effectué à l'Institut Laue-Langevin de Grenoble et patroné par le Centre de Recherches sur les Très Basses Températures.

Monsieur le Professeur DREYFUS, Directeur du Département de Physique Fondamentale au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, a bien voulu présider ce jury d'examen ; je suis très sensible à l'honneur qu'il me fait.

La présence dans ce jury de Messieurs les Professeurs BLOCH et GAUTIER m'est particulièrement agréable. Je les remercie de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Les conseils que m'ont prodigués Monsieur MATHO et surtout Monsieur RADHAKRISHNA, m'ont été d'un grand secours. Qu'ils en soient ici remerciés.

Monsieur TOURNIER, Directeur adjoint du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, m'a accueilli dans son équipe de recherche et proposé le sujet de cette étude. Il en a assumé la direction avec dynamisme et efficacité ; je lui en serai toujours reconnaissant.

J'ai trouvé auprès des membres du CRTBT une ambiance amicale et une aide précieuse. Je pense en particulier à Messieurs CHOUTEAU, J.P. PERRIER et PILON.

Je tiens enfin à remercier Madame DEVILLERS et Monsieur CLAISSE qui ont réalisé avec une grande compétence la tâche délicate de dactylographier et d'illustrer ce mémoire.

I N T R O D U C T I O N

Lorsqu'une cible est irradiée par un flux de neutrons, la collision d'un neutron et d'un atome revêt de nombreux aspects même si on ne considère pas le domaine où de hautes énergies sont mises en jeu (c'est-à-dire supérieures à un électron-volt).

On a alors coutume de considérer d'une part les interactions neutron-noyau et d'autre part les interactions entre le champ magnétique créé par le neutron et le moment magnétique éventuellement porté par les électrons de l'atome.

La section efficace de diffusion correspondante est la somme d'une contribution nucléaire et d'une contribution magnétique, auxquelles s'ajoute un terme d'interférence magnétique nucléaire si, à un instant donné, tous les spins des neutrons incidents sont parallèles et de même sens (technique des "neutrons polarisés"). De plus, chaque contribution peut être élastique ou inélastique suivant que le neutron conserve son énergie pendant la collision ou en échange avec la cible.

Comme il est en principe possible de mesurer séparément ces différentes sections efficaces partielles, la diffusion des neutrons apparaît comme un outil important employé d'une façon originale ou complémentaire d'autres méthodes plus classiques.

Le problème envisagé ici est celui de l'apparition du magnétisme dans les alliages désordonnés d'un métal dia ou paramagnétique (appelé "matrice") avec du Fer ou du Nickel. Ces alliages sont concentrés, c'est-à-dire qu'en moyenne un atome des deux métaux ne peut être considéré comme isolé ou sans interaction avec un autre atome appartenant au même métal. Bien que la concentration de Fer ou de Nickel puisse être égale ou supérieure à celle des atomes de matrice, ils seront toujours désignés par le terme "impuretés". On se limite de plus aux systèmes où les atomes isolés d'impuretés dans la matrice ne portent pas de moment magnétique, mais où un ordre magnétique devient obser-

vable si la concentration en impuretés augmente pour atteindre la concentration caractéristique. Celle-ci est conventionnellement déterminée comme la concentration où la température de Curie paramagnétique devient nulle.

Les systèmes concentrés étudiés jusqu'à présent sont le Pt Ni, le Cu Ni, le Rh Ni, le V Ni ; nous y avons ajouté l'alliage V Fe. Aux concentrations proches de la concentration caractéristique, l'ensemble des mesures d'aimantation a montré l'existence de moments magnétiques géants formés par plusieurs atomes d'impureté et se comportant comme un seul moment. L'ensemble des moments géants ne groupant pas la totalité des impuretés, un alliage qui est binaire au point de vue métallurgique est beaucoup plus complexe au point de vue magnétique ; en effet, certaines impuretés ne portent pas de moment, et celles qui en portent ne portent pas nécessairement toutes le même. Il existe de plus des impuretés magnétiques qui contribuent à l'aimantation à saturation mais pas à l'ordre magnétique en champ nul.

Le modèle utilisé pour décrire l'ensemble des propriétés magnétiques était le suivant :

Un atome d'impureté isolé dans la matrice ne porte pas de moment magnétique. Dès que l'on en ajoute d'autres, il existe une probabilité non nulle pour que plusieurs atomes d'impureté soient en position de premier voisin même si la solution solide est parfaitement désordonnée. Ces amas ainsi permis par la distribution statistique des atomes portent alors un moment magnétique si l'impureté centrale est entourée par un nombre suffisant d'autres atomes d'impureté en position de premiers voisins. Ceci entraîne qu'il y a des moments magnétiques localisés même aux concentrations infiniment faibles pourvu que la statistique permette l'existence d'au moins un amas d'impuretés. C'est le modèle bien connu de JACCARINO-WALKER.

Le nombre n_0 de premiers voisins d'impureté nécessaire à l'apparition du magnétisme varie suivant la nature de la matrice, de l'impureté, du réseau de Bravais. La concentration moyenne $\overline{x_M}$ de ces atomes rendus magnétiques par effet de voisinage est alors donnée

par la loi de distribution statistique

$$\overline{x_M} = x \sum_{n=n_0}^{n_1} C_n^{n_1} x^n (1-x)^{n_1-n}$$

où n_1 est le nombre total de sites appartenant à la première couche et dépend du réseau de Bravais. Cette distribution implique automatiquement que la concentration x_M locale soit plus élevée au voisinage d'une impureté déjà magnétique qu'ailleurs : il y a alors couplage et des moments géants localisés globalement sur plusieurs atomes se forment. L'aimantation est distribuée en amas qui se comportent chacun comme un moment magnétique atomique. Les constantes de Curie correspondantes ont des valeurs élevées.

Le but du présent travail est de confirmer la nature locale de l'apparition du magnétisme tout en relevant les insuffisances du modèle simple ci-dessus : il faut introduire un nouveau type d'atomes qui contribuent à l'aimantation en champs intenses.

L'alliage Pt Ni semble faire exception à la règle commune car ses propriétés à fortes concentrations s'interprètent très bien dans le cadre de la théorie du ferromagnétisme itinérant. Nous allons donc établir en quoi les propriétés du ferromagnétisme itinérant s'appliquent aux alliages en question et en quelles mesures elles sont compatibles avec l'apparition locale du magnétisme.

L'inhomogénéité de la distribution d'aimantation semble donc être un aspect important de l'apparition du magnétisme dans les alliages. La diffusion des neutrons apporte ici une grande contribution car elle permet de mesurer l'aimantation à l'échelle atomique, ce que les mesures macroscopiques (aimantation ou résistivité électrique) ne peuvent réaliser directement.

La section efficace ainsi mise en jeu est celle de diffusion magnétique élastique par les désordres ; à la différence de la diffraction par les réseaux réguliers (magnétiques ou non), elle n'est pas localisée en pics de Bragg mais s'étend sur tout le domaine angulaire. Ici réside une des difficultés expérimentales car elle se superpose alors à la diffusion incohérente nucléaire, qui lui est parfois supé-

rieure de plusieurs ordres de grandeur même aux petits angles où l'intensité magnétique est généralement maximale. L'obtention d'un signal mesurable dans un domaine angulaire assez grand et l'élimination de la double diffusion due aux pics de Bragg imposent l'utilisation de neutrons de grande longueur d'onde, dont l'intensité ne correspond pas au maximum du flux fourni par les réacteurs nucléaires. Les temps de comptage sont donc relativement longs, ce qui nous a conduit à ne mesurer qu'un nombre minimum d'échantillons choisis d'après les résultats des études magnétiques systématiques effectuées à propos de chaque alliage considéré.

Les mesures aux neutrons doivent donc être précédées de mesures d'aimantations dans un large domaine de concentrations, températures et champs magnétiques ; le plan adopté est l'image de l'ordre chronologique ainsi établi.

Une première partie est consacrée à l'établissement de la section efficace de diffusion magnétique élastique par des moments géants dans le cas des neutrons polarisés et non polarisés, ainsi que la section de diffusion inélastique magnétique dans le cas des très petits angles de diffusion. Dans une seconde partie, nous introduisons les propriétés générales des alliages à la concentration caractéristique à l'aide de l'étude détaillée des propriétés magnétiques de l'alliage V Fe ; elles se retrouvent dans les deux autres alliages considérés, le V Ni et le Pt Ni. Les mesures aux neutrons sont exposées dans la troisième partie. Elles utilisent la diffusion élastique des neutrons polarisés et non polarisés et la diffusion inélastique. Chaque échantillon est choisi d'après les résultats de la seconde partie et analysé suivant le formalisme établi dans la première partie.

La dernière partie est une partie d'appareillage consacrée à la technique particulière de l'emploi des neutrons de grande longueur d'onde ainsi qu'à l'élaboration d'un monochromateur de neutrons polarisés adapté à ces longueurs d'onde.

CHAPITRE I

LA DIFFUSION DES NEUTRONS PAR LES DESORDRES MAGNETIQUES

Du point de vue de la diffusion élastique des neutrons, un cristal d'alliage binaire est un milieu où la symétrie de translation n'est pas conservée : les noeuds du réseau de Bravais sont occupés aléatoirement par des atomes de l'une ou l'autre sorte. De plus, des atomes de même nature peuvent porter des moments magnétiques différents.

Dans une expérience de diffraction de neutrons, le processus de diffusion est le suivant. Un faisceau de neutrons incidents monochromatiques a un vecteur d'onde $\vec{k}_0$ lié à la longueur d'onde λ par

$$|\vec{k}_0| = 2\pi/\lambda$$

Ce faisceau est dévié d'un angle θ par l'échantillon à mesurer et a alors un vecteur d'onde $\vec{k}$. La différence entre ces deux vecteurs est le transfert de moment $\vec{K}$

$$\vec{K} = \vec{k} - \vec{k}_0.$$

Ici on se limite aux phénomènes élastiques. On a

$$|\vec{k}| = |\vec{k}_0| \text{ et } |\vec{K}| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}.$$

La déviation d'un neutron avec un $\vec{K}$ donné par un atome appartenant au cristal a à la fois une origine nucléaire et une origine magnétique : l'amplitude totale diffusée est la somme des deux contributions⁽¹⁾

$$a(K) = b + \frac{\gamma e^2}{gmc^2} \epsilon \mu f(K) \sin \alpha \quad (1)$$

b = longueur de diffusion nucléaire

γ = moment magnétique du neutron

e, m = masse et charge de l'électron

c = vitesse de la lumière

$\epsilon = \pm 1$ suivant que le spin du neutron est parallèle ou anti-parallèle au moment magnétique de l'atome

μ = moment magnétique de l'atome

g = facteur de Landé

α = angle entre $\vec{K}$ et $\vec{\mu}$

$f(K)$ = facteur de forme magnétique de l'atome.

Dans un cristal, toutes les amplitudes s'ajoutent et la section efficace de diffusion du cristal total divisée par le nombre d'atomes est égale à

$$\sigma(K) = \frac{1}{N} \left[\sum_t^N a_t(K) e^{-iK r_t} \right] \left[\sum_s^N a_s(K) e^{-iK r_s} \right]^*$$

où

N = nombre d'atomes du cristal

r = distance de l'atome à une origine donnée

a = amplitude de diffusion définie par l'équation (1).

Pour un moment de spin pur ($g = 2$) et un alignement parallèle ($\sin \alpha = \text{constante}$), l'expression précédente se réécrit avec les notations de (1) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \sigma(K) = \frac{1}{N} \sum_{s,t}^N b_s b_t e^{-iK(r_s - r_t)} &+ \frac{1}{N} \sum_{s,t}^N p_s(K) p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)} \sin^2 \alpha \\ &+ \frac{2}{N} \sum_{s,t}^N b_s p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)} \sin \alpha \quad (2) \end{aligned}$$

$$\text{où } p(K) = \frac{\gamma e^2}{2mc^2} \epsilon \mu f(K).$$

Les trois contributions présentes sont respectivement la partie purement nucléaire, la partie purement magnétique, le terme d'interférence magnétique-nucléaire. Dans chacune d'entre elles, on a coutume de considérer d'une part la partie non nulle uniquement pour certaines valeurs discrètes de $\vec{K}$ (analogue des pics de Bragg des rayons X) et d'autre part le fond continu, qui est non nul quelque soit $\vec{K}$, aussi bien à la place des pics de Bragg qu'entre eux. La valeur dépend toujours de K dans le cas magnétique.

Le type de désordre magnétique qui va être étudié est celui du à la présence de moments magnétiques géants distribués sans aucune symétrie de telle façon qu'ils ne forment aucune surstructure. Leur nombre sera aussi suffisamment faible pour qu'ils ne se recouvrent pas. On est alors en présence d'une solution solide présentant un double caractère : c'est un alliage chimiquement concentré car les concentrations relatives des deux métaux sont supérieures à 10 % et peuvent atteindre 50 %. Mais c'est un alliage dilué au point de vue magnétique car la concentration en moments géants est très faible.

De nombreuses mesures de sections efficaces ont déjà été effectuées portant sur des alliages qui présentent l'une ou l'autre des caractéristiques. Leur analyse a été liée à la nature du désordre magnétique présent dans l'échantillon. L'ensemble des résultats qui s'en déduisent va nous fournir les hypothèses de base et guider le calcul des sections efficaces qui seront utilisées par la suite.

I - Diffusion par les différents types de désordres magnétiques

La section efficace de diffusion obtenue dans le cas d'un alliage binaire, où de l'ordre à courte distance à la fois chimique et magnétique est présent, a déjà été établie par MARSHALL et BALCAR qui ont tenu compte des interactions entre trois sites⁽²⁾. L'expression théorique ainsi obtenue ne doit pas s'appliquer aux alliages proches de la concentration caractéristique car un nombre supérieur à trois d'atomes en interactions réciproques doit être pris en considération.

1 - Alliages concentrés entre métaux magnétiques

Ce sont les alliages binaires entre le Chrome, Manganèse, Fer, Cobalt, Nickel. On en exclue le Ni Cr qui appartient à un autre type (moments géants) et on y ajoute les alliages concentrés à base de Palladium. La raison de cette addition est que le palladium se polarise fortement au contact d'atomes magnétiques à cause de sa très grande susceptibilité et porte alors un moment magnétique. Cette polarisation étant d'autant plus forte que le nombre d'atomes magnéti-

ques est plus grand, il est logique d'assimiler le Palladium à un corps ferromagnétique dans un alliage concentré.

Le modèle le plus simple est une solution solide où tous les atomes d'un même métal portent le même moment magnétique. Chaque type d'atome est caractérisé par sa concentration x , sa longueur de diffusion nucléaire cohérente $\bar{b}$, sa longueur de diffusion nucléaire incohérente $\sqrt{\bar{b}^2 - (\bar{b})^2}$ et sa longueur de diffusion magnétique $p(K)$ (la barre $\bar{}$ signifie "valeur moyenne").

Chacune des trois contributions de (2) se décompose alors de la même manière : les pics de Bragg contenant la somme

$$\left[\sum_j e^{-iK r_j} \right]$$

correspondant à la partie commune qu'ont entre eux tous les centres diffuseurs (diffraction) tandis que le fond continu (diffusion) est lié aux différences entre ces centres.

Dans le modèle simple considéré ici, chaque contribution de (2) s'écrit alors

$$\overline{\sigma_N} = b_c^2 \sum_j e^{-iK r_j} + b_I^2 + x_1 x_2 (\Delta b_c)^2 \quad (3)$$

$\overline{\sigma_N}$ = contribution purement nucléaire par atome

$$b_c = x_1 \bar{b}_1 + x_2 \bar{b}_2$$

$$b_I^2 = x_1 (\bar{b}_1^2 - \bar{b}_1^2) + x_2 (\bar{b}_2^2 - \bar{b}_2^2)$$

$$\Delta b_c = \bar{b}_1 - \bar{b}_2$$

$$\overline{\sigma_M} = p_c^2(K) \sum_j e^{-iK r_j} + x_1 x_2 \sin^2 \alpha [\Delta p_c(K)]^2 \quad (4)$$

où

$\overline{\sigma_M}$ = contribution purement magnétique par atome

$$p_c(K) = x_1 p_1(K) + x_2 p_2(K)$$

$$\Delta p_c(K) = p_1(K) - p_2(K)$$

$$\overline{\sigma_{NM}} = 2p_c(K)b_c \sum_j e^{-iKR_j} + 2x_1x_2 \Delta p_c(K) \Delta b_c. \quad (5)$$

L'analyse des pics de Bragg magnétiques fournit la valeur moyenne de l'aimantation sur chaque espèce chimique d'atomes⁽³⁻¹⁰⁾, si les facteurs de formes atomiques sont connus.

Par contre, la diffusion magnétique permet de⁽¹¹⁻¹⁴⁾ connaître ces valeurs sans information préalable sur les facteurs de formes atomiques.

Ce modèle ne décrit pas correctement les alliages concentrés car ils présentent souvent de l'ordre chimique à courte distance qui entraîne l'existence d'ordre magnétique à courte distance. De plus, il peut exister de l'ordre magnétique à courte distance même en l'absence complète d'ordre chimique à courte distance (c'est le cas des alliages dont la concentration est proche de la concentration caractéristique). Il y a alors des corrélations entre différents sites. Les contributions de Bragg ont toujours les mêmes expressions mais la diffusion a une forme différente qui dépend alors toujours de $\vec{K}$.

L'expression de la diffusion purement magnétique peut toutefois être établie. MARSHALL a explicité le calcul en supposant que les fluctuations de concentration donnent lieu à des effets linéaires⁽¹⁵⁾, c'est-à-dire que la variation de moment magnétique d'un atome est proportionnelle à l'excédent (ou au défaut) d'atomes du même type se trouvant à une distance donnée de l'atome considéré, les termes "défaut" et "excédent" désignant des écarts à la concentration moyenne macroscopique. Avec les notations définies pour l'équation (1), la section efficace de diffusion des neutrons non polarisés (terme purement magnétique) par un alliage formé d'atomes 1 et 2 est alors :

$$\begin{aligned} \sigma(K) \left[\frac{ye^2}{2mc^2} \right]^2 \frac{\sin^2 \alpha}{N} &= \left[c_1 c_2 + S(K) \right] \left\{ \left[f_1(K) \mu_1 - f_2(K) \mu_2 + f_2(K) G(K) + c_1 J(K, K) \right] \right. \\ &+ \left. \frac{c_2 - c_1}{c_1 c_2} \left[W(K, 0) + W(K, K) \right] \right\}^2 + c_1^2 c_2^2 \left[Q(K, 0) + Q(K, K) \right] + (c_2 - c_1)^2 \left[U(K, 0) + U(K, K) \right] \\ &+ c_1 c_2 \frac{1}{N} \sum_P S(P) \left[J(K, P) + J(K, P+K) \right]^2, \end{aligned} \quad (6)$$

avec

$$S(K) = \sum_R s(R) \exp iKR$$

$$W(K) = \sum_R s(R) j(R) \exp iKR$$

$$U(K) = \sum_R s(R) j(R)^2 \exp iKR$$

$$G(K) = \sum_R g(R) \exp iKR$$

$$W(K,P) = \sum_R \left[f_1(K)h(R) - f_2(K)g(R) \right] s(R) \exp iPR$$

$$U(K,P) = \sum_R \left[f_1(K)h(R) - f_2(K)g(R) \right]^2 s(R) \exp iPR$$

$$J(K,P) = \sum_R \left[f_1(K)h(R) - f_2(K)g(R) \right] \exp iPR$$

$$Q(K,P) = \sum_R \left[f_1(K)h(R) - f_2(K)g(R) \right]^2 \exp iPR$$

où

- * R représente une distance interatomique quelconque
- * s(R) est l'excès d'atome 1 à la distance R d'un autre atome 1 (ordre chimique à courte distance)
- * g(R) et h(R) sont respectivement les variations de moment des atomes 1 et 2 produites par la fluctuation du nombre d'atomes 1 à la distance R.

L'expression $\sigma(K)$ définie par l'équation (6) permet de connaître la distribution d'aimantation (dans le cadre des hypothèses) en introduisant uniquement de l'ordre à courte distance nucléaire⁽¹⁶⁻¹⁸⁾, ou nucléaire et magnétique⁽¹⁹⁻²²⁾. Mais elles ne s'appliquent pas aux alliages dont la concentration est proche de la concentration caractéristique, car dans ce cas si le moment magnétique d'un atome est bien lié à son environnement, il n'est en aucune façon proportionnel à l'excès d'atomes magnétiques qui l'entourent.

2 - Alliages dilués dans une matrice magnétique

C'est un type plus simple d'alliages où la matrice est du Chrome, du Fer, du Cobalt, du Nickel et l'élément ajouté un autre métal pris parmi les séries de transition 3d, 4d, 5d, les colonnes IIIA et IVA de la classification périodique, ainsi que Zn et Sb. Leur concentration au sein de l'alliage est suffisamment faible (de 1 % à 3 %) pour que l'ordre chimique à courte distance soit négligeable et les impuretés considérées comme isolées (définition d'un alliage dilué).

Comme pour les alliages concentrés, il est possible de ne retenir que les valeurs moyennes à partir des pics de Bragg⁽²³⁾⁽²⁴⁾ ou d'utiliser le fond continu en tenant compte de l'ordre magnétique à courte distance⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾. Le fond continu est ici d'un type particulier : chaque impureté (magnétique ou non) modifie la valeur des moments magnétiques localisés sur les atomes de matrice placés sur la première couche de voisins, puis influe en une moindre mesure sur la seconde et ainsi de suite. Si ces impuretés sont suffisamment éloignées les unes des autres, les inhomogénéités magnétiques qu'elles causent sont toutes identiques et distinctes. La contribution correspondante à la section efficace purement magnétique a la même forme que dans (4), c'est-à-dire

$$\overline{\sigma_{Md}} = \sin^2 \alpha \ x(1-x) \left[\Delta p(K) \right]^2$$

où $\Delta p(K)$ est la différence entre l'amplitude diffusée par l'ensemble formé par l'impureté et la matrice perturbée et l'amplitude diffusée par un nombre identique d'atomes de matrice non perturbée. Un traitement plus détaillé conduit à⁽²⁷⁾

$$\left[\Delta p(K) \right]^2 = \sum_{s,t}^M \rho(r_s, K) \rho(r_t, K) e^{-iK(r_s - r_t)} \quad (7)$$

où

M = nombre d'atomes perturbés associés à une impureté

$\rho(r, K) = p_2(r, K) - p_1(K)$.

L'indice 2 représente la matrice perturbée et l'indice 1 la matrice.

Dans les métaux à réseau de Bravais cubique, il y a suffisamment de voisins dans chaque couche pour que la perturbation de la

matrice autour de chaque impureté puisse être considérée comme sphérique. La double somme de (7) se transforme alors en intégrale⁽²⁸⁾

$$[\Delta p(K)]^2 = \left[\int \rho(r, K) e^{-iKr} dr \right]^2 \quad (8)$$

dont le domaine d'intégration est la portion d'alliage perturbée par une impureté. Les deux formules ont été utilisées à propos des alliages à base de Fer et de Nickel⁽²⁹⁻³⁴⁾ ; les résultats obtenus montrent que le signe de la perturbation causée par l'impureté dans la matrice ferromagnétique peut être déterminé aussi bien par la formule discrète (7) que par la formule continue (8).

3 - Impuretés magnétiques dans matrice non magnétique

C'est le cas complémentaire du précédent : les moments magnétiques n'existent qu'aux sites occupés par une impureté. En excluant le Cu Ni (traité ainsi que le Ni Cr lors de l'étude des concentrations caractéristiques) le désordre magnétique a un aspect différent suivant que les impuretés sont isolées ou concentrées. De plus, une matrice de palladium peut se polariser facilement, alors que ceci est plus difficile pour une matrice noble.

Le système Cu Fe très dilué (1000 p.p.m. de Fer, soit 0,1 %) est le siège d'effet Kondo. La mesure de la diffusion magnétique est impossible à cause de la faiblesse des intensités, mais la technique des neutrons polarisés permet de connaître la valeur du moment moyen écranté du Fer à l'aide des pics de Bragg^{(35) (36)}.

Les systèmes Cu Mn⁽³⁷⁻⁴²⁾ et Au Cr⁽⁴³⁻⁴⁶⁾ sont antiferromagnétiques lorsqu'ils sont concentrés. Il apparaît alors une raie de surstructure et un élargissement plus ou moins grand de toutes les réflexions de Bragg magnétiques, caractéristiques liées à l'établissement progressif d'un ordre à longue distance.

Le palladium est une matrice de caractère différent. Lorsque des atomes de Fer, Cobalt, Nickel y sont dissous, un moment magnétique supérieur à celui porté par le métal pur est attaché à chaque impureté, ce qui démontre l'existence de moments magnétiques

localisés sur le palladium.

Chaque échantillon est alors équivalent du point de vue magnétique à un alliage binaire entre des atomes de Palladium non perturbés et des moments géants formés par l'impureté et la matrice perturbée, ces derniers se comportant comme de simples atomes magnétiques distribués au hasard. La valeur des moments associés à chaque impureté se déduit des pics de Bragg⁽⁴⁷⁾⁽⁴⁸⁾ tandis que la distribution magnétique à l'intérieur d'un moment géant est donnée par une formule analogue à l'équation (8), c'est-à-dire⁽⁴⁹⁻⁵⁴⁾

$$\left[\Delta p(K) \right]^2 = \left[\frac{\gamma e^2}{2mc^2} \int \mu(r) e^{-iKr} dr \right]^2 \quad (9)$$

où $\mu(r)$ est le moment magnétique de spin existant à une distance r de l'impureté. Cette analyse suppose que la concentration est suffisamment faible pour que les moments géants ne se recouvrent pas.

4 - Concentration caractéristique

Le dernier type considéré est celui des alliages aux concentrations caractéristiques, illustré par le Cu Ni. Lorsque la concentration de Nickel est grande devant la concentration caractéristique, tous les atomes de Nickel portent un moment magnétique et la distribution inhomogène de magnétisme se déduit de mesure d'ordre à courte distance nucléaire et magnétique⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁶⁾. Lorsque la concentration diminue, seul un nombre restreint d'atomes de Nickel porte un moment magnétique et la décroissance du moment moyen mesuré par les pics de Bragg⁽⁵⁷⁾ n'est plus proportionnelle à la concentration en cuivre.

Jusqu'à maintenant, on considère que les Nickel magnétiques sont groupés en moments géants⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾ analogues à ceux observés dans les alliages à base de palladium. L'analyse des résultats a donc été basée sur l'équation (9), mais il serait plus logique d'employer l'équation (7) qui retient le caractère discret d'un cristal.

On se place dans l'hypothèse où la concentration en moments géants est suffisamment faible pour qu'ils n'interagissent pas entre eux. C'est le cas des concentrations proches de la concentration caractéristique où la température paramagnétique de Curie est nulle. On a alors

$$\frac{d\sigma}{dr}(K) = c(1-c) \sin^2 \alpha \sum_{s,t}^{N_1} \Delta p_s(K) \Delta p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}$$

c = concentration en moments géants

N_1 = nombre de sites dans un moment géant.

La grandeur $\Delta p(K)$ correspond en fait à $\mu(r) - \bar{\mu}$ où $\mu(r)$ est le moment magnétique existant au site r et où $\bar{\mu}$ est l'aimantation moyenne par atome.

Les échantillons sont polycristallins. La section efficace mesurée est donc égale à l'expression ci-dessus intégrée sur tous les angles solides. On arrive alors à

$$\frac{d\sigma}{dr}(K) = \langle \sin^2 \alpha \rangle c(1-c) \sum_{h,l}^{N_2} \overline{\Delta p}_h(K) \overline{\Delta p}_l(K) G_{hl}(K) \quad (10)$$

avec

h, l = numéro des couches d'un moment géant

N_2 = nombre de couches dans un moment géant

$\overline{\Delta p}_h(K)$ = amplitude moyenne portée par un atome quelconque qui appartient à la couche h .

$$G_{hl}(K) = \sum_{m,n}^{N_{hl}} \frac{\sin(|K| |R_{mn}|)}{|K| |R_{mn}|} \quad (11)$$

où

N_{hl} = nombre de sites appartenant aux couches h et l

R_{mn} = distance entre les sites m et n

m, n = indices des sites appartenant à un même moment géant.

Nous utiliserons ces formules au chapitre IV.

II - Diffusion des neutrons polarisés par des moments géants

La section efficace des neutrons polarisés a été établie dans le cas général par GAUTIER⁽⁵¹⁾ qui a explicité les calculs aux moments géants dans le cas particulier où l'aimantation n'est due qu'à des atomes de Nickel porteurs de leur moment maximum. On est alors en présence d'un "alliage ternaire" formé d'atomes de matrice, d'atomes de Nickel non magnétiques, d'atomes de Nickel magnétiques (moment de 0,6 μ_B). Le cas où les moments localisés peuvent prendre différentes valeurs dans les moments géants n'est pas résolu.

1 - Exposé des hypothèses de calcul

Nous allons calculer ici la section efficace des neutrons polarisés dans un autre cas particulier : celui des moments géants très éloignés les uns des autres. On admet alors qu'il n'existe aucune corrélation entre deux atomes qui n'appartiennent pas au même moment géant. Dans le cadre du modèle, les atomes appartenant à un moment géant peuvent porter un moment différent de l'un à l'autre. Ces moments sont à déterminer par l'expérience. On a vu au paragraphe précédent que la section efficace de diffusion des neutrons non polarisés par les moments géants a été établie dans ces conditions. Nous disposerons donc de formules relatives aux neutrons polarisés et non polarisés dans le cadre du même modèle, celui de moments géants indépendants.

L'extérieur et l'intérieur des moments géants sont définis de la manière suivante : dès qu'un site appartient à une couche qui contient un moment magnétique non nul, il est à l'intérieur du moment géant. Le terme d'interférence magnétique-nucléaire est le dernier qui intervient dans l'équation (2) :

$$\sigma_{MN} = \frac{2 \sin \alpha}{N} \sum_{s,t}^N b_s p_t(K) e^{-iK(r_t - r_s)}.$$

Par la suite, la lettre A représentera un atome de matrice et la lettre B représentera un atome d'impureté, qui peut être magnétique ou non.

2 - Elimination de la diffusion de Bragg

Dans la section efficace ci-dessus, chaque atome intervient à la fois par la partie nucléaire (b_s) et par la partie magnétique (p_t) de son amplitude de diffusion. On s'intéresse d'abord à la distribution des parties nucléaires, qui est le domaine de variation de l'indice s .

(i) Indice s

Le domaine de sommation E est formé par la réunion des deux ensembles suivants :

(E_1) : ensemble des paires (t, s) formées par un atome B magnétique (t) et un atome A(s).

(E_2) : ensemble des paires formées par un atome B magnétique (t) et un atome B quelconque.

On écrit σ_{NM} d'une façon différente en y retranchant et ajoutant l'expression

$$\frac{2 \sin \alpha}{N} \sum_{s,t}^{E_2} b_s^A p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}$$

ce qui conduit à

$$\sigma_{NM} = \frac{2 \sin \alpha}{N} \sum_{s,t}^E b_s^A p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)} + \frac{2 \sin \alpha}{N} \sum_{s,t}^{E_2} (b_s^B - b_s^A) p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}$$

La première contribution représente l'interférence des atomes B magnétiques avec tous les atomes du réseau affectés de la même diffusion cohérente nucléaire b^A ; il est donc possible de factoriser et d'écrire sa valeur moyenne sous la forme

$$\frac{2 \sin \alpha}{N} b^A \sum_{s,t}^N p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}$$

La factorisation n'est plus possible dans la seconde contribution car les lois de probabilité sont différentes suivant qu'un atome B appartient ou non à un moment géant. On introduit alors la probabilité g_s

pour que le site caractérisé par r_s soit occupé par un atome B (magnétique ou non). On a alors

$$\sum_{s,t}^{E2} (b_s^B - b_s^A) p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)} = (b^B - b^A) \sum_{s,t}^E g_s p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}.$$

On décompose ensuite g_s en valeur moyenne et en fluctuation autour de cette valeur moyenne

$$g_s = x + \Delta x_s.$$

(On a évidemment $\overline{g_s} = x$, $\overline{\Delta x_s} = 0$). Ces transformations permettent d'écrire la seconde contribution en une somme de trois termes :

$$\begin{aligned} & \frac{2 \sin \alpha}{N} x (b^B - b^A) \sum_{s,t}^E e^{-iK(r_s - r_t)} p_t(K) \\ & + \frac{2 \sin \alpha}{N} (b^B - b^A) \sum_{s,t}^{E3} \Delta x_s p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)} \\ & + \frac{2 \sin \alpha}{N} (b^B - b^A) \sum_{s,t}^{E4} \Delta x_s p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}, \end{aligned}$$

où $E3$ et $E4$ sont respectivement les ensembles formés par les paires (t,s) entre un atome magnétique et un site intérieur puis extérieur aux moments géants.

La valeur moyenne du premier terme s'ajoute à celle de la première contribution ; leur somme est égale à

$$\frac{2 \sin \alpha}{N} \left[x b^B + (1-x) b^A \right] \sum_{s,t}^N p_t(K) e^{-iK(r_s - r_t)}.$$

On remarque que l'expression $x b^B + (1-x) b^A$ est la définition de la valeur moyenne de la diffusion nucléaire cohérente $\bar{b}$.

(ii) Indice t

Ainsi que pour Δx_s , on définit $\Delta p_t(K)$ tel que

$$p_t(K) = \bar{p}(K) + \Delta p_t(K).$$

Comme $\overline{\Delta p_t(K)} = 0$, l'équation (12) s'écrit alors

$$\frac{2 \sin \alpha}{N} \bar{p}(K) \sum_{s,t}^N e^{-iK(r_s - r_t)}$$

C'est la contribution de Bragg.

3 - Calcul du terme de diffusion

Nous avons fait l'hypothèse que seuls les atomes appartenant à un même moment géant ne sont pas corrélés. Sachant que l'union $E_3 \cup E_4$ est l'ensemble E qui recouvre tout l'échantillon, les sommations sur E_3 et E_4 s'annulent donc sauf si les indices s et t désignent des paires de sites appartenant au même moment géant.

La distance d'un atome quelconque d'une extension à l'origine fixée est décomposable

$$r_s = R_h + d_m$$

$$r_t = R_l + d_n$$

où

R_h = distance à l'origine du centre de l'extension h contenant l'atome s

d_m = distance de cet atome au centre de l'extension h.

En utilisant ces variables, la seule contribution non nulle qui subsiste à côté de la diffraction de Bragg est donc

$$(b^B - b^A) \frac{2 \sin \alpha}{N} \sum_{h, l=h}^{N_3} \left[e^{-iK(R_h - R_l)} \sum_{m,n}^{N(h)} \Delta x_m \Delta p_n(K) e^{-iK(d_m - d_n)} \right]$$

où N_3 est le nombre de moments géants et $N(h)$ est le nombre de sites contenus dans le moment géant h.

La valeur moyenne de la dernière somme est

$$\sum_{m,n}^{N_1} \overline{\Delta x_m} \overline{\Delta p_n(K)} e^{-iK(d_m - d_n)}$$

où N_1 est le nombre moyen de sites contenus dans un moment géant ; $\overline{\Delta x_m}$ est la valeur moyenne de Δx_m lorsque m décrit le même site dans tous les moments géants. Même chose pour $\overline{\Delta p_n(K)}$. Ces valeurs moyennes ne sont pas nulles, car l'ensemble de référence n'est pas le cristal total mais la réunion de tous les sites $r_s = R_h + d_m$ ayant le même d_m . La concentration en moments géants étant $c = \frac{N_3}{N}$, on arrive à l'expression finale

$$2c \sin \alpha (b^B - b^A) \sum_{n,m}^{N_1} \overline{\Delta x_m} \overline{\Delta p_n(K)} e^{-iK(d_m - d_n)} \quad (13)$$

$\overline{\Delta x_m}$ et $\overline{\Delta p_n(K)}$ décrivent les profils des excès de concentration et d'aimantation dans un moment géant moyen.

4 - Comparaison entre les neutrons polarisés et non polarisés.

Conclusion

Les sites d'une même couche d'atomes étant équivalents, on remplace comme au paragraphe précédent les "moments par sites" par les "moments par couches" et on introduit les fonctions $G_{hl}(K)$ définies par l'équation (11). On arrive alors à

$$\frac{d\alpha}{dr} = 2\varepsilon \sin \alpha (b^B - b^A) c \sum_{h,1}^{N_2} \overline{\Delta x_h} \overline{\Delta p_1(K)} G_{hl}(K) . \quad (14)$$

L'équation (10) qui indique la section efficace des neutrons non polarisés est

$$\frac{d\sigma}{dr} = \sin^2 \alpha c(1-c) \sum_{h,1}^{N_2} \overline{\Delta p_h(K)} \overline{\Delta p_1(K)} G_{hl}(K) .$$

On remarque que Δx_h joue le rôle de $\overline{\Delta p_h(K)}$ qui intervient dans la formule ci-dessus. Il est alors possible de connaître séparément $p_i(K)$ et g_i : les neutrons non polarisés permettent de déterminer les différents $p_i(K)$ à l'aide de l'équation (10). Ces valeurs étant connues, elles sont introduites dans la section efficace des neutrons polarisés qui fournit alors les valeurs des g_i d'après l'équation (14).

Il est à remarquer que l'ordre à courte distance n'intervient pas explicitement ; sa présence est incluse dans les valeurs Δx et $\Delta p(K)$ qui sont mesurables directement. Les valeurs numériques de ces

paramètres obtenues à l'aide des équations (10) et (14) peuvent alors être utilisées pour tester différents modèles de distribution d'aimantation, ou/et la présence d'ordre chimique à courte distance.

III - Cas des fortes interactions entre moments géants

Le calcul qui vient d'être effectué suppose des moments géants indépendants. Ceci peut ne pas être le cas dans les alliages où la température de Curie est élevée car les moments géants interagissent alors beaucoup.

Nous nous proposons alors de déterminer en quelle mesure le formalisme de MARSHALL⁽¹⁵⁾⁽²⁰⁾ s'applique au cas des moments géants en étudiant l'alliage Cu Ni 50 %. Les conditions de linéarité impliquées par le modèle ne sont peut-être pas exactement réalisées, mais la méthode permet toutefois de caractériser l'inhomogénéité magnétique uniquement à l'aide des neutrons polarisés si l'ordre chimique à courte distance est négligeable. Nous utiliserons ceci lors de l'analyse du Pt Ni 50 %. Nous discuterons aussi la validité de l'application de l'un ou l'autre des deux modèles lors de l'analyse du V Ni 89 %.

1 - Application du modèle de MARSHALL

Les équations (6) se simplifient lorsque $c_1 = c_2 = x = \frac{1}{2}$. La référence (56) indique alors que la section efficace de diffusion diffuse des neutrons non polarisés vaut

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(K) = \left(\frac{\gamma e^2}{2mc^2}\right)^2 \Delta \langle \sin^2 \alpha \rangle x(1-x) S(K) \left[f_A(K) \mu_A - f_B(K) \mu_B + (1-x) G_A(K) + x G_B(K) \right]^2, \quad (15)$$

où x = concentration en atomes B

μ = moment magnétique moyen A ou B

$f(K)$ = facteur de forme associé à μ

$G(K)$ = modification de la densité d'aimantation sur les atomes A ou B.

$\Delta \langle \sin^2 \alpha \rangle = \frac{2}{3}$ car la mesure est effectuée par différence entre les deux valeurs suivantes du champ magnétique extérieur : $H = 0$ et $H \parallel K$.

$$S(K) = 1 + \sum_i^{N_4} n_i \alpha_i \frac{\sin KR_i}{KR_i}$$

où α_i est le paramètre d'ordre chimique à courte distance associé à la couche i , de nombre de coordination n_i , située à la distance R_i de l'atome considéré.

D'après la référence (20), la section efficace de diffusion des neutrons polarisés est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(K) = 4 \left(\frac{ye^2}{2mc} \right)^2 (b^A - b^B) x(1-x) S(K) \left[f_A(K) \mu_A - f_B(K) \mu_B + (1-x) G_A(K) + x G_B(K) \right]. \quad (17)$$

(Le champ étant toujours perpendiculaire à K , on a $\sin\alpha = 1$ pour les neutrons polarisés).

Pour K très grand $S(K) = 1$, $G(K) = 0$ et l'équation précédente se réduit à

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega} (\text{grand } K) = 4 \frac{ye^2}{2mc}^2 x(1-x) (b^A - b^B) \left[\mu_A f_A(K) - \mu_B f_B(K) \right]. \quad (18)$$

Il est à remarquer que cette expression est valable même si $x \neq \frac{1}{2}$.

En revenant aux neutrons non polarisés, MARSHALL⁽¹⁵⁾ démontre que pour $K = 0$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (0) = \left(\frac{ye^2}{2mc} \right)^2 \Delta (\sin^2 \alpha x(1-x) S(0) \left(\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} \right)^2 \quad (19)$$

où $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$ est la dérivée partielle de l'aimantation moyenne par atome par rapport à la concentration macroscopique x . On en déduit l'expression analogue pour les neutrons polarisés par analogie entre les équations (15) et (17) :

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega} (0) = 4 \left(\frac{ye^2}{2mc} \right)^2 (b^B - b^A) x(1-x) S(0) \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}. \quad (20)$$

Les deux équations précédentes permettent de calculer $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$ et $S(0)$. En particulier leur rapport est uniquement lié à $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$.

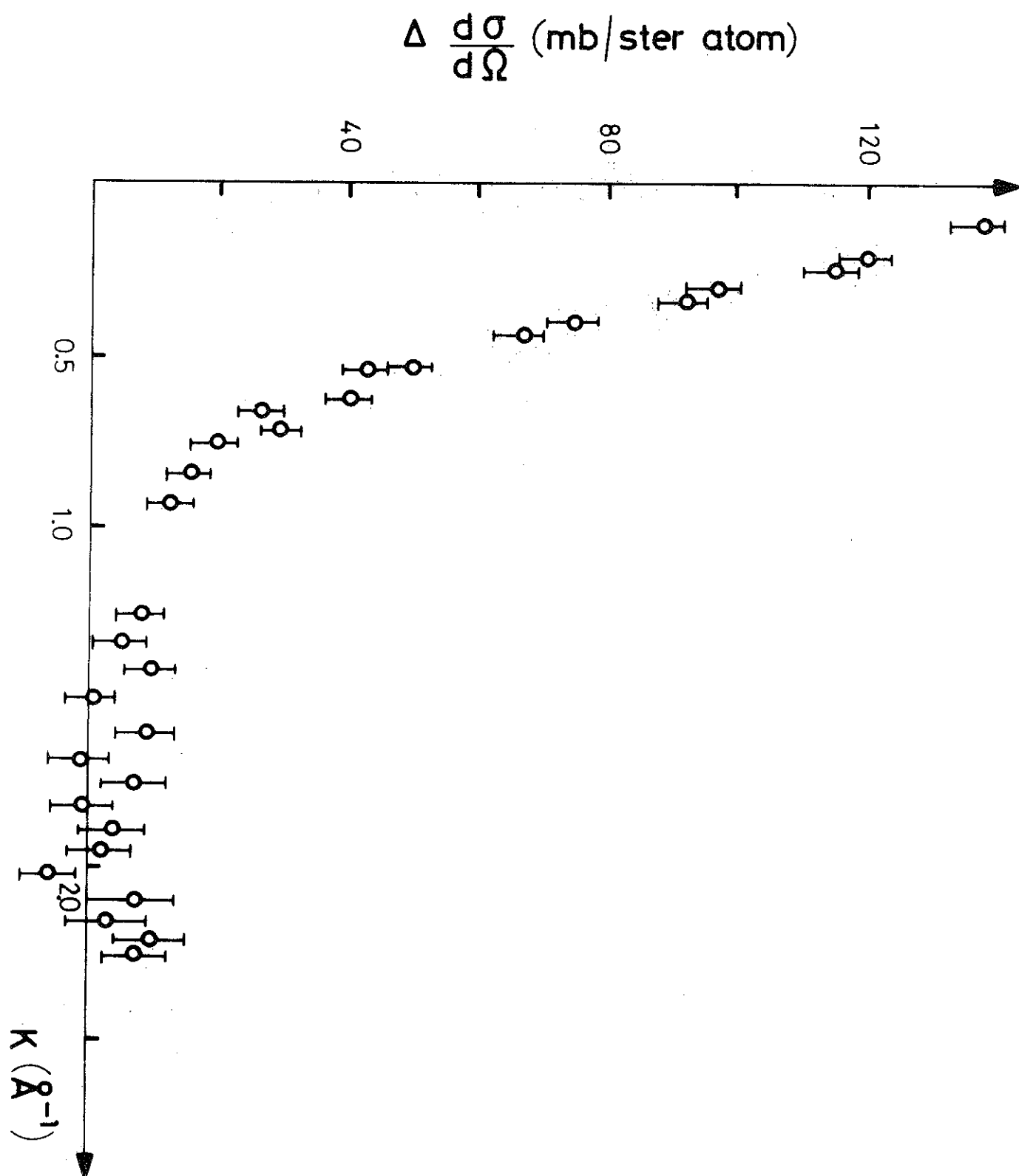


FIG.1

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = \frac{4 \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) (b^B - b^A)}{\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) \left(\frac{\gamma e^2}{2mc^2} \right) \Delta \langle \sin^2 \alpha \rangle} \quad (21)$$

2 - Résultats expérimentaux et méthode d'analyse

La section efficace de diffusion des neutrons polarisés de 4,73 Å de longueur d'onde par l'alliage Cu Ni 50 % a été mesurée à une température de 5 K sous un champ magnétique vertical de 6,5 kOe. La technique expérimentale de mesure est exposée en détails au dernier chapitre.

On analyse la variation trouvée (représentée sur la figure 1) d'après les formules exposées ci-dessus.

La valeur de $\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour $2 > K > 1 \text{ Å}^{-1}$ indique d'après l'équation (18) que $\bar{\mu}_{\text{Ni}} - \bar{\mu}_{\text{Cu}} = 0,12 \mu_B$. Sachant d'après la référence (58) que $\bar{\mu} = 0,118 \mu_B$, on en déduit que le cuivre ne porte pas de moment magnétique. Il s'est avéré que la section efficace de diffusion pour $K < 1 \text{ Å}^{-1}$ pouvait se mettre phénoménologiquement sous la forme d'une Lorentzienne

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(K) = \Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) \frac{K_0^2}{K^2 + K_0^2} \quad (22)$$

Une valeur précise de $\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$ en $K = 0$ s'obtient donc facilement par extrapolation de la droite

$$\left[\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(K) \right]^{-1} = f(K^2) \quad (23)$$

On trouve alors que $\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = 160 \text{ mb}$.

Pour les neutrons non polarisés, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ est égal à 24 mb d'après la référence (58). L'équation (21) indique alors que

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = 0,8 \mu_B / \text{atome} .$$

Valeur en accord qualitatif avec celle déduite des mesures magnétiques⁽⁵⁸⁾

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = 1,05 \mu_B / \text{atome}.$$

Les équations (19) et (20) permettent aussi de calculer $S(0)$. On trouve $S(0) = 2,37$ valeur proche de celle mesurée directement à l'aide de la diffusion nucléaire⁽⁵⁶⁾ :

$$S(0) = 2,59.$$

En utilisant comme dans la référence (56) les valeurs suivantes :

$$S(K) = (2,37 - 2 K) \text{ et } f(K) = 1 - 0,05 K^2,$$

et en supposant que $G_B(K)$ est une Lorentzienne semblable à l'équation (22), la section efficace de diffusion est alors égale à

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 \times 0,27 \times 0,24 \times \frac{1}{4} S(K) \left[f_B(K) \mu_B - \frac{x G_B(K)}{1 + K^2/K_0^2} \right].$$

On en déduit $G_B(K)$ d'après les valeurs mesurées de $\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(K)$ et on trace $-\frac{1}{G_B(K)}$ en fonction de K^2 (figure 2).

On trouve que $G_B(0) = -1,89 \mu_B$
 $K_0 = 0,556 \text{ \AA}^{-1}.$

La transformée de Fourier de $G_B(K)$ est la fonction $\rho(r)$ définie par :

$$\rho(r) = G_B(0) \frac{K_0^2}{4\pi r} e^{-K_0 r}$$

dont la variation en fonction de la distance à un atome de cuivre quelconque est représentée sur la figure 3.

3 - Résumé de la méthode

Le modèle de MARSHALL permet donc de connaître l'extension de $\rho(r)$ en fonction de la distance à un atome de matrice (A) choisi comme origine. $\rho(r)$ est l'écart à la densité d'aimantation moyenne localisée sur les atomes B.

Une première étape du calcul consiste à déterminer μ_A et μ_B

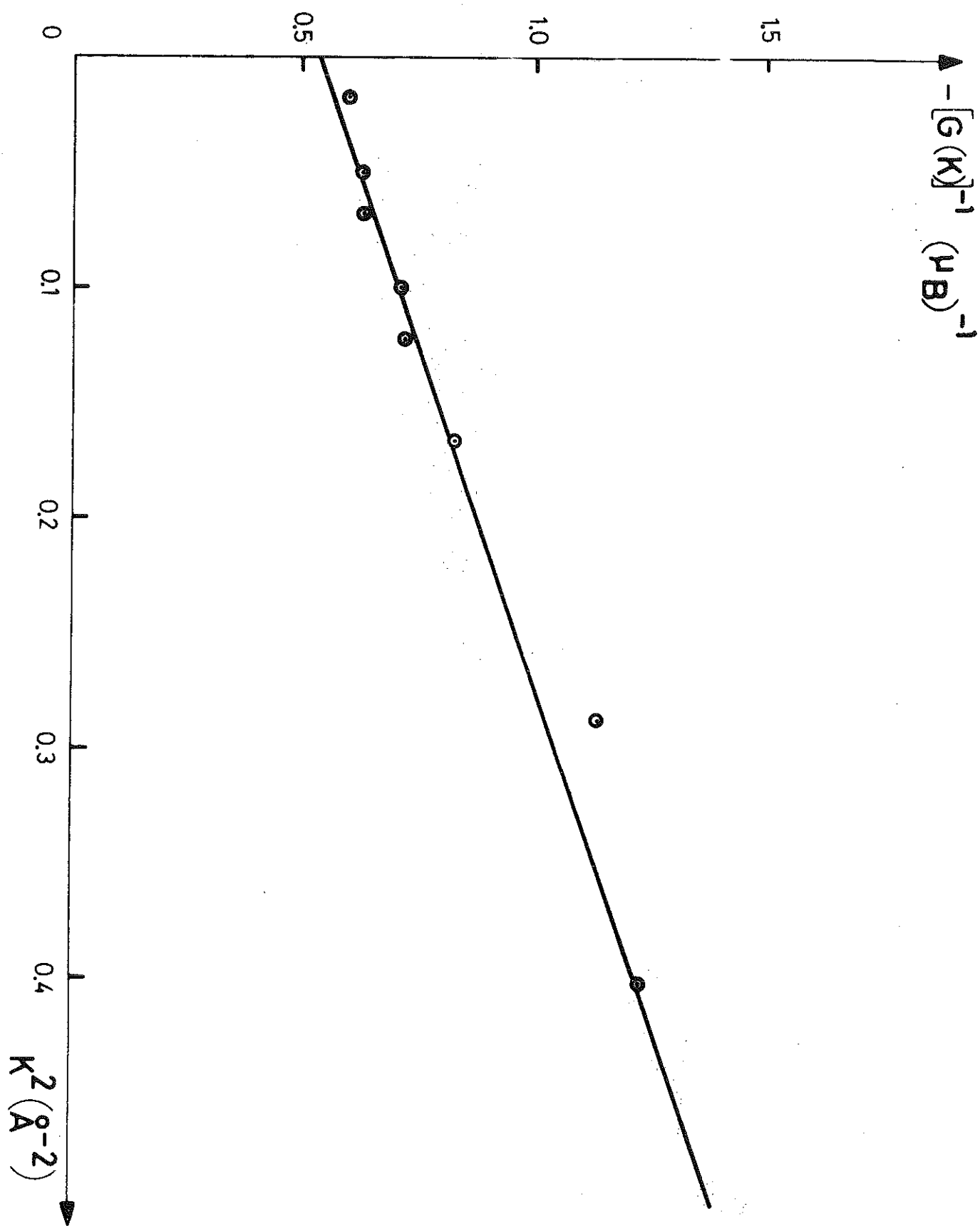


FIG. 2

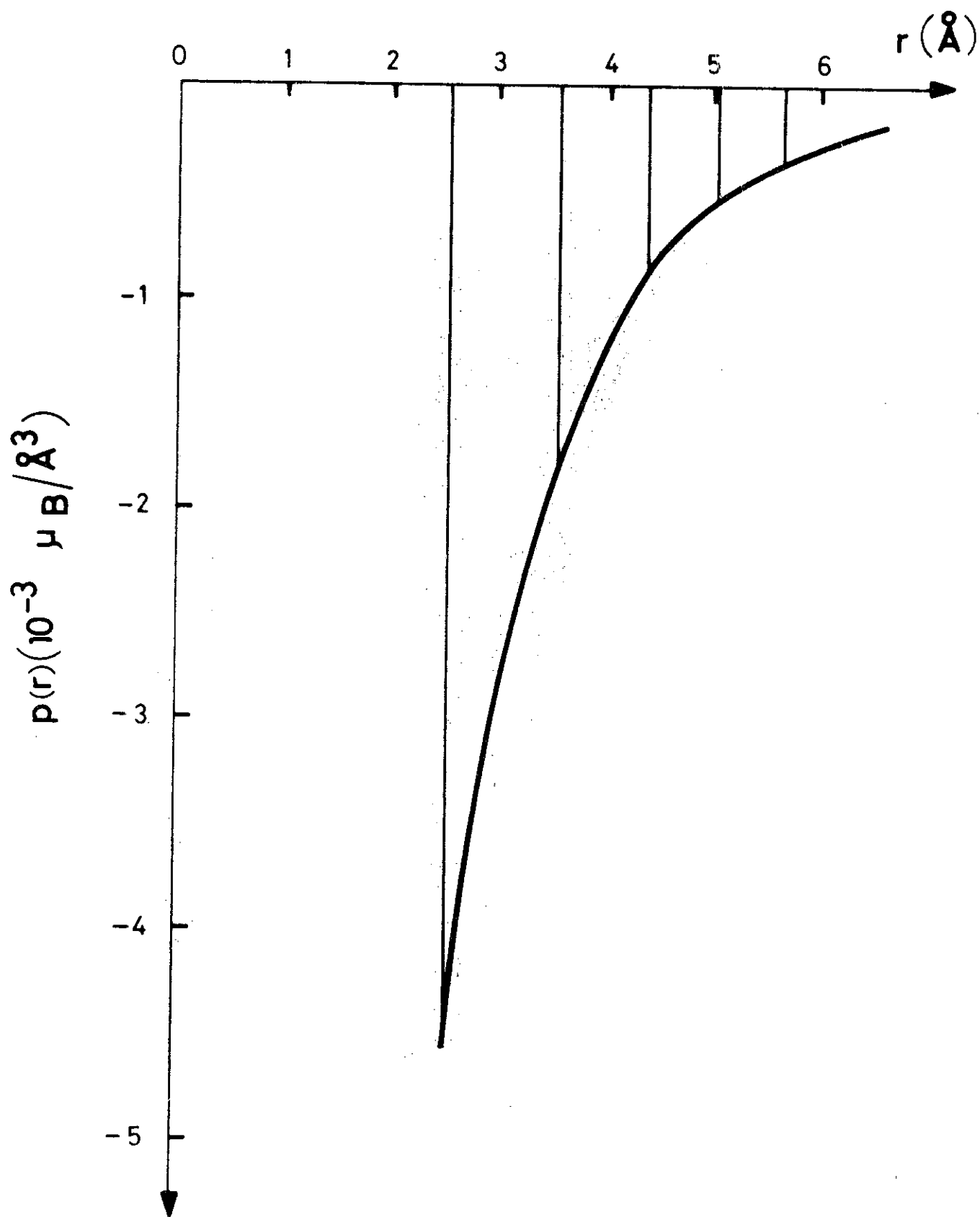


FIG. 3

à l'aide de l'équation (18) déduite de la diffusion des neutrons polarisés à grand K et de l'aimantation moyenne $\bar{\mu}$ déduite de l'aimantation à saturation.

Une seconde étape consiste ensuite à déterminer $S(0)$ d'après l'équation (20), en s'étant assuré que l'équation (21) fournit la bonne valeur de $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$.

On peut alors calculer $G_B(K)$, en déduire graphiquement $G_B(0)$ et K_0 (après avoir vérifié que $G_B(K)$ est une Lorentzienne semblable à l'équation (22)) ce qui détermine complètement $\rho(r)$.

Il est à remarquer que s'il n'existe pas d'ordre chimique à courte distance ($S(0)=1$), la mesure aux neutrons non polarisés est superflue dans le cadre de ce modèle.

IV - Diffusion inélastique magnétique à petit angle

On a vu que l'intensité magnétique diffusée à petit angle peut être élastique et inélastique. Dans ce dernier cas, elle est due à l'excitation d'ondes de spin par les neutrons qui échangent alors de l'énergie avec les magnons. Si le faisceau incident est monochromatique, le faisceau transmis ne l'est plus et la contribution inélastique totale est l'intégrale de la section efficace inélastique suivant toutes les énergies possibles des neutrons transmis.

1 - Formules

Les transferts d'énergie sont liés à l'Hamiltonien du système considéré ; on convient de décrire un ferromagnétique en dessous de la température d'ordre par un Hamiltonien de Heisenberg auquel on ajoute un terme de couplage dipolaire et de polarisation dans un champ statique extérieur⁽⁶⁰⁾.

$$H_h = - \sum_{r,r'} I(r-r') S_r S_{r'} - g \mu_B H_o \sum_r S_r^Z + \frac{1}{2} (g \mu_B)^2 \sum_{r,r'} \frac{1}{r^3} \left[S_r S_{r'+r} - \frac{3(r \cdot S_{r'}) (r \cdot S_{r+r'})}{r^2} \right] \quad (25)$$

Le premier terme est l'Hamiltonien de Heisenberg, le second le terme de polarisation, le troisième le terme de couplage dipolaire. Les autres notations sont les suivantes :

- r, r' : distances à une origine fixée
- S_r : spin au site r
- S_r^Z : composante suivant Oz de S_r
- $I(r-r')$: intégrale d'échange entre les sites r et r'
- H_o : champ statique extérieur parallèle à Oz
- g : facteur de Landé
- μ_B : magneton de Bohr.

En se limitant au cas où les ondes de spin sont totalement découplées, la section efficace de diffusion correspondante intégrée sur toutes les énergies des neutrons transmis est⁽⁶⁰⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\gamma e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{S}{2} \left[\frac{g}{2} f(K) \right]^2 \frac{|k|}{|k_o|} e^{-2W(K)} \frac{n(\hbar\omega)}{|J(\hbar\omega)|} \left[\frac{A(1+\cos^2\theta q) + Bq(1-\cos^2\theta q)}{\hbar\omega} \right] \quad (26)$$

avec

$$A = g \mu_B H + 2S \sum_{r'} I(r-r') [1 - \cos q(r-r')]$$

$$Bq = 4\pi g \mu_B M \sin^2 \theta q$$

$$n(\hbar\omega) = \frac{1}{\exp(-\frac{\hbar\omega}{kT}) - 1} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$$

$$J(\hbar\omega) = \frac{\partial}{\partial E} \left[\delta(E_o - E \mp \hbar\omega) \right]$$

$$K = q + \tau$$

θq = angle où entre q et l'aimantation

$W(K)$ = facteur de Debye-Waller

$\hbar\omega$ = transfert d'énergie

S = spin supposé identique sur tous les sites

M = aimantation macroscopique de l'échantillon
 E_o = énergie des neutrons incidents
 E = énergie des neutrons transmis
 τ = vecteur du réseau réciproque

et où les autres notations ont été définies précédemment.

La diffusion aux petits angles est telle que le vecteur d'onde K est inférieur au plus petit vecteur du réseau réciproque $\tau_{\min}$. Dans ce cas $\tau = 0$ et la section efficace correspondante se déduit de (26) en remplaçant K par q . Si on suppose que seule l'intégrale d'échange entre premiers voisins est non nulle et que $q \ll \tau_{\min}$, A est calculable⁽⁶⁰⁾.

$$A = g\mu_B H + Dq^2 + Bq$$

où D est traditionnellement appelé le coefficient d'onde de spin.

Le transfert de moment du neutron est

$$K = k - k_o$$

et son transfert d'énergie est

$$E - E_o = \frac{\hbar^2}{2m} (k^2 - k_o^2) .$$

Dans le processus de diffusion, le transfert d'énergie est égal à la variation d'énergie du centre diffuseur.

$$\hbar\omega = \pm \frac{\hbar^2}{2m} (k^2 - k_o^2) . \quad (27)$$

Il y a aussi conservation du vecteur d'onde

$$q = \pm K$$

où le signe supérieur correspond à l'annihilation d'un magnon (gain d'énergie du neutron) et le signe inférieur à la création d'un magnon (perte d'énergie du neutron).

Dans la limite des hypothèses exposées plus haut, la relation de dispersion (27) s'écrit⁽⁶⁰⁾

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)^2 (k^2 - k_o^2)^2 = (Dq^2 + C)(Dq^2 + C + B \sin^2 \theta q) \quad (28)$$

avec $C = g\mu_B H_o$ et $B = 4\pi g\mu_B M$.

2 - Etude de la relation de dispersion

Le calcul de la section efficace se ramène à celui des vecteurs q à partir de la relation de dispersion (28). La géométrie de la diffusion est représentée sur la figure 4a où l'échantillon est au point O. On voit alors que

$$q = k^2 + k_o^2 - 2|k||k_o|\cos\theta$$

$$\cos\alpha = \frac{(|k_o| - |k|\cos\theta)}{q}$$

$$\cos\theta q = \sin\psi \sin\alpha$$

$$\sin^2 \theta q = 1 - \sin^2 \psi \frac{k^2 \sin^2 \theta}{q^2}.$$

On résoud d'abord (28) dans quelques cas particuliers.

(i) B = C = 0

C'est le cas d'un échantillon sans champ magnétique extérieur (le terme dipolaire B disparaît car l'aimantation macroscopique M s'annule à cause des domaines magnétiques si on a pris soin d'éliminer l'aimantation rémanente). La relation de dispersion (28) s'écrit alors :

$$a^2 (k^2 - k_o^2)^2 = (Dq^2)^2$$

où a est une notation réduite pour $\frac{\hbar^2}{2m}$. Les composantes de q sur les axes Oz et Ou sont z et u . On a alors

$$\pm a \left[(k_o - z)^2 + u^2 - k_o^2 \right] = D(z^2 + u^2)$$

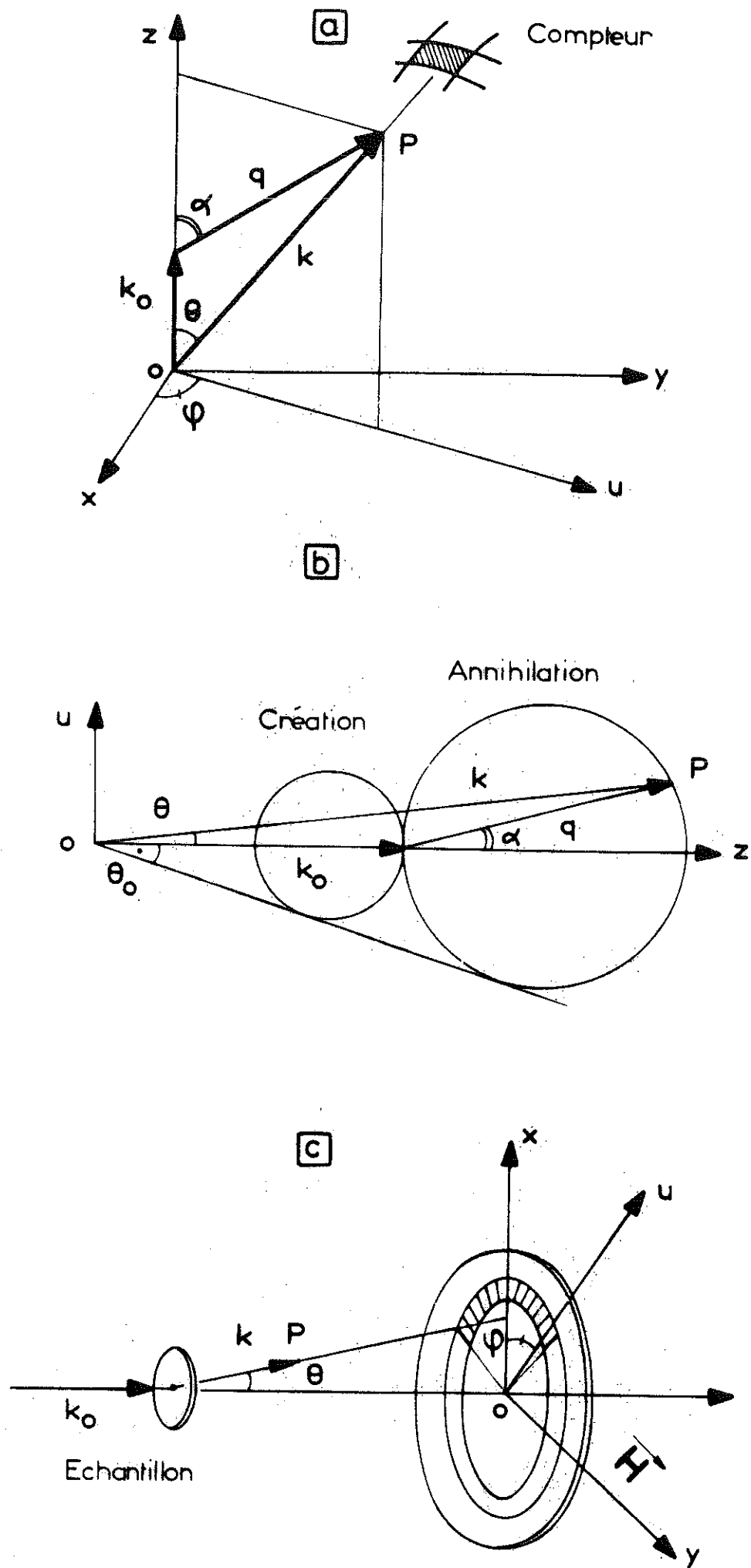


FIG. 4

ou

$$(z \pm \frac{ak_o}{D \mp a})^2 + u^2 = (\frac{ak_o}{D \mp a})^2 .$$

Ceci est l'équation de deux cercles tangents (figure 4b) le plus grand est le lieu géométrique de l'extrémité des vecteurs k (ou q) correspondant à l'annihilation, et le plus petit correspond à la création. Il y a donc deux valeurs de q qui correspondent à l'annihilation ($|k| > |k_o|$) et deux autres à la création ($|k| < |k_o|$). La figure 4b montre aussi qu'il existe un angle limite θ_o au-delà duquel aucune intersection n'est possible. Sa valeur est

$$\sin \theta_o = \frac{a}{D} .$$

Les vecteurs q de l'annihilation valent

$$q_1 = \frac{2 a k_o}{D-a} \cos \alpha_p \quad q_2 = \frac{2 a k_o}{D-a} \cos \alpha_M \quad (29)$$

pour la création

$$q_3 = \frac{2 a k_o}{D+a} \cos \alpha_p \quad q_4 = \frac{2 a k_o}{D+a} \cos \alpha_M$$

avec

$$\cos 2\alpha_p = \frac{-\sin^2 \theta + \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta_o - \sin^2 \theta}}{\sin \theta_o}$$

$$\cos 2\alpha_M = \frac{-\sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta_o - \sin^2 \theta}}{\sin \theta_o} .$$

(ii) $C \neq 0$ et $B \ll C$

Le champ magnétique n'est plus nul (sa position est indiquée sur la figure 4c). Le cas où B est faible est par exemple celui d'un ferromagnétique homogène très faible, ou d'un corps à aimantation inhomogène. La relation de dispersion (28) devient alors :

$$a^2 (k^2 - k_o^2)^2 = (Dq^2 + C)^2$$

ou

$$\pm a(k^2 - k_o^2) = Dq^2 + C.$$

Ce cas est analogue au précédent et l'équation des deux cercles tangents est alors :

$$\left(z \pm \frac{ak_o}{D \mp a} \right)^2 + u^2 = \left(\frac{ak_o}{D \mp a} \right)^2 - \frac{C}{D \mp a}.$$

Mais ici les deux cercles n'existent pas toujours car le second membre peut devenir négatif suivant la valeur de D. En définissant une valeur limite D_1 de D par

$$D_1 = \frac{a^2 k_o^2 \pm aC}{C}$$

il n'y a solution que si $D < D_1$, c'est-à-dire que H_o détruit la diffusion pour D trop grand. On remarque que le D_1 de l'annihilation est plus grand que celui de la création, et que si

$$ak_o^2 - C < D < ak_o^2 + C$$

la diffusion ne se fait que par annihilation.

(iii) $\sin^2 \theta q \neq 1$ B $\neq$ 0 C $\neq$ 0

La seule restriction au cas général est que le plan <zou> est confondu avec le plan <xou>, ou lui est peu différent. La relation de dispersion (28) devient

$$a^2(k^2 - k_o^2)^2 = (Dq^2 + C) (Dq^2 + B + C). \quad (30)$$

Les surfaces de diffusion ne sont plus des cercles analogues à la figure 4b. On peut toutefois montrer qu'il existe une limite D_1 par le calcul suivant :

Les cas les plus courants étant ceux où $B \gg C$, il est possible d'approximer $(Dq^2 + C) (Dq^2 + B + C)$ par un carré parfait en

ajustant les termes constants et linéaires en q :

$$(Dq^2 + C) (Dq^2 + B + C) \neq \left(Dq^2 \sqrt{\frac{C}{B+C}} + \frac{B+2C}{2} \sqrt{\frac{B+C}{C}} \right)^2$$

Dans ce cas, la relation de dispersion (30) devient

$$\pm a(k^2 - k_0^2) = Dq^2 \sqrt{\frac{C}{B+C}} + \frac{B+2C}{2} \sqrt{\frac{B+C}{C}}.$$

Cette équation est analogue à celle du cas précédent et conduit donc à l'existence d'une valeur limite D_1 , d'où l'on déduit une valeur θ_1 par la relation

$$\sin \theta_1 = \frac{a}{D_1}.$$

Nous avons résolu numériquement l'équation (30) et représenté sur la figure 5 la variation de θ_1 en fonction de θ_0 pour différentes valeurs de M lorsque le champ extérieur est nul puis vaut 4 kOe. On voit que l'angle limite diminue quand M augmente.

3 - Calcul complet de la section efficace de diffusion

La section efficace (26) a une forme plus simple si $q \ll \tau_{\min}$, car alors

$$\frac{|k|}{|k_0|} \neq 1$$

$$f(K) = f(q) \neq 1$$

$$e^{-2W(K)} = e^{-2W(q)} \neq 1.$$

Son calcul est rigoureusement établi si $B = C = 0$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ye^2}{mc^2} \right)^2 \frac{S}{2} \sum_{i=1}^4 \frac{n_i(\mathcal{W})}{|J_i(\mathcal{W})|} (1 + \cos^2 \theta_{q_i})$$

avec

$$J_i = 1 \mp \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} \left(\frac{\cos \theta}{\tan \alpha_i} + \sin \theta \right)$$

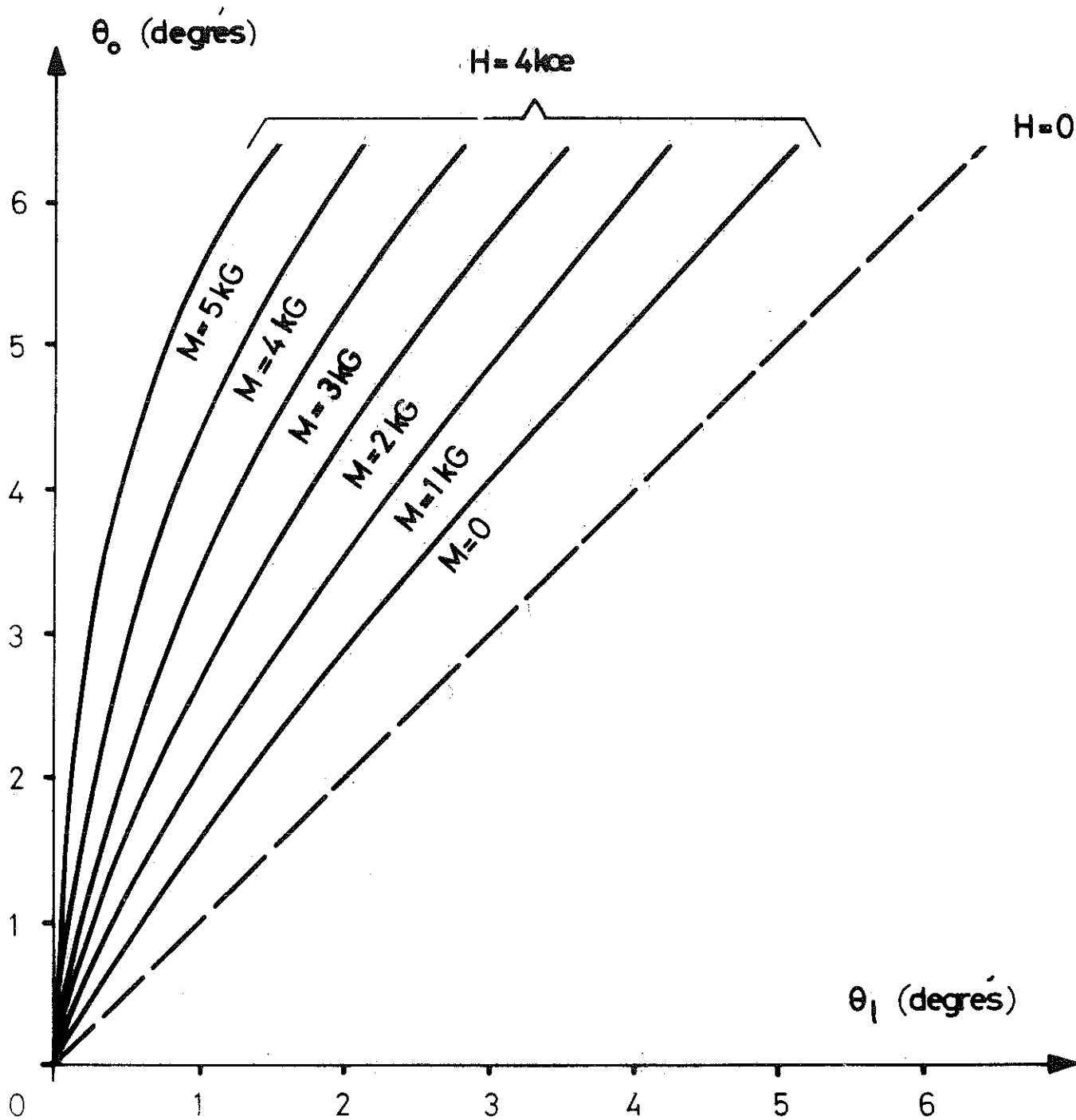


FIG. 5

$$\cos \theta_{q_i} = \sin \psi \sin \alpha_i$$

$$n_i(\hbar\omega) = \frac{1}{\exp\left(\frac{Dq_i}{k_B T}\right) - 1} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$$

où les différentes valeurs de q_i sont celles des équations (29). Si la condition $B = C = 0$ est due à l'absence de champ magnétique, tous les domaines sont orientés au hasard et $\cos^2 \theta_{q_i}$ doit être moyenné sur toutes les directions possibles du réseau cubique. On a alors

$$\langle 1 + \cos^2 \theta_{q_i} \rangle = 1 + \frac{1}{3} = \frac{4}{3}.$$

Le cas $C \neq 0$ et $B \ll C$ est analogue au précédent et le dernier cas envisagé n'est pas calculable analytiquement.

On rappelle alors la valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en champ extérieur nul :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\gamma e^2}{mc}\right)^2 \frac{4}{3} \frac{S}{2} \sum_{i=1}^4 \frac{n_i(\hbar\omega)}{|J_i(\hbar\omega)|}. \quad (31)$$

Les expressions analytiques de $n_i(\hbar\omega)$ et de $J_i(\hbar\omega)$ sont connues. Cette formule sera utilisée au chapitre IV pour l'étude du système Pt Ni.

CHAPITRE II

L'ALLIAGE VANADIUM-FER

La concentration en Fer est appelée x . Pour $x = 20 \%$, aucune aimantation localisée n'est décelée par mesures magnétiques. Pour $x = 27 \%$, elles mettent en évidence la présence de moments magnétiques localisés. On se propose alors d'étudier les tous premiers stades de l'apparition du magnétisme et du ferromagnétisme. Il est alors utile de définir la concentration caractéristique à partir de laquelle on peut évaluer des moments localisés : elle est obtenue par extrapolation à température nulle de la courbe exprimant la température de Curie θ en fonction de la concentration macroscopique x .

Le réseau cristallin est cubique corps centré aux concentrations où la solution solide existe, c'est-à-dire en toute proportion sauf au voisinage du mélange équiatomique où la solution solide ne peut être obtenue que par trempe.

L'étude des propriétés magnétiques des impuretés de Fer n'est possible qu'après avoir d'une part séparé celles de la solution solide de celles des amas métalliques incomplètement dissous, et d'autre part établi le comportement des atomes de Fer et de Vanadium en tant qu'impuretés isolées.

Ce dernier point a déjà été étudié en détail par de nombreux auteurs et les informations nécessaires à l'analyse des alliages proches de la concentration caractéristique sont déduits de leurs travaux.

I - Etude des alliages dilués en Vanadium ou en Fer

1 - Impuretés isolées de Fer et modèle de bande rigide

Les atomes de Fer isolés ne portent pas de moment magnétique car le champ hyperfin au niveau du Fer a été trouvé égal à zéro et indépendant de la température par effet Mössbauer⁽⁶¹⁾. Ceci entraîne que les alliages ont une susceptibilité magnétique indépendante du champ appliqué et de la température. Ceci a été observé pour une concentration $x < 20 \%$ et est un caractère général des métaux de transition dissous dans le Vanadium, car la valeur du champ hyperfin induit par une impureté de Fer sur un noyau voisin de Vanadium est inférieure à 2 Oe, valeur mesurée par RMN.⁽⁶²⁻⁶⁵⁾

Les susceptibilités magnétiques sont indépendantes du champ et de la température⁽⁶⁶⁾, ainsi que de la nature du métal dissous. Ce dernier n'intervient que par le nombre d'électrons libres par atome d'alliage (traditionnellement appelé e/a) qui est égal au nombre d'électrons hors de la dernière sous couche entièrement pleine des atomes considérés, divisé par le nombre d'atomes de l'alliage. Il y a cinq tels électrons par atome de Vanadium et n_s par atome de métal dissous. Par suite

$$e/a = xn_s + 5(1-x).$$

Ceci entraîne que les alliages sont bien décrits par un modèle de bande rigide, où les électrons supplémentaires (ou trous supplémentaires) occupent les états énergétiques définis par la bande 3d du Vanadium pur. A chaque valeur de e/a est associée une densité d'états au niveau de Fermi qui peut être déduite de la susceptibilité paramagnétique⁽⁶⁷⁾, de la contribution linéaire en température dans la chaleur spécifique⁽⁶⁸⁾, du temps de relaxation nucléaire du Vanadium⁽⁶⁹⁻⁷¹⁾. Les trois formules correspondantes sont

$$\begin{aligned} x &= 2 \mu_B^2 n_X(E_F) \\ \gamma &= \frac{2\pi^2}{3} k_B^2 n_Y(E_F) \end{aligned} \quad (32)$$

$$(T_1)^{-1/2} = 8\pi k_B \gamma_N^2 \left[H_{hf} n_K(E_F) \right]^2$$

où

$n_X(E_F)$, $n_Y(E_F)$, $n_K(E_F)$ sont les densités d'états (en principe identiques) déduites expérimentalement.

x = susceptibilité paramagnétique

γ = chaleur spécifique électronique

T = température

T_1 = temps de relaxation nucléaire RMN

γ_N = magnéton nucléaire

H_{hf} = champ hyperfin.

Les trois densités d'états ne dépendent que de e/a , mais elles ne sont identiques que si on tient compte de la susceptibilité orbitale qui n'apparaît pas dans la chaleur spécifique. Il a toutefois été montré que cette dernière variait peu avec la concentration, et qu'en première approximation, elle était pratiquement égale à celle du Vanadium⁽⁶⁷⁾.

2 - Impuretés isolées de Vanadium et ferromagnétisme

Un autre point important est de savoir si les impuretés de Vanadium portent un moment magnétique lorsqu'elles sont isolées dans le Fer. Le champ hyperfin au niveau du Vanadium dans de tels alliages a été mesuré à l'aide de la chaleur spécifique nucléaire⁽⁷²⁾⁽⁷³⁾ du Knight Shift au niveau du Vanadium⁽⁷⁴⁾ et par analyse de la polarisation du rayonnement émis par le Vanadium⁴⁸ dans une expérience d'orientation nucléaire⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁶⁾. Les valeurs trouvées sont en bon accord et indiquent que le moment magnétique porté par le Vanadium est ou nul ou très faible et de sens opposé à celui du Fer, d'autant plus faible que la concentration en Vanadium est élevée. La mesure directe de ce moment par diffusion des neutrons⁽³⁰⁾⁽³²⁾⁽³⁴⁾ ainsi que le temps de relaxation nucléaire⁽⁷⁷⁾ confirment l'existence d'une faible valeur négative. Cette incertitude est liée au fait que le Vanadium perturbe beaucoup son voisinage.

Afin de préciser ceci, la distribution des champs hyperfins dans la matrice de Fer a été établie par des mesures de RMN⁽⁷⁸⁻⁸²⁾ et

d'effet Mössbauer⁽⁸³⁻⁸⁶⁾. Il en est résulté qu'un atome de Fer est sensible à la présence d'un atome de Vanadium même placé sur la sixième couche de voisins, et tous les résultats expérimentaux sont en accord quantitatif jusqu'à la troisième couche incluse. Cet effet est toutefois linéaire avec la concentration de Vanadium comme l'ont montré des mesures d'aimantation⁽⁸⁷⁻⁸⁹⁾, de susceptibilité paramagnétique au-dessus de la température de Curie⁽⁹⁰⁾ et de chaleur spécifique nucléaire⁽⁹¹⁾. Ceci montre aussi que ce sont les atomes de Vanadium isolés qui ont la plus forte influence sur l'aimantation globale.

3 - Résumé

Les trois renseignements utiles déduits de l'analyse précédente sont donc :

(i) Les alliages pour $x < 22 \%$ sont bien décrits par un modèle de bande rigide. Aucun moment magnétique n'est décelable par les méthodes classiques et chaque alliage se comporte comme un métal pur caractérisé par sa densité d'états au niveau de Fermi et les grandeurs qui lui sont associées (susceptibilité de Pauli, chaleur spécifique électronique, temps de relaxation nucléaire).

(ii) La susceptibilité orbitale varie peu par rapport à la valeur qu'elle prend pour le Vanadium pur. Comme elle est en partie déterminée par la symétrie des fonctions d'onde 3d qui reste la même lors de l'apparition du magnétisme, on ne fera pas une très grande erreur en supposant que la susceptibilité orbitale est égale à celle du Vanadium introduit dans l'alliage jusqu'à ce que tous les atomes de Fer portent un moment magnétique, c'est-à-dire pour $x \gg 33 \%$.

(iii) Le moment magnétique du Vanadium dans le Fer est ou nul ou faiblement négatif. Il n'existe que sur les atomes de Vanadium isolés comme le montrent les mesures d'écho de spin⁽⁹²⁾. Ceci est en accord avec les propriétés des alliages dilués Au V où les atomes isolés de Vanadium sont magnétiques et où les paires ne le sont pas⁽⁹³⁾.

On considère donc que le Vanadium ne porte pas de moment aux concentrations proches de la concentration caractéristique, car les atomes de Vanadium complètement entourés de Fer sont alors très peu nombreux.

II - Homogénéité des échantillons

Si la dissolution du Fer dans le Vanadium n'est pas complète, il existe à l'intérieur de l'alliage de petites régions composées de Fer presque pur analogues aux précipités de Cobalt dans le système Cu Co mis en évidence par diffusion des neutrons⁽⁹⁴⁾⁽⁹⁵⁾. Nous avons choisi le traitement thermique qui minimise le nombre de ces amas. Toutefois, ils ne sont pas complètement éliminés mais sont assez peu nombreux pour que l'on puisse les assimiler à des grains indépendants, suffisamment fins pour constituer chacun un domaine magnétique unique. Ils entrent alors dans le cadre de la théorie du superparamagnétisme, c'est-à-dire du comportement d'une assemblée de grains monodomains porteurs d'une forte aimantation.

Ces amas entraînent l'existence d'une aimantation rémanente isotherme (traditionnellement appelée ARI) à des températures bien supérieures à la température d'ordre de l'échantillon. La théorie du superparamagnétisme⁽⁹⁶⁾ permet alors de connaître l'aimantation de ces grains à l'aide de l'ARI et de la chaleur spécifique à très basses températures. La méthode pour isoler leur contribution aux propriétés magnétiques de l'alliage s'en déduit alors facilement.

1 - Préparation des échantillons

Les échantillons sont fondus sous vide secondaire dans un four à induction, puis coulés dans un creuset de cuivre refroidi à l'eau. Ils sont alors appelés "échantillons bruts".

Un recuit d'homogénéisation et une trempe plus rapide s'étant révélés nécessaires, ces échantillons sont chauffés sous vide secondaire dans le même four pendant une heure à une température légèrement in-

férieure à leur température de fusion puis plongés dans l'eau. Les dislocations sont vraisemblablement nombreuses mais elles ne modifient pas les propriétés macroscopiques de la solution solide. Les échantillons ainsi traités sont appelés "trempés". Cette dernière trempe est plus rapide que la précédente car on n'a pas alors à éliminer la chaleur dégagée par la solidification.

Afin d'éviter la ségrégation à température ambiante, ils sont ensuite conservés dans l'Azote liquide.

2 - Effet de la trempe

L'aimantation des échantillons bruts et trempés est mesurée par la méthode d'extraction. Une bobine de cuivre fournit le champ magnétique et les isothermes magnétiques sont mesurées à champ décroissant. La valeur minimum atteinte par le champ est celle du champ magnétique régnant dans le laboratoire ($\neq 1$ Oe) car la bobine de cuivre n'a pas d'aimantation rémanente propre.

La figure 6 représente les courbes d'aimantation en champs faibles et en champ fort pour la concentration $x = 22\%$ où la diminution d'aimantation en fonction de la trempe est la plus importante à $T = 4,2$ K. Les termes "trempés" et "retrempés" qualifient les échantillons chauffés pendant une heure à une température respectivement inférieure de 100°C et 50°C à leur température de fusion, puis trempés à l'eau.

Le fait que l'ARI ait diminué d'un facteur 15 entre l'échantillon brut et l'échantillon retrempé montre qu'il existait du Fer précipité. En utilisant le diagramme de phase du V-Fe on vérifie que la trempe à l'eau des échantillons ne peut qu'améliorer l'homogénéité de la solution solide⁽⁹⁷⁾. Après ce traitement, la fraction précipitée sous forme de grains ferromagnétiques ne concerne que le dix-millième de l'ensemble des atomes de Fer.

Ce comportement est observé pour tous les échantillons étudiés avec $x > 20\%$; tous les résultats sur la solution solide sont alors

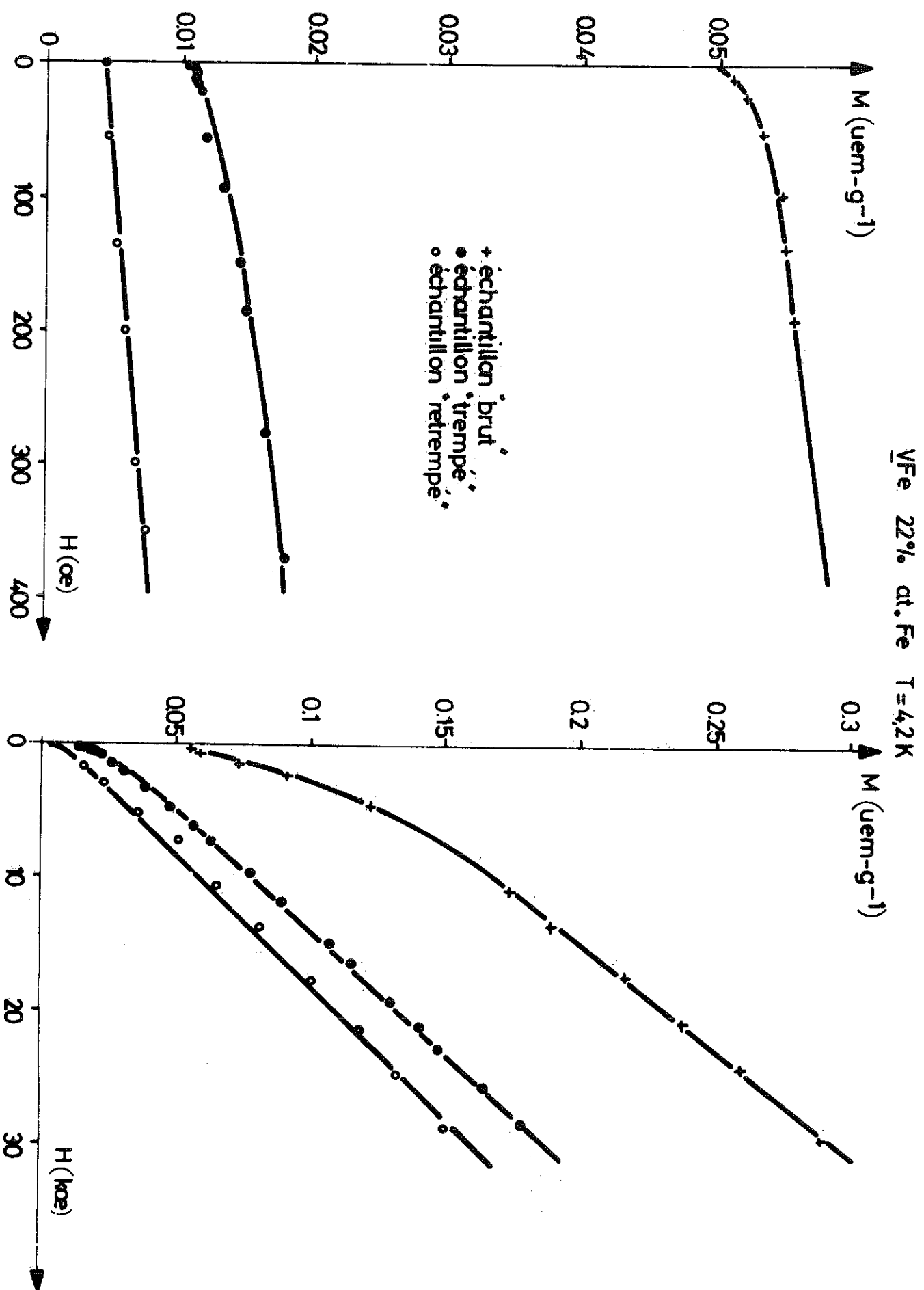


FIG . 6

relatifs aux alliages retrempés.

3 - Rappel de superparamagnétisme

Le résultat fondamental qui s'applique aux précipités de Fer est qu'un alliage superparamagnétique acquiert une ARI dès que la température est inférieure à une certaine température de blocage $T_B^{(98)(99)}$.

Dans le cas le plus simple d'une anisotropie uniaxiale et de grains identiques, cette température obéit à la relation⁽⁹⁸⁾

$$50 k_B T_B = H_m M_g \quad (33)$$

où

H_m = champ d'anisotropie

M_g = aimantation d'un grain.

La chaleur spécifique correspondante est du type Einstein⁽¹⁰⁰⁾ dont la température caractéristique T_E vaut

$$T_E = \frac{2 H_m}{k_B} \mu_B . \quad (34)$$

Dans le modèle très simple proposé, la mesure simultanée de T_B et de T_E permet de connaître l'aimantation des grains car les équations (33) et (34) entraînent que

$$M_g = 100 \frac{T_B}{T_E} \mu_B . \quad (35)$$

Pour $0 < T < T_B$, la théorie prédit que l'ARI décroît linéairement avec la température.

4 - Interprétation de l'ARI

Les ARI sont mesurées à l'aide d'une bobine en cuivre pouvant fournir 3 kOe à des températures comprises entre 0,05 K et 120 K. Les températures inférieures à 1,5 K sont obtenues par désaimantation adiabatique d'un sel paramagnétique.

Les ARI pour $x \geq 22\%$ sont indiquées sur la figure 7. On y observe la superposition de deux comportements lorsque la température augmente. L'aimantation rémanente commence par décroître très rapidement, puis se stabilise à une valeur qui ne s'annule que pour une température proche de l'ambiante. La première contribution est caractérisée par une température apparente de blocage T'_{1B} ; la seconde est caractérisée par une température apparente de blocage T'_{2B} ainsi que par l'extrapolation M'_0 à $T = 0$ de la partie haute température de l'aimantation rémanente. La façon de déterminer graphiquement ces trois paramètres est aussi indiquée sur la figure 7.

Or, nous savons qu'il existe des précipités de Fer mal dissous dont les propriétés magnétiques sont décrites par la théorie du superparamagnétisme. Ils sont donc responsables de la seconde contribution à l'aimantation rémanente car cette dernière décroît proportionnellement à la température, en raison de la distribution des énergies de blocage des grains.

Les paramètres M'_0 et T'_{2B} sont liés respectivement à l'aimantation des grains et à leur température de blocage par les relations suivantes :

$$M'_0 = M_0/2 \quad \text{et} \quad T'_{2B} = T_{2B}/2$$

si les grains sont identiques, tandis que

$$T_{2B}/2 \leq T'_{2B} \leq T_{2B}$$

s'ils ne portent pas tous la même aimantation⁽¹⁰¹⁾. Les températures T_{2B} déterminées graphiquement d'après la figure sont peu différentes de l'ambiante ; on en déduit que le rayon des précipités de Fer supposés sphériques est de l'ordre de $50 \text{ \AA}$, ce qui correspond à une aimantation totale de $10^{+5} \mu_B$ en utilisant 100 Oe comme valeur du champ coercitif.

La première contribution à l'aimantation rémanente, qui est caractérisée par une température de blocage beaucoup plus faible, est une propriété intrinsèque de la solution solide et sera analysée au paragraphe suivant.

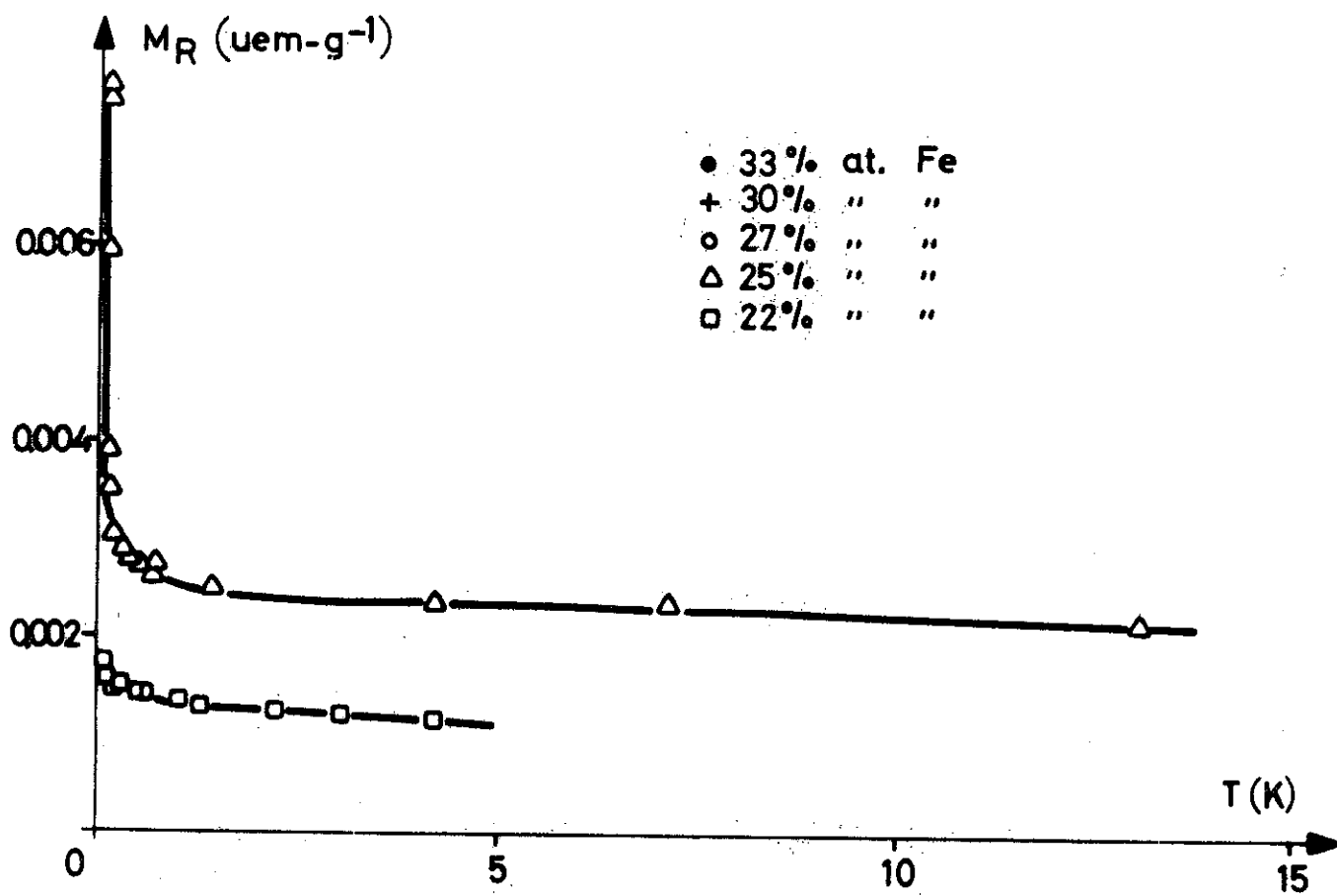
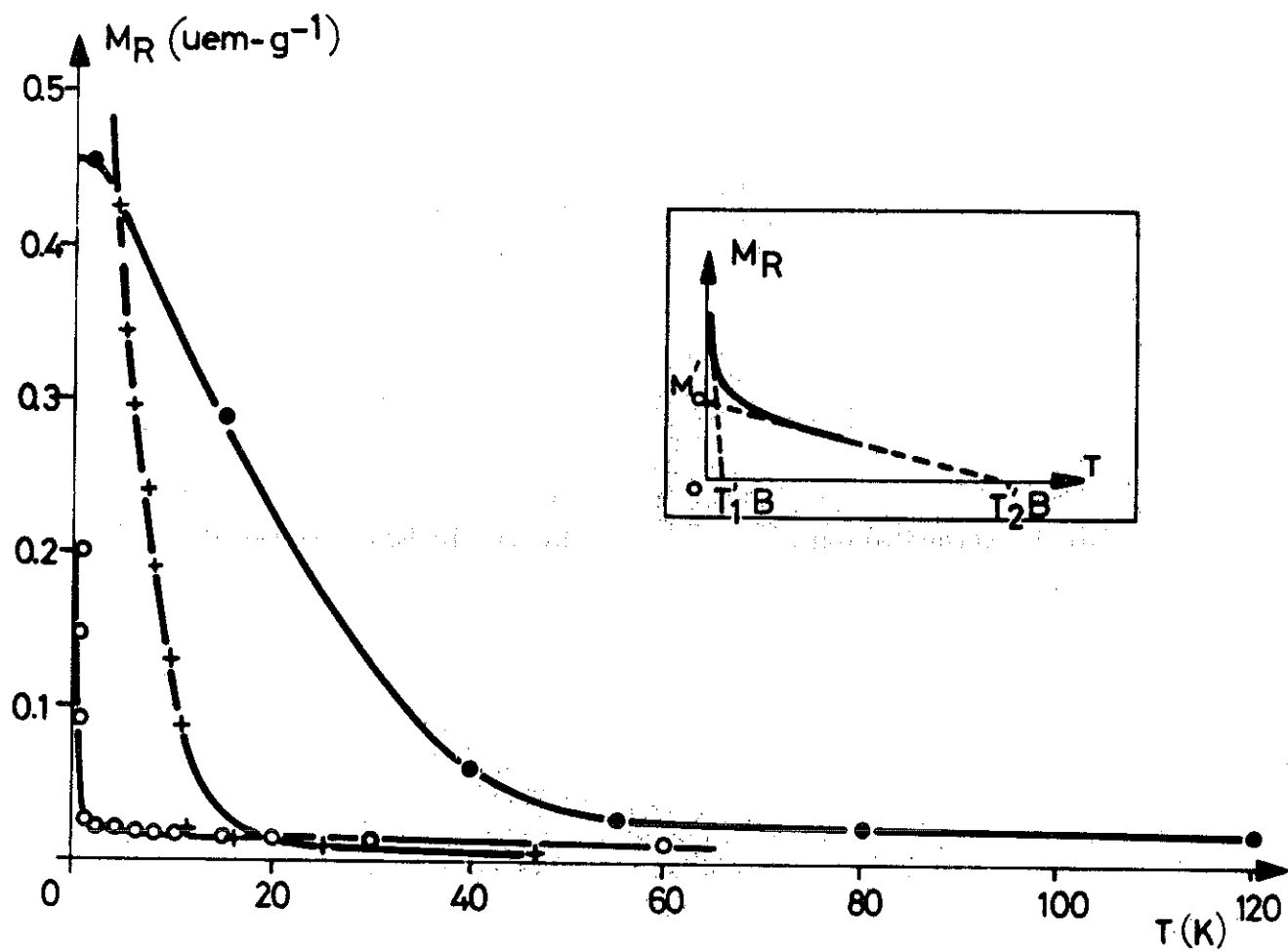


FIG. 7

Le comportement des précipités de Fer est alors suffisamment connu pour que leurs effets sur l'aimantation à saturation et la susceptibilité initiale de l'échantillon puissent être retranchés afin d'étudier la solution solide : son aimantation à saturation est égale à celle de l'échantillon à laquelle on soustrait M_0 , et la susceptibilité initiale ne doit pas être prise pour des champs de quelques oerstedt dans le domaine paramagnétique, car on risque alors d'obtenir la loi de Langevin décrivant l'alignement des grains fins. Mais leur taille montre qu'ils sont assez rapidement saturés pour permettre des mesures de susceptibilités initiales de la solution solide.

III - Description du magnétisme proche de la concentration caractéristique

Une fois que l'effet des précipités de fer est connu, l'étude de la solution solide elle-même est possible.

1 - Aimantation à saturation et susceptibilités initiales

On a représenté sur la figure 8 les isothermes à $T = 0,07$ K établies en champs forts (compris entre 2 kOe et 50 kOe). A chaque concentration, il apparaît que la saturation est pratiquement atteinte à la limite de sensibilité de l'appareillage près car l'aimantation varie linéairement en champ élevé. On la représente par l'équation à $T_0 = 0,07$ K :

$$M(T_0) = \sigma_0 + \chi_0 H . \quad (36)$$

Elle représente la superposition d'une partie saturée magnétiquement et d'une partie non saturée caractérisée par une susceptibilité indépendante du champ magnétique appliqué.

σ_0 est l'ordonnée à l'origine de la partie linéaire correctement corrigée des précipités de Fer, et χ_0 sa pente.

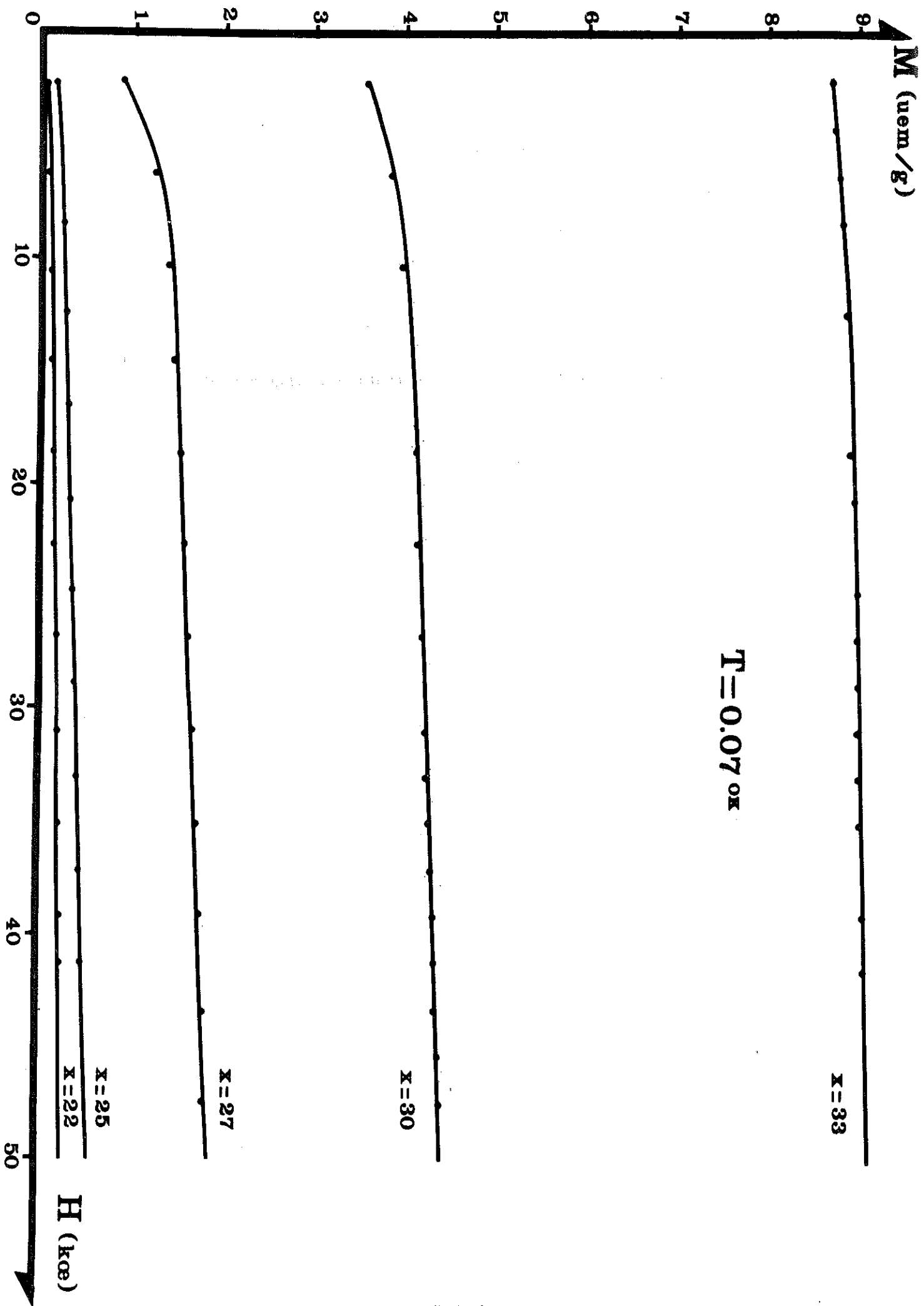


FIG. 8

L'étude en champ faible permet de déterminer les susceptibilités initiales compte tenu des restrictions exposées au paragraphe précédent à cause des précipités de fer. La figure 9 montre quelques isothermes pour $x = 27 \%$. La courbure qui subsiste à toutes températures pour des champs inférieurs à 10 Oe est attribuée aux précipités de Fer. La susceptibilité initiale de la solution solide est alors déterminée différemment suivant que la courbure de l'isotherme présente ou non une discontinuité lorsque le champ augmente. A très basses températures, la solution solide est ordonnée magnétiquement ; sa susceptibilité est très forte et est peu affectée par la présence des précipités : on identifie alors la susceptibilité initiale à la pente au point $H = 0$ Oe.

Aux températures plus hautes, la susceptibilité de la solution solide dans quelques oersteds devient comparable à celle des précipités, car elle n'est plus ferromagnétique. La susceptibilité initiale de la solution solide est alors égale à la pente de la courbe d'aimantation lorsque les précipités les plus gros sont saturés, c'est-à-dire pour un champ supérieur ou égal au champ coercitif, qui est de l'ordre de 100 Oe (figure 9).

La figure 10 représente les valeurs de ces pentes à relativement basses températures. Les températures plus hautes ont été omises afin de mettre en évidence le maximum de susceptibilité initiale partout présent sauf pour $x = 22 \%$. On appelle T_C la température à laquelle ce pic apparaît. Bien que l'aimantation rémanente ne présente aucune singularité à $T = T_C$, T_C sera considérée comme étant la température d'ordre magnétique de l'échantillon considéré. Toutefois, pour $x \geq 27 \%$ l'ARI et la susceptibilité initiale commencent à augmenter à la même température (figure 7 et 10). Pour les alliages 22 % et 25 % l'ARI s'accroît à des températures bien supérieures à la température T_C ; ceci suppose que des grains très fins précipités se bloquent à très basses températures indépendamment du phénomène d'ordre observé pour la solution solide en dessous de T_C .

Les valeurs de $[\chi_i(T) - \chi_o]^{-1}$ en fonction de T sont représentées sur la figure 11, où $\chi_i(T)$ sont les susceptibilités initiales

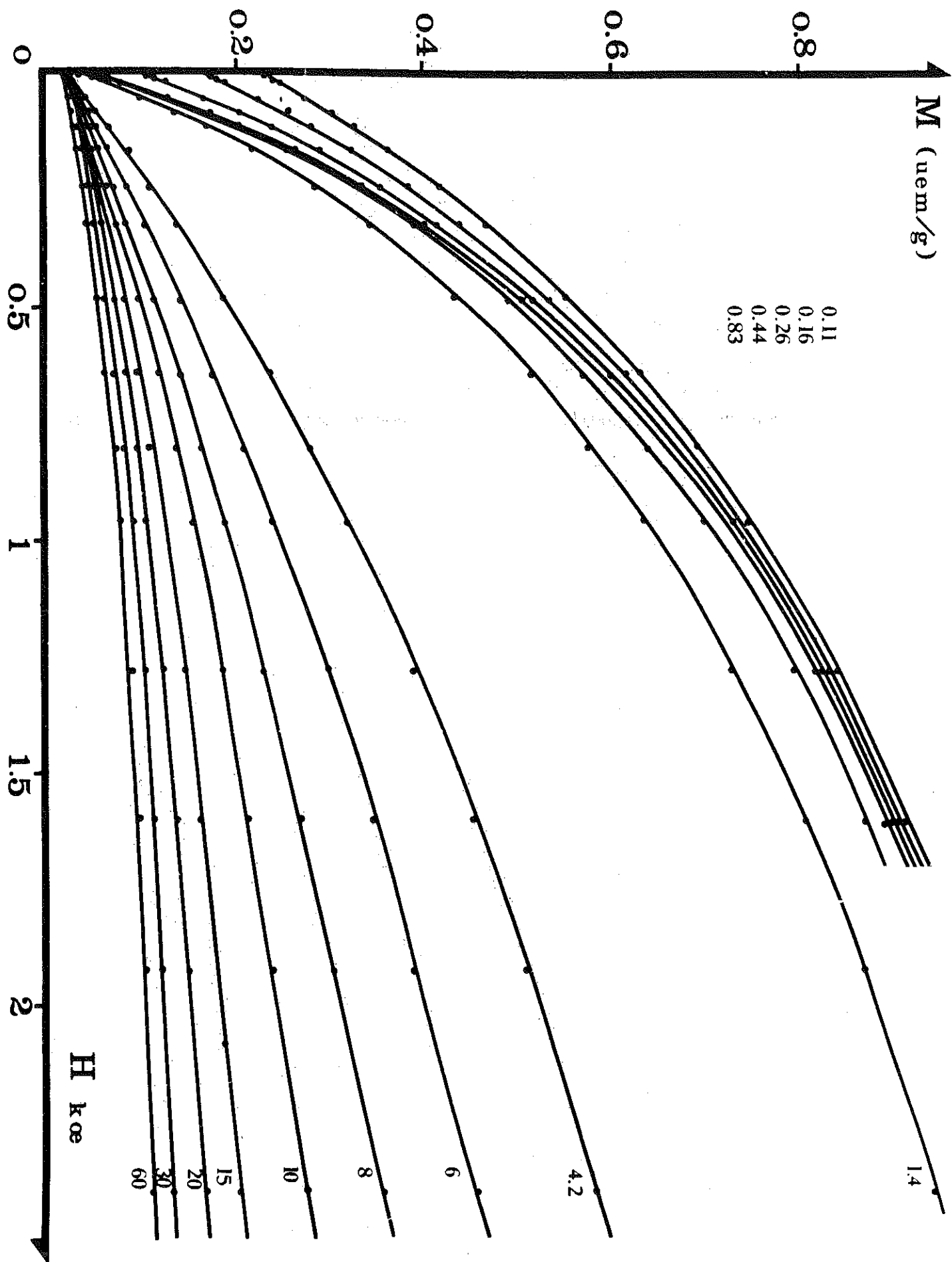


FIG. 9

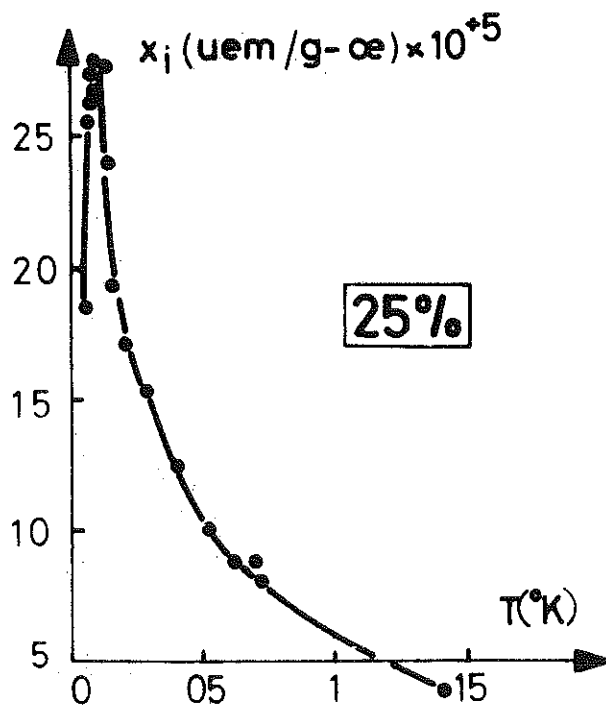
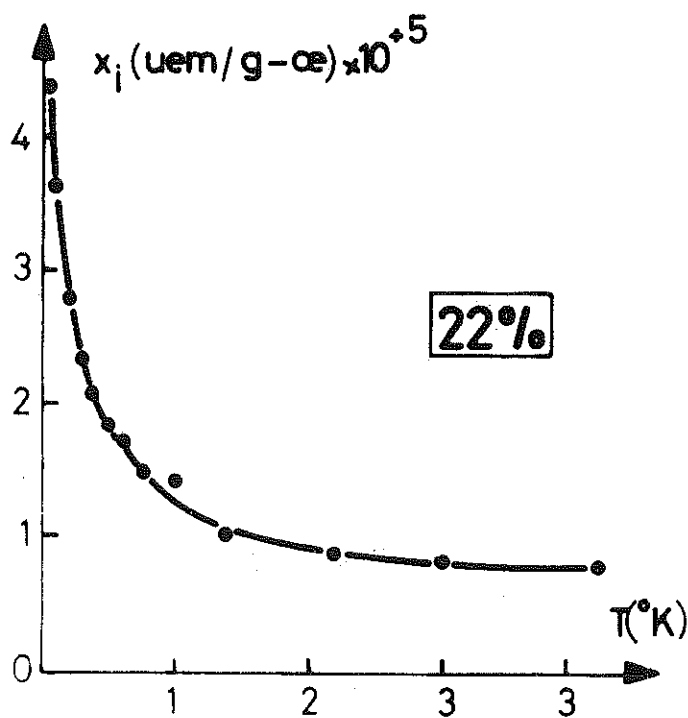
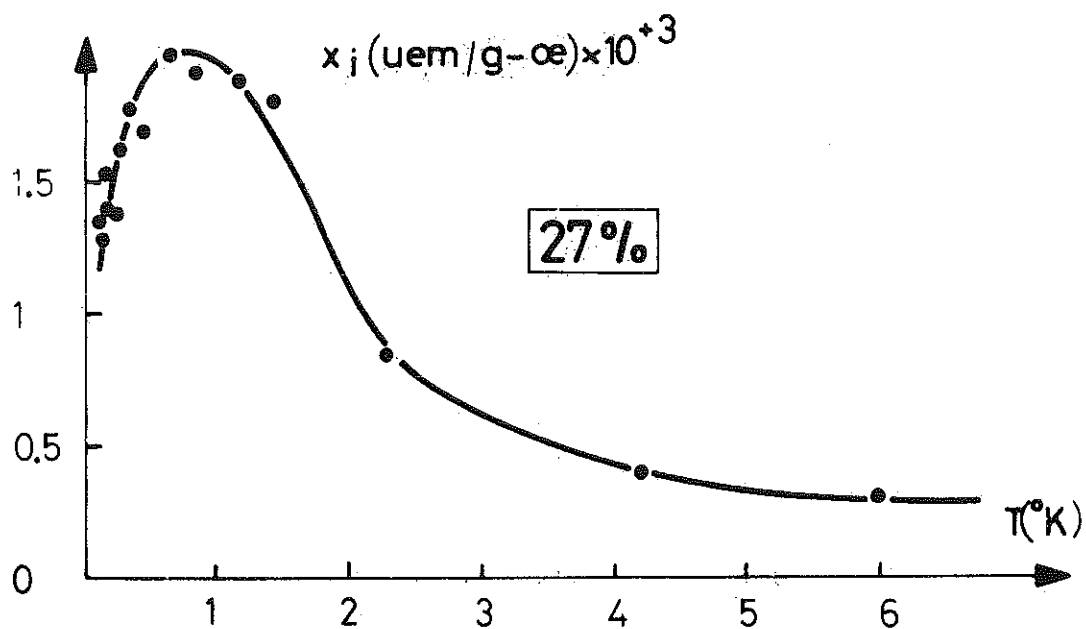
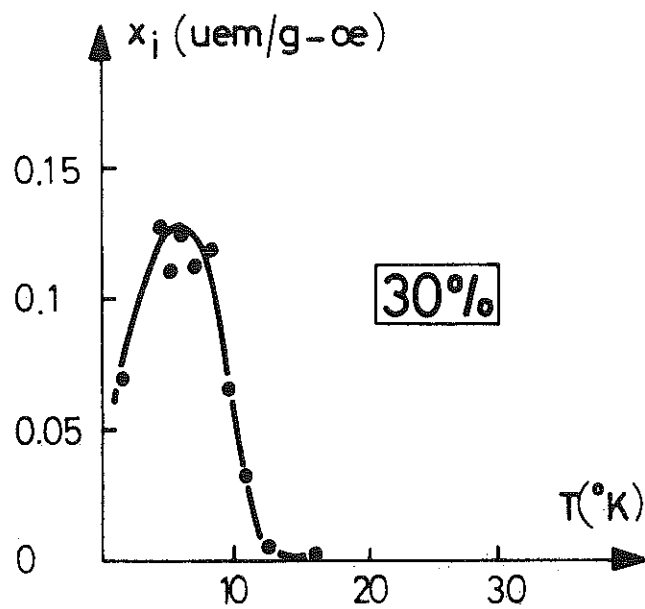
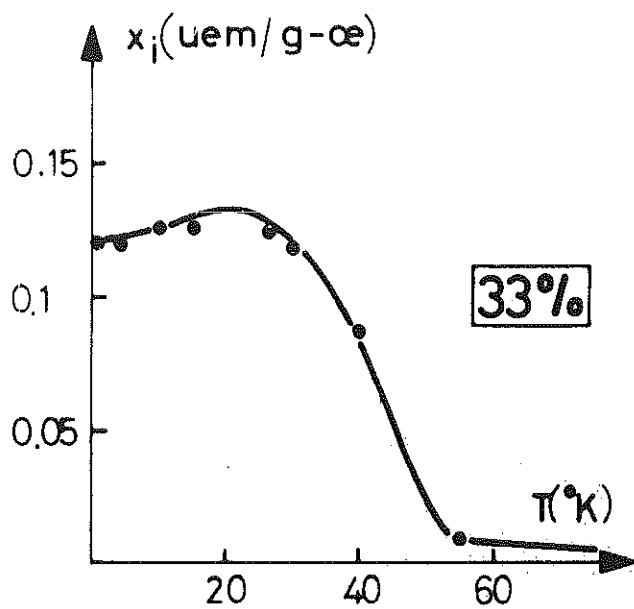


FIG. 10

$$\chi^{-1} \equiv \frac{1}{\chi_i(T) - \chi_o}$$

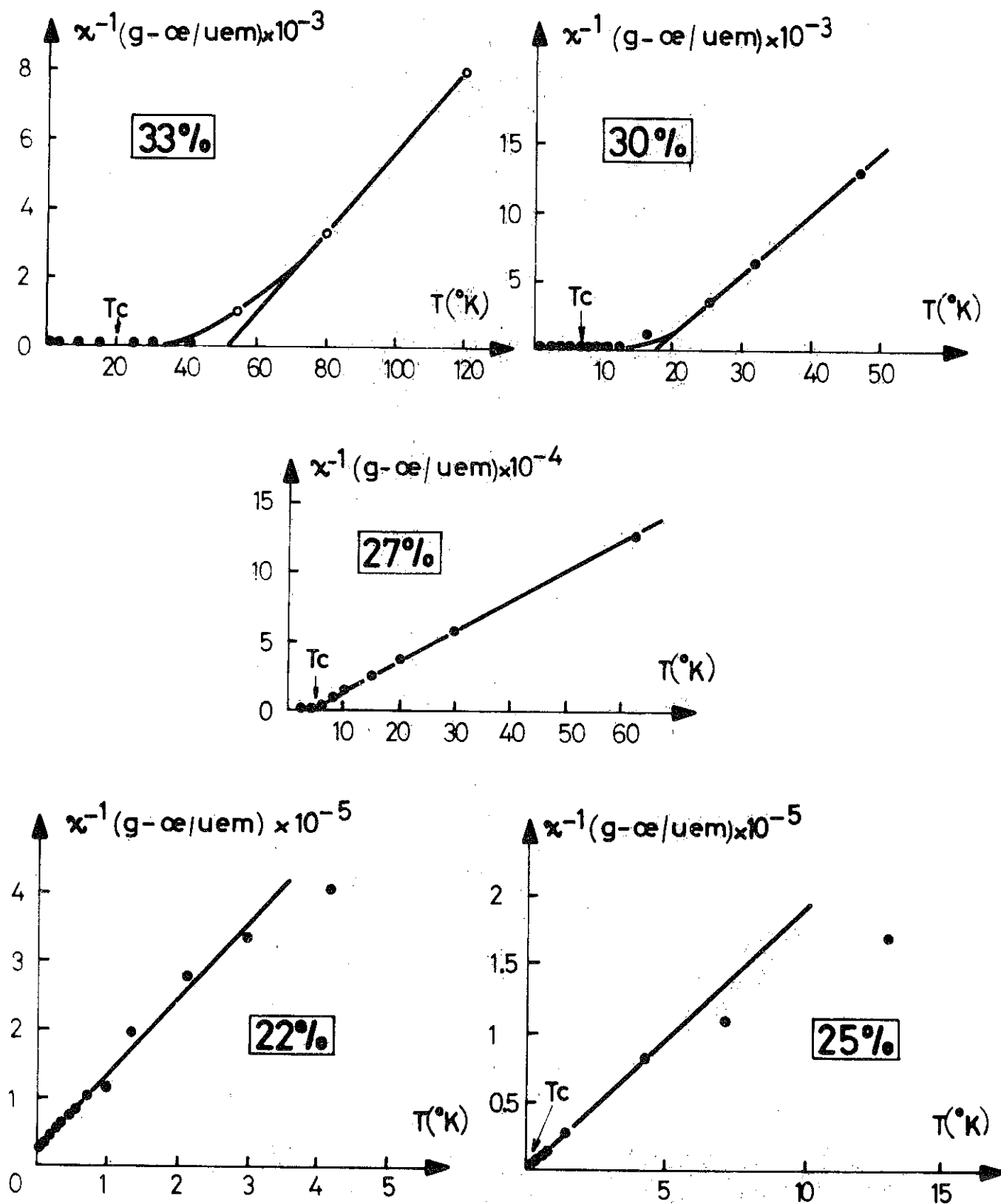


FIG.11

expérimentales et χ_0 la susceptibilité déjà déterminée par l'équation (36). Lorsque $x \geq 27 \%$, on voit alors que pour $T > T_C$ la susceptibilité est bien décrite par la formule

$$\chi_i(T) = \frac{C}{T - \theta_0} + \chi_0. \quad (37)$$

où

χ_0 = pente en champs forts et basses températures

C = constante de Curie

θ_0 = température de Curie paramagnétique

ces paramètres étant déduits expérimentalement des lois de Curie-Weiss par la pente de la droite et son extrapolation sur l'axe des températures.

S'il existe un nombre N_g de moments G , on a

$$\sigma_0 = N_g G \quad C = \frac{N_g G^2}{3k_B}. \quad (38)$$

Les valeurs de G déduites de (38) sont comprises entre $7 \mu_B$ et $20 \mu_B$ lorsque la concentration en Fer varie de 22% à 33% . L'existence de moments géants de cet ordre de grandeur a déjà été signalée pour interpréter des mesures de résistivité électrique⁽¹⁰²⁾⁽¹⁰³⁾ et de RPE⁽¹⁰⁴⁾.

Le tableau I résume les résultats obtenus à chaque concentration (σ_0 , C , χ_0 , θ_p , T_C)

2 - Condition d'apparition du magnétisme

L'existence de moments géants indique que tous les atomes de Fer ne jouent pas le même rôle. On suppose alors qu'un moment magnétique de $2,2 \mu_B$ apparaît sur un atome de Fer s'il est entouré d'un nombre suffisant d'autres atomes de Fer. Un tel modèle par "tout ou rien" a déjà été employé dans l'interprétation des mesures magnétiques en phase σ cristallographiquement ordonnée⁽¹⁰⁵⁾⁽¹⁰⁶⁾. Les atomes de Fer ont alors quatre environnements différents et seuls ceux entourés par 14 atomes de Fer sont magnétiques. Comme il a été montré dans le cas du Cu Ni ⁽¹⁰⁷⁾, cette seule condition donne naissance à des moments géants car la probabilité de trouver un autre atome de Fer répondant à la condition de magnétisme est plus forte dans le voisinage du premier

TABLEAU I

x% at Fe	σ (uem, g ⁻¹)	$\chi \times 10^4$ (uem.mole ⁻¹ oe ⁻¹)	C (uem.g ⁻¹ oe ⁻¹ deg.)	θ_p (deg.)	T _c (deg.)	G (μ _B)
0	-	3,204	-	-	-	-
6	-	2,869	-	-	-	-
10	-	2,711	-	-	-	-
15	-	2,455	-	-	-	-
20	-	2,508	-	-	-	-
22	0,056	2,259	9,02 x 10 ⁻⁶	-0,2	-	7,6
25	0,194	3,339	5,62 x 10 ⁻⁵	0	0,1	13,2
27	1,35	5,488	4,52 x 10 ⁻⁴	3,5	0,8	13,3
30	3,98	4,901	2,13 x 10 ⁻³	17,5	6	20,6
33	8,91	3,285	6,45 x 10 ⁻³	52	20	28,8

atome de Fer magnétique qu'ailleurs. En suivant la méthode proposée par la référence (107) on dit que ce second atome appartient au même moment géant que le premier s'il a au moins un premier voisin en commun avec le premier atome.

Ce modèle présente toutefois une difficulté d'ordre cristallographique dans le cas du V Fe. Le fait que le réseau soit cubique à corps centré entraîne que l'atome central et un atome quelconque de sa première couche n'ont aucun premier voisin en commun. L'application du modèle excluerait la première couche du moment géant, situation qui semble déraisonnable.

Or, dans ce réseau les premières et secondes couches sont très proches l'une de l'autre tandis que la troisième est bien plus séparée. Il paraît donc justifié de ne pas faire de distinction entre les deux premières couches et de les considérer globalement comme une "super couche" contenant

$$8 + 6 = 14 \text{ atomes.}$$

La première couche est par ce fait incluse dans le moment géant en modifiant légèrement le modèle : un atome magnétique de Fer appartient au moment géant s'il a au moins un premier voisin ou un second voisin (comptés indistinctement) en commun avec l'atome central.

Si la solution solide est parfaitement désordonnée, l'aimantation à saturation est alors donnée par la formule suivante :

$$\sigma_o = N_t \mu_F \times \sum_{n=n_o}^{14} C_{14}^n x^n (1-x)^{14-n}, \quad (39)$$

où

N_t = nombre total d'atomes par gramme

n_o = nombre d'atomes de fer minimum nécessaire pour rendre le fer central magnétique

μ_F = moment du Fer ($2,2 \mu_B$).

La figure 12 représente les valeurs théoriques de C , σ_o , G basées sur la formule (39) ainsi que les points expérimentaux. On voit

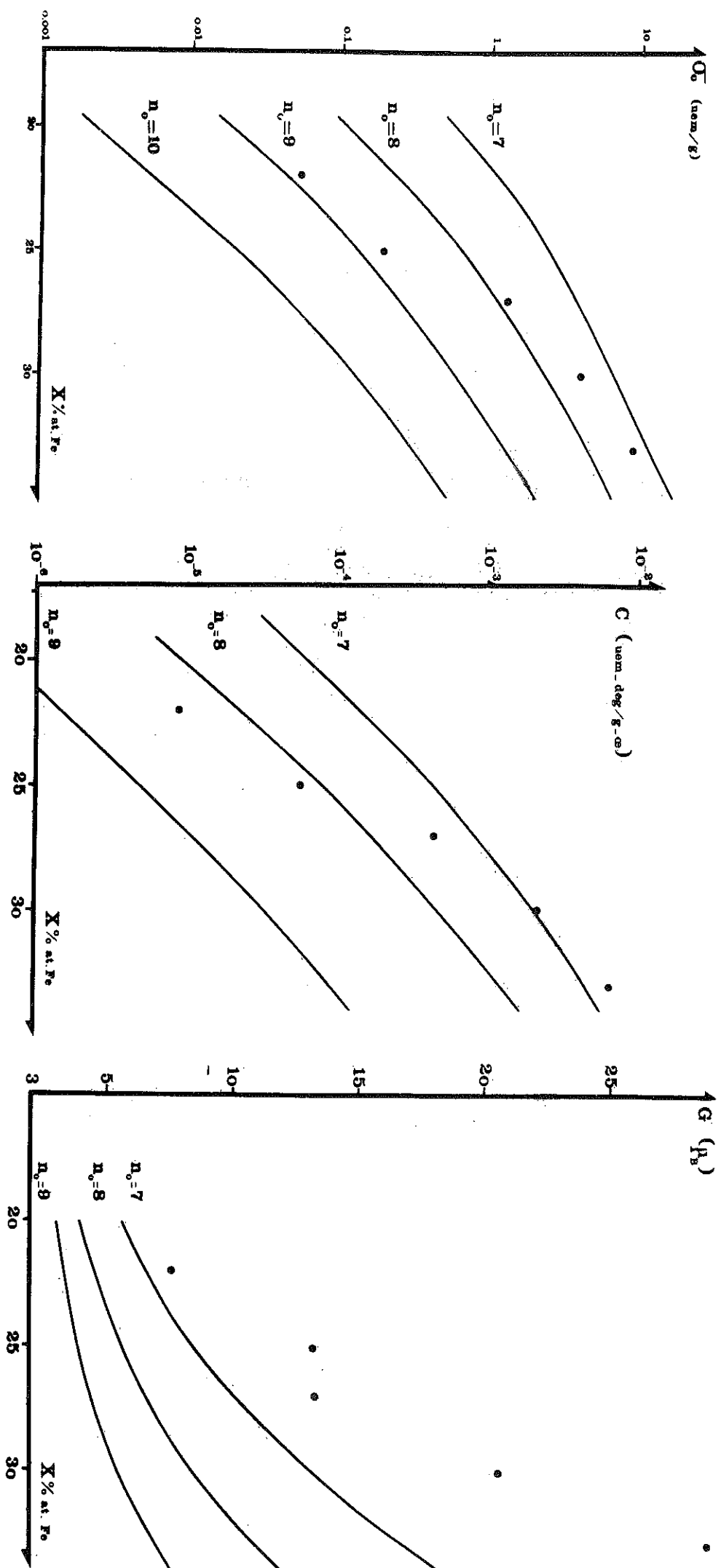


FIG. 12

que $n_0 = 8$ représente d'une manière raisonnable les propriétés magnétiques des échantillons les moins concentrés, bien que le moment géant déduit de la constante de Curie soit deux ou trois fois plus grand que celui prédit par le modèle.

Ce désaccord et le fait que les échantillons les moins concentrés seaturent difficilement même à très basse température sont explicables en introduisant un nouveau type d'atomes de Fer, des atomes presque magnétiques.

3 - Comportement presque magnétique

Expérimentalement, on remarque sur la figure 11 que la susceptibilité initiale des échantillons $x = 22\%$ et $x = 25\%$ s'écarte d'une loi de Curie-Weiss simple déduite de l'équation (37) quand la température augmente. Il faut introduire un terme supplémentaire.

On suppose que certains des atomes presque magnétiques qui viennent d'être définis sont caractérisés par un terme de Curie-Weiss, (C', θ') tandis que les atomes magnétiques obéissent à une loi de Curie (C'') . La susceptibilité indépendante de la température est χ' . On a alors

$$\chi_i = \chi' + \frac{C''}{T} + \frac{C'}{T - \theta'} \quad (40)$$

Ce qui se réécrit

$$T\chi_i = T\chi' + C'' + C' \left(1 + \frac{\theta'}{T - \theta'}\right)$$

La figure 13 représente les courbes $T\chi_i = f(T)$ pour les alliages considérés. Elles sont des droites pour $T > 1$ K, c'est-à-dire que le terme $\frac{C'\theta'}{T - \theta'}$ est négligeable. Ceci entraîne que θ' est négatif.

La pente et l'ordonnée à l'origine fournissent respectivement la susceptibilité χ' et la somme des constantes de Curie $C' + C''$. Les valeurs numériques sont reportées dans le tableau II. Une aimantation σ' correspondante à χ' est définie de la façon suivante : on

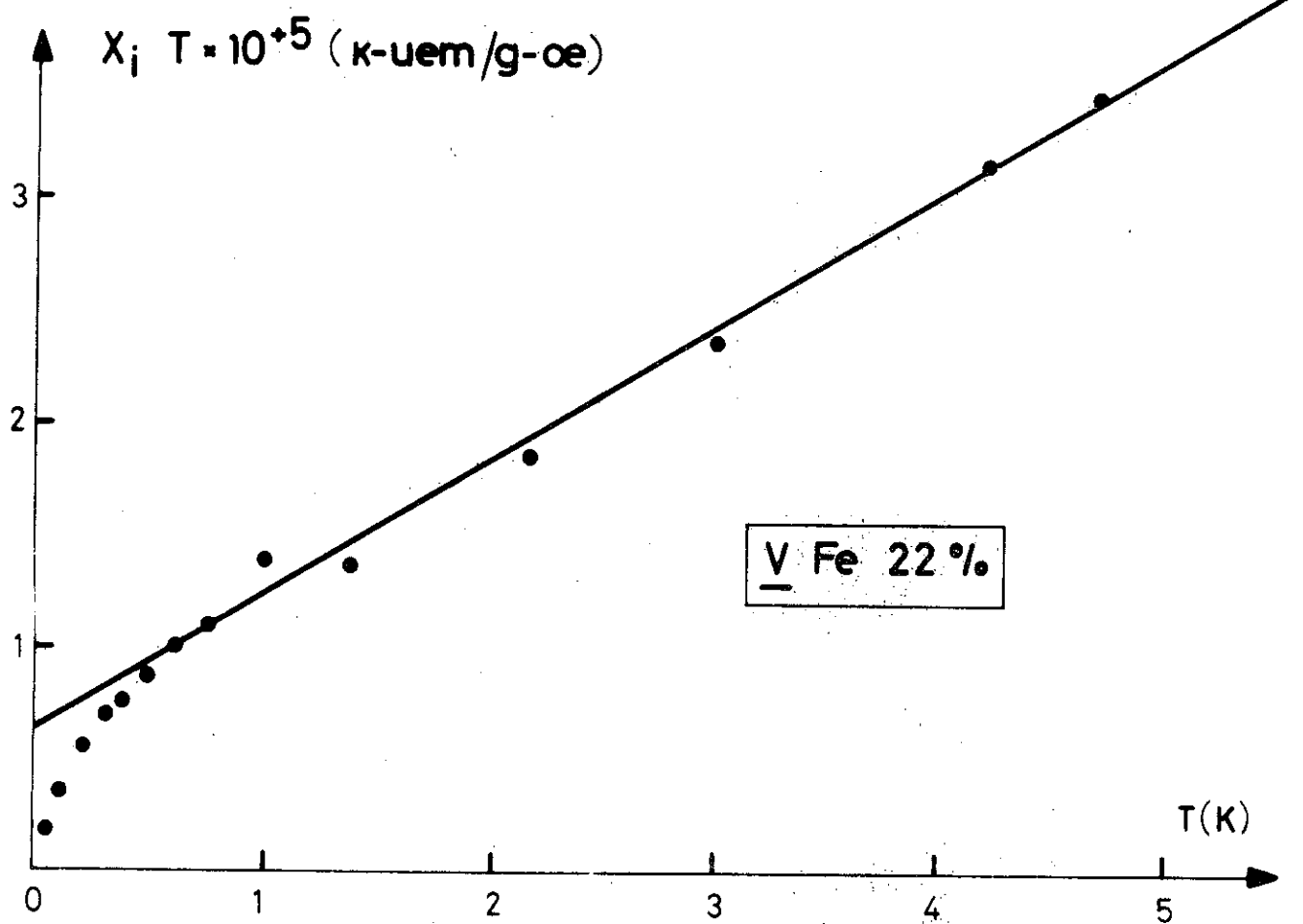
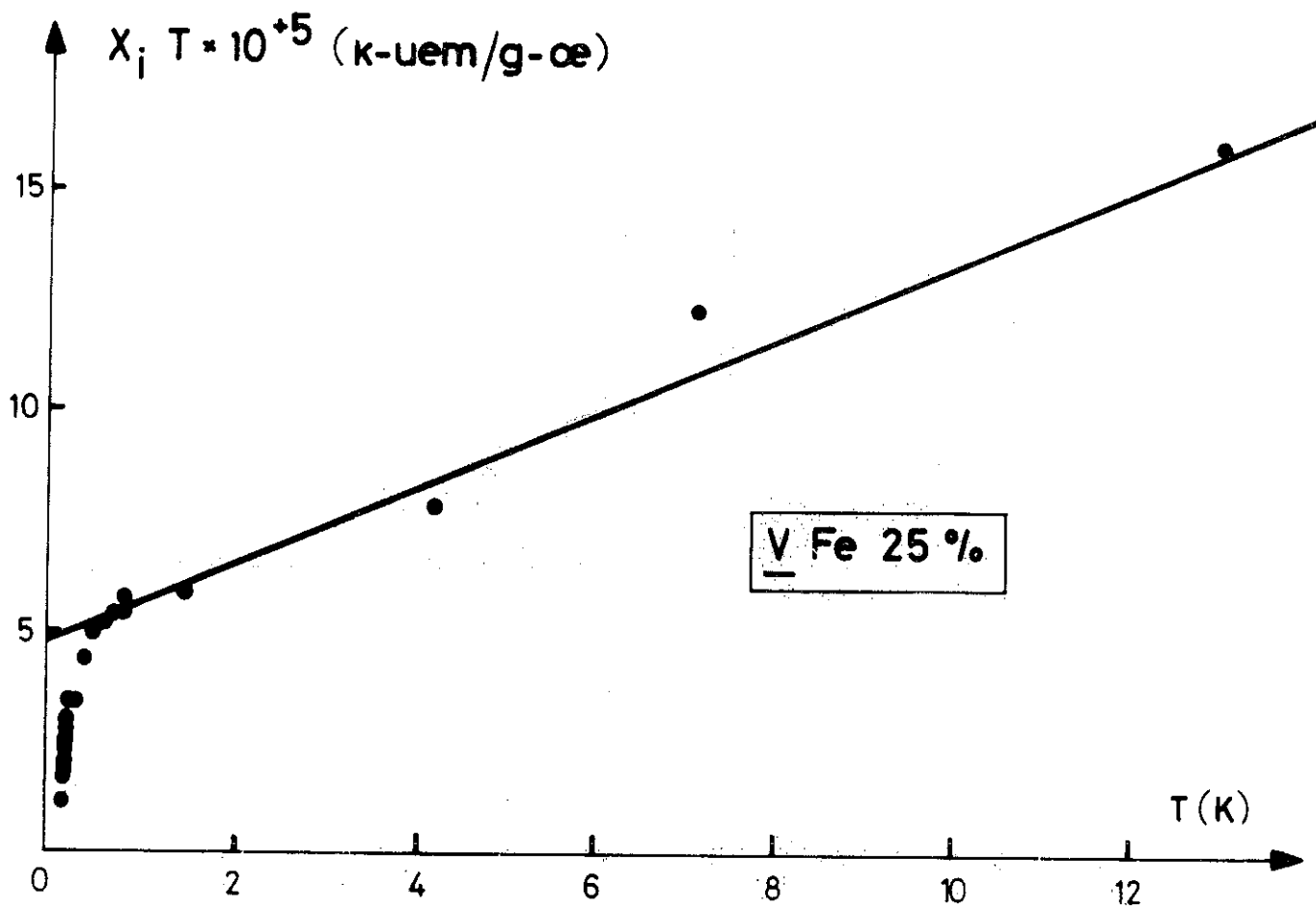


FIG. 13

détermine sur la courbe d'aimantation le point où la tangente est égale à χ' . Le point d'intersection de cette tangente avec l'axe des aimantations est σ' , que l'on corrige de l'aimantation rémanente (de la même façon que pour σ_0).

On en déduit des moments géants G' :

$$\frac{C' + C''}{3 k_B \sigma'} = G'.$$

Ces valeurs sont reportées dans le tableau II ainsi que celles de σ_0 , χ_0 , G pour comparaison.

On remarque alors que χ' est supérieur à χ_0 mais que G et G' sont semblables. Les atomes responsables du terme additionnel à la susceptibilité initiale augmentent le nombre de moments géants mais pas leur valeur.

C'est le rôle des mesures aux neutrons de montrer explicitement l'existence de ces atomes presque magnétiques ainsi définis par analogie avec le Pd Ni et le Pd Ni Fe ⁽¹⁰⁸⁾.

x	$C' + C''$	χ'	χ_0	σ'	σ_0	G'	G
22 %	$6,4 \cdot 10^{-6}$	$5,92 \cdot 10^{-6}$	$4,9 \cdot 10^{-6}$	0,0275	0,056	10,4	7,6
25 %	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$8,86 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-6}$	0,157	0,194	13,9	13,2

Tableau II

4 - Comportement non magnétique

On regroupe sous ce terme toutes les contributions à la susceptibilité en champ fort χ_0 , qui est pratiquement égale à la somme d'un terme de spin χ_d et d'un terme de VAN VLECK χ_{VV} car les susceptibilités de LANDAU et diamagnétiques leur sont inférieures de plusieurs ordres de grandeur. χ_{VV} étant supposée constante à toute

concentration et égale à celle du Vanadium pur ($\chi_{VV} = 1,9.10^{-4}$ uem/g par Oe), la susceptibilité de spin χ_d est égale à

$$\chi_d = \chi_o - 1,9.10^{-4}$$

à chaque concentration.

A l'aide de l'équation (32) où χ est remplacé par χ_d , on calcule les densités d'états au niveau de Fermi $n_p(E_F)$ et $n_\gamma(E_F)$, qui sont représentées sur la figure 14. Les valeurs de γ sont prises dans la référence (68). On remarque alors que les deux quantités sont identiques pour $x < 20\%$ et sont plus faibles que celles relatives au Vanadium pur. Cette variation est expliquée par la modification du nombre d'électrons libres moyenné sur tous les atomes indistinctement suivant le modèle de bande rigide qui représente bien la susceptibilité des alliages faiblement concentrés de métaux 3d dans le Vanadium (voir paragraphe I).

Lorsque la concentration augmente, les densités d'états au niveau de Fermi augmentent aussi et présentent un maximum à la même concentration (approximativement), tandis que n_χ devient supérieur à n_γ . On définit alors le rapport

$$\eta = \frac{n_\chi(E_F)}{n_\gamma(E_F)}.$$

Ici $\eta \neq 3$. Cette valeur s'interprète dans le cadre de la théorie des fluctuations de spin qui prédit que $\eta = \frac{2}{3}$ ou $\frac{2(21+1)}{3}$ suivant que le couplage de HUND est faible ou fort (109). Cette dernière situation est celle du cas magnétique présent ici ; on retrouve alors la valeur expérimentale de 3,33 pour $l = 2$. Or cette théorie est établie pour des impuretés isolées, ce qui n'est pas le cas des alliages proches de la concentration caractéristique. Toutefois, d'autres propriétés caractéristiques de la présence des fluctuations locales de spin sont observées dans les alliages étudiés à propos de la susceptibilité initiale et de la température de Curie paramagnétique θ_p qui s'en déduit.

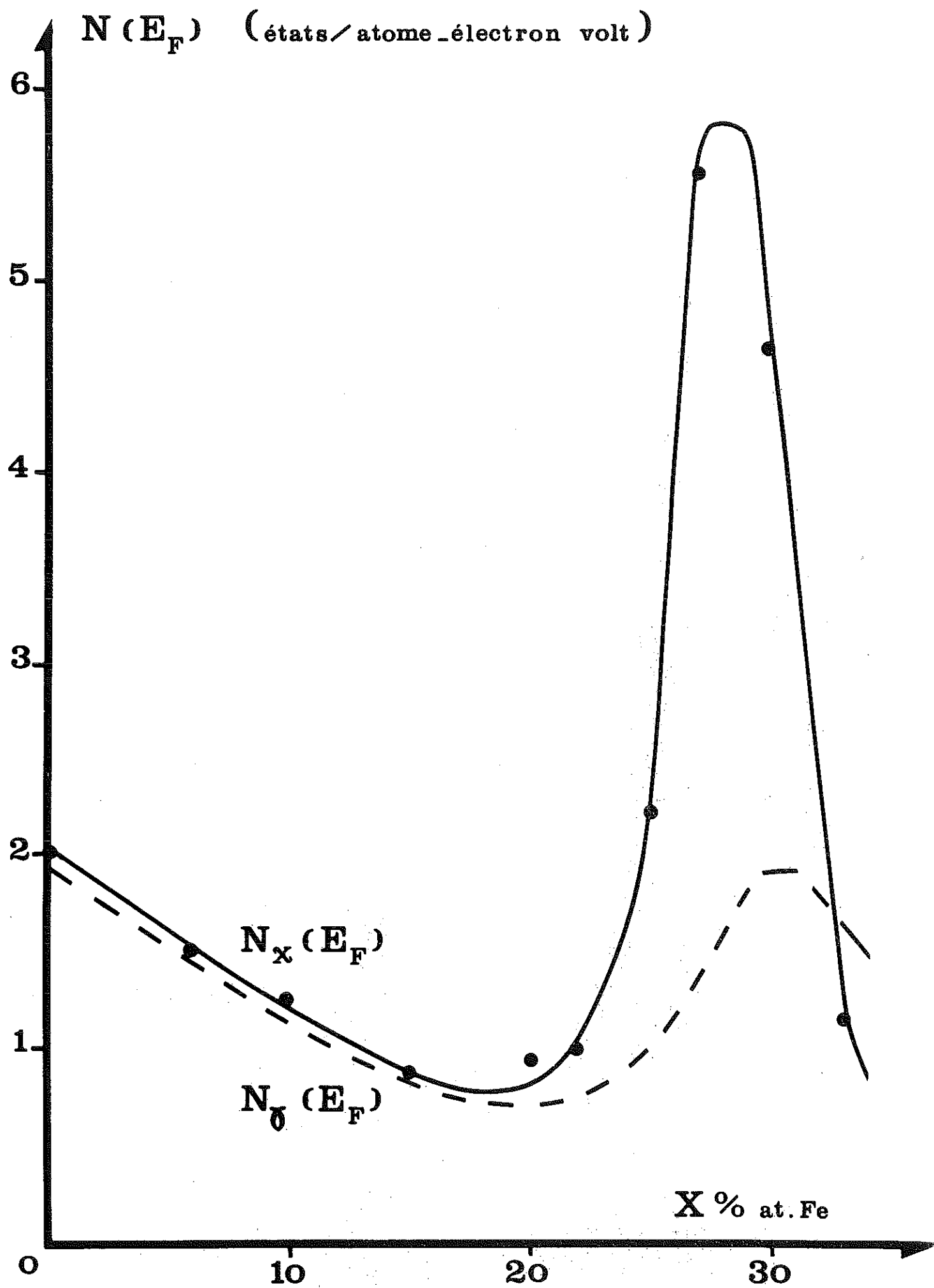


FIG.14

5 - Présence des fluctuations locales de spin

La susceptibilité initiale des échantillons les plus dilués (22 % et 25 %) cesse d'être décrite par l'équation (37) lorsque la température augmente. Il faut alors lui ajouter un terme supplémentaire pour obtenir l'équation (40) qui décrit alors correctement la variation observée à haute température.

Le second point concerne les variations de la température d'ordre T_C et de la température de Curie paramagnétique θ_p représentées sur la figure 15. Dans un ferromagnétique classique, θ_p est toujours plus grande que T_C . Or, ici, cette inégalité est renversée aux concentrations où la loi de Curie-Weiss cesse d'être suivie à hautes températures. De plus, θ_p est négative pour $x = 22$ %.

Le résultat fondamental de la théorie des fluctuations de spin déjà mentionnée à propos de $n(E_F)$ est qu'il existe une température caractéristique T_{sf} au-dessous de laquelle le moment magnétique d'une impureté isolée disparaît⁽¹¹⁰⁾. Si $T \ll T_{sf}$, χ_d est du type Pauli et $\eta = 3,33$. Si $T \gg T_{sf}$, la susceptibilité est de la forme Curie-Weiss avec une température de Curie paramagnétique θ_p négative.

$$\chi_i \sim \frac{1}{T + \theta_p} .$$

L'excédent de susceptibilité initiale qui devrait être introduit à haute température pour que l'équation (37) soit vérifiée pour $x = 22$ % et $x = 25$ % est alors attribué aux atomes dont la température de fluctuation de spin est du même ordre de grandeur que la température où sont effectuées les mesures. Ces atomes sont non magnétiques à température plus basse, ce qui explique que l'équation (37) soit alors bien vérifiée, et non l'équation (40).

T_C est liée au nombre de moments géants ; le fait que son augmentation soit très rapide pour $x > 25$ % indique que le recouvrement augmente et peut alors masquer les propriétés des fluctuations locales de spin qui ne sont alors visibles qu'aux concentrations plus faibles ($x \leq 25$ %).

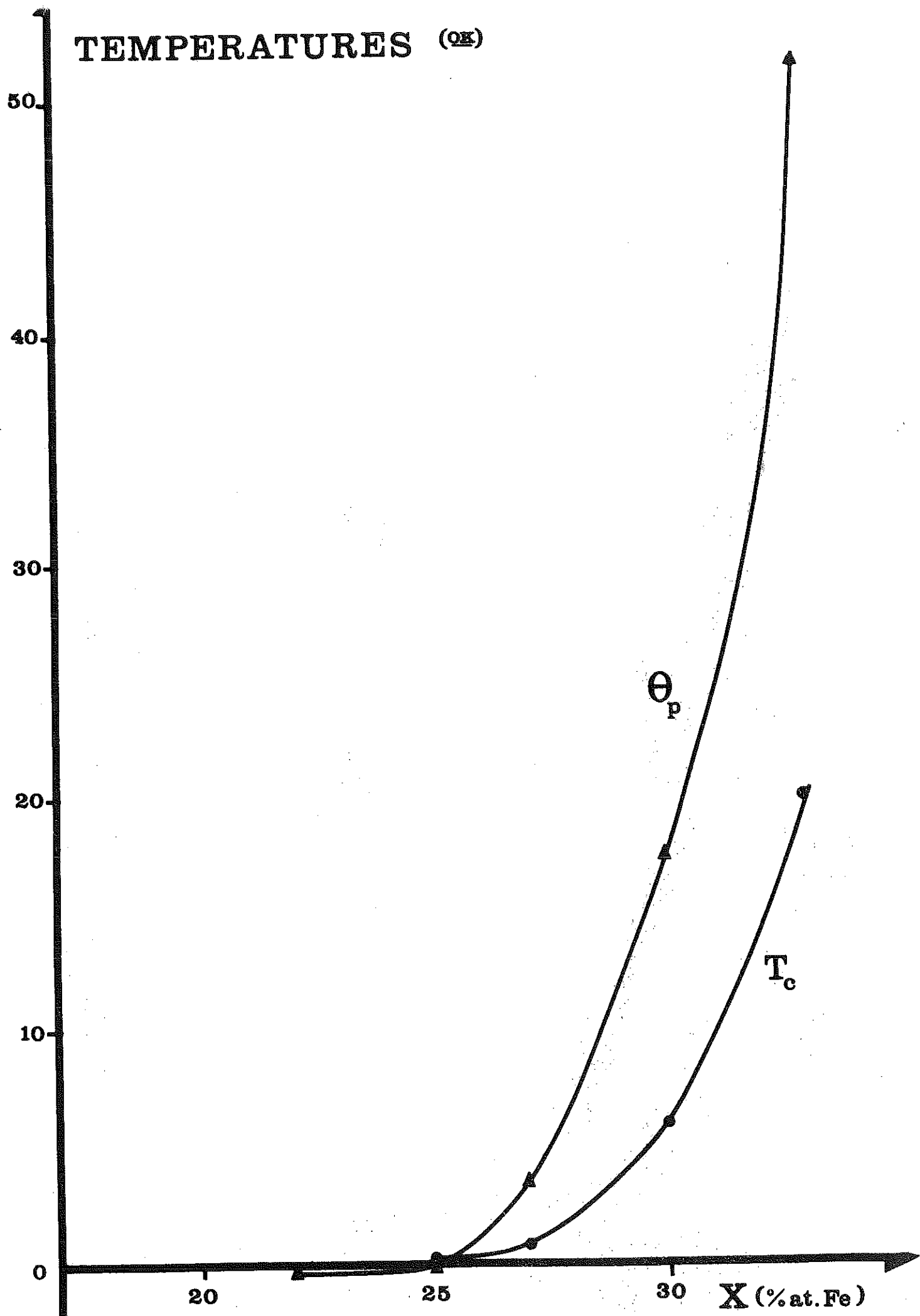


FIG. 15

6 - Nature de l'ordre magnétique

Un pic de susceptibilité initiale en fonction de la température est généralement attribué à l'existence d'un verre de spin⁽¹¹¹⁾ ayant pour origine les interactions RKKY entre moments localisés. A très basses températures et à champ extérieur nul l'aimantation de l'échantillon est distribuée en monodomaines comprenant un certain nombre d'atomes magnétiques dont la direction de leur moment individuel varie d'un atome à l'autre à l'intérieur du même monodomaine. Chacun de ces monodomaines porte un moment magnétique résultant de la compensation incomplète et leur ensemble a les mêmes propriétés magnétiques qu'une assemblée de grains fins, qui sont décrites par la théorie du superparamagnétisme.

Puisque un pic de susceptibilité initiale apparaît pour $x \geq 25 \%$, il est logique de l'attribuer à l'existence d'un verre de spin où un moment géant joue le rôle d'un moment atomique individuel. On peut connaître l'aimantation des monodomaines supposés identiques à l'aide de leur température de blocage T'_{1B} et de la température T_E caractéristique de la chaleur spécifique d'Einstein. Sachant que $T_{1B} = 2 T'_{1B}$ pour des monodomaines identiques l'équation (35) devient

$$M_g = 200 \frac{T'_{1B}}{T_E} \mu_B .$$

Pour $x = 27 \%$, la figure 7 indique que T'_{1B} vaut 0,6 K tandis que les références (73) et (112) indiquent que T_E vaut 0,75 K. L'équation précédente indique alors que l'aimantation d'un monodomaine vaut $160 \mu_B$. Les moments géants contenus dans chaque monodomaine sont donc couplés entre eux. Comme l'alliage n'est pas ferromagnétique, le couplage est probablement dû aux interactions RKKY. D'après le tableau I, le moment non compensé d'un monodomaine est équivalent à 12 moments géants; ceci est la racine carrée du nombre total de moments géants contenus dans un monodomaine ; il y en a donc 150, valeur raisonnable pour un verre de spin⁽¹¹¹⁾.

Pour la concentration supérieure ($x = 33 \%$) on remarque sur la figure 7 que le pic disparaît presque entièrement tandis que la susceptibilité devient constante à basses températures : ceci est

caractéristique d'un ordre ferromagnétique classique où cette valeur limite est égale à l'inverse du coefficient de champ démagnétisant. La référence (113) indique que cet inverse est égal à 0,0858 uem/g - Oe. Cette valeur est inférieure à celle obtenue expérimentalement (0,12 uem/g-Oe). Or, du traînage magnétique est présent dans ces alliages⁽¹¹⁴⁾ : ceci peut expliquer le désaccord entre les valeurs numériques.

La nature ferromagnétique de l'ordre à basse température est toutefois bien établie par la variation brutale de la susceptibilité et par sa valeur constante à basse température pour $x = 33 \%$.

On assiste donc à une transition entre un régime de verre de spin et un ordre ferromagnétique quand la concentration en Fer augmente. Cette transition semble être brutale car la susceptibilité maximum est 100 fois plus grande pour $x = 30 \%$ que pour $x = 27 \%$.

Pour chaque concentration du domaine ferromagnétique, CLAUS⁽¹¹⁴⁾ a montré que la transition entre état paramagnétique et état ferromagnétique correspond à une température d'ordre bien définie, qui peut être masquée par des phénomènes dynamiques. Ceci explique que les aimantations rémanentes représentées sur la figure 7 ne montrent pas de singularité à la température d'ordre T_C même si leur variation est rapide en dessous de T_C .

IV - Supraconductivité des alliages dilués

Il a déjà été reporté que les alliages dilués ($x < 5 \%$) sont supraconducteurs⁽¹¹⁵⁾⁽¹¹⁶⁾. Nous avons trouvé que la supraconductivité subsiste à très basses températures pour $x < 18 \%$.

La comparaison avec les résultats théoriques dépendant beaucoup de la concentration, une analyse chimique est nécessaire pour la connaître avec certitude. Les concentrations déduites de cette analyse sont appelées x_a et ne diffèrent sensiblement des concentrations nominales x que pour $x \leq 20 \%$.

1 - Mesure des températures de transition

Pour $T < 1,5$ K, la température est connue avec suffisamment de précision lors d'une mesure d'aimantation pour pouvoir déterminer les températures de transition T_t . Par contre, cette précision est insuffisante à $T > 1,5$ K. Les températures T_t correspondantes sont alors déterminées par mesure de la résistivité électrique. L'ensemble des valeurs trouvées est représenté sur la figure 16.

L'aimantation dans un champ magnétique inférieur au premier champ critique H_1 permet de connaître le volume supraconducteur, car on a alors

$$0 = H + 4\pi M \quad (41)$$

où M est l'aimantation par unité de volume. Une susceptibilité diamagnétique égale à $-\frac{1}{4\pi}$ est la preuve que l'ensemble de l'échantillon est supraconducteur.

On s'est assuré que l'équation (41) s'applique par des mesures en champs très faibles (< 20 Oe) croissants et décroissants ; l'aimantation a été trouvée réversible, ce qui indique que $H < H_1$. Les valeurs de la susceptibilité diamagnétique ainsi déterminées montrent que tout l'échantillon est supraconducteur, sauf pour $x_a = 18,5$ % ($x = 20$ %). Ceci montre que les alliages faiblement concentrés sont homogènes métallurgiquement, ce qui est confirmé par l'absence d'aimantation rémanente à $T > T_t$, sauf pour $x_a = 18,5$ %.

2 - Présence d'impuretés magnétiques

La première théorie de la supraconductivité établie en 1957 par BARDEEN, COOPER, SCHRIEFFER indique que la température de transition est donnée par la relation suivante

$$T_t = 0,9 \theta_D \exp \left[- \frac{1}{n(E_F)V} \right], \quad (42)$$

où θ_D = température de Debye

$n(E_F)$ = densité d'états au niveau de Fermi

V = paramètre de couplage électron-phonon.

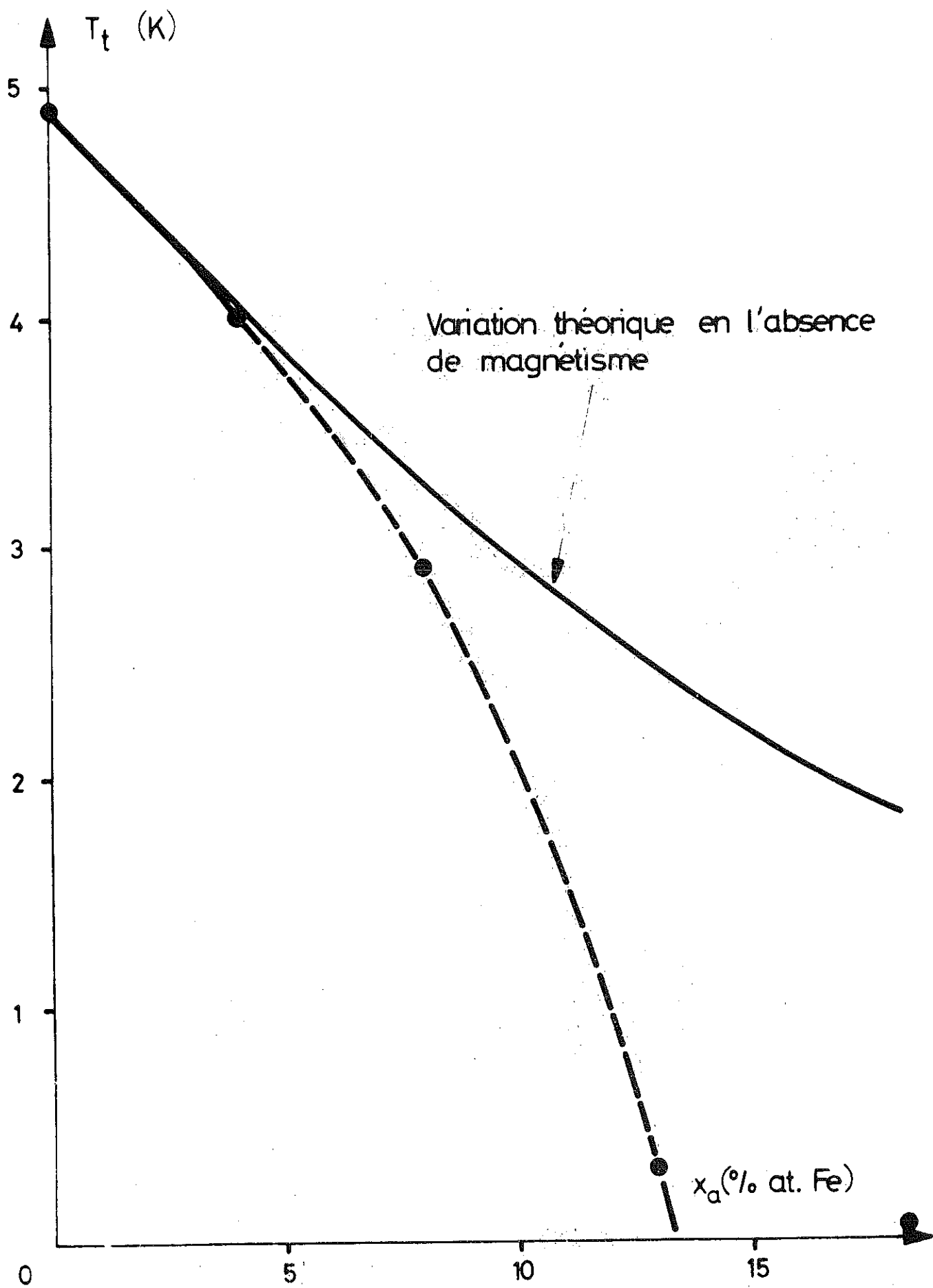


FIG. 16

Des travaux plus récents⁽¹¹⁷⁾ ont montré que dans un alliage entre métaux de transition supraconducteurs les variations de V et de $n(E_F)$ avec la concentration se compensent et que l'exponentielle de (42) peut être considérée comme une constante ne dépendant que de la nature des métaux mis en solution. Dans le cas où l'un des deux n'est pas supraconducteur, on a⁽¹¹⁷⁾

$$\left[\log \frac{T_t}{\theta_D} \right]_{\text{alliage}} = \frac{1}{1-x_a} \left[\log \frac{T_t}{\theta_D} \right]_{\text{Vanad.}} \quad (43)$$

Les températures de DEBYE des alliages sont indiquées dans la référence (68). L'équation (43) indique ce que serait la température de transition en l'absence de tout moment magnétique localisé. La courbe correspondante aussi représentée sur la figure 16 s'écarte de plus en plus des points expérimentaux lorsque x_a augmente. La différence entre les deux est appelée ΔT_t et est représentée sur la figure 17.

Il n'est pas possible de relier la variation obtenue aux concentrations en moments géants données par un modèle d'environnement critique car la matrice supraconductrice où sont dissoutes les impuretés magnétiques n'est pas du Vanadium pur mais un alliage Vanadium-Fer non magnétique dont les propriétés supraconductrices sont inconnues. L'augmentation de ΔT_t avec x_a peut être attribuée à l'existence de moments magnétiques localisés ou de LSF. Leur nombre est trop faible pour être détecté à l'aide des mesures d'aimantation, mais leur existence est une preuve de l'apparition non brutale du magnétisme à la concentration caractéristique.

3 - Conclusion

La présence d'un régime de verre de spin à très basse température pour $x \leq 27\%$ est démontrée par les propriétés suivantes. Il existe un pic de susceptibilité initiale en fonction de la température ; la valeur maximale de cette susceptibilité est 100 fois plus faible que pour les concentrations supérieures ; les monodomains ne portent que $160 \mu_B$. Ceci indique que le magnétisme apparaît localement

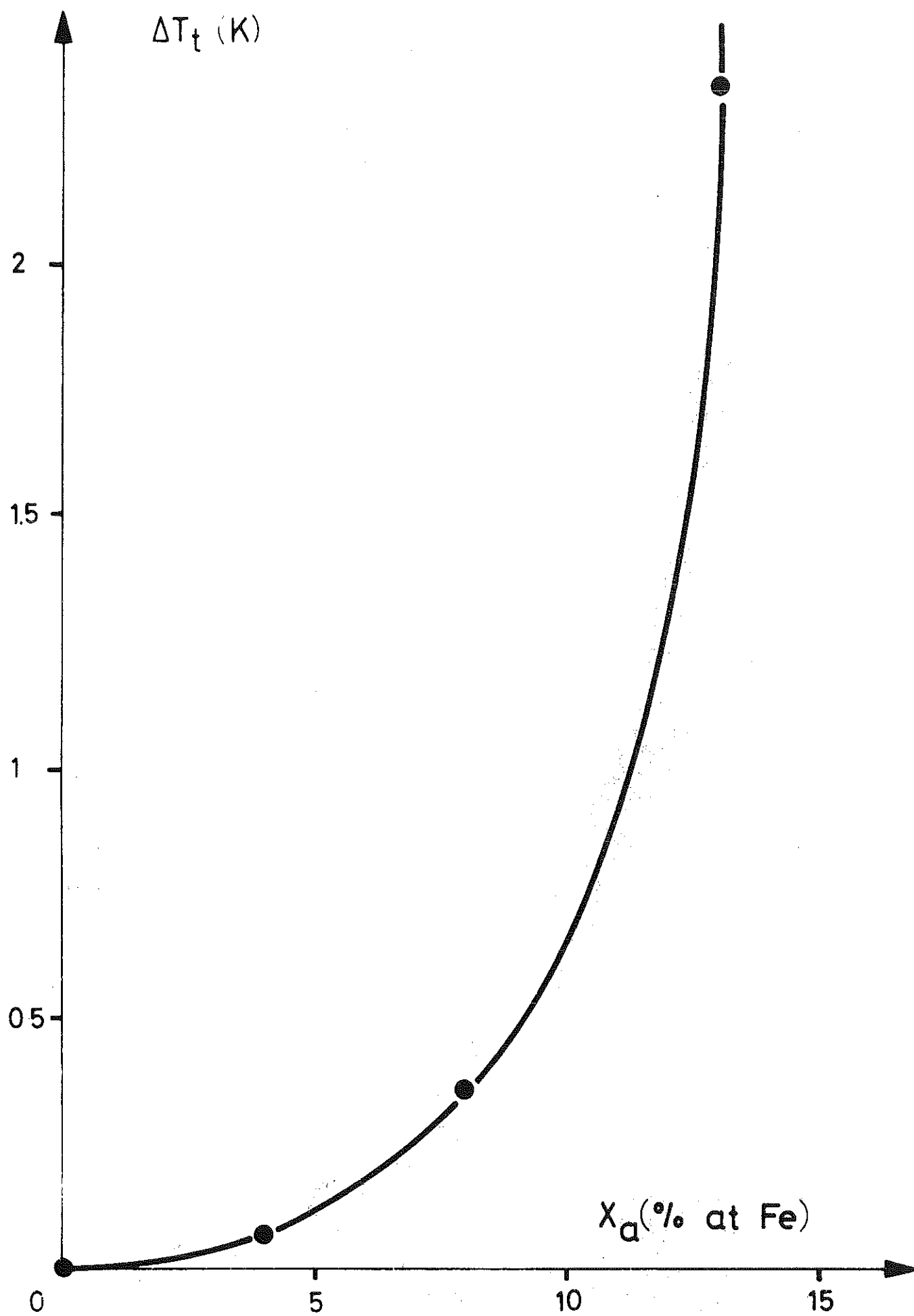


FIG.17

car il n'existe que sur des sites distribués au hasard et n'interagissant entre eux que par le couplage RKKY.

Nous avons aussi mis des moments géants en évidence car l'aimantation se sature rapidement à basse température même dans le domaine verre de spin. Des lois de Curie-Weiss se déduisent des susceptibilités initiales ; les spins individuels fournis par les constantes de Curie correspondantes sont très grands et justifient le terme de moment géant.

Leur valeur est décrite en première approximation par le modèle suivant : un atome de Fer devient actif (magnétique) s'il a au moins 8 autres atomes de Fer dans ses deux premières couches comptées indistinctement.

Il n'y a pas de concentration critique d'apparition du magnétisme car la condition de voisinage peut être satisfaite à concentration infiniment petite, comme l'indiquent les propriétés supraconductrices des alliages dilués. Tout au plus peut-on utiliser phénoménologiquement une concentration caractéristique en dessous de laquelle les moments locaux ne peuvent être évalués à l'aide des méthodes expérimentales habituelles.

Mais il existe par contre une concentration critique d'apparition du ferromagnétisme : elle est comprise entre 27 % et 30 % car la susceptibilité initiale est multipliée par un facteur 100 tandis qu'elle devient égale à basse température à l'inverse du coefficient de champ démagnétisant. Lorsque les moments géants deviennent plus nombreux, leurs interactions détruisent le régime de verre de spin au profit de l'ordre ferromagnétique.

A côté des sites actifs, il existe aussi dans l'alliage des sites passifs : ce sont des atomes de Fer polarisés par les atomes magnétiques.

Ceci explique que le modèle uniquement basé sur les sites actifs ne décrive pas exactement l'ensemble des propriétés magnétiques observées. Ils sont vraisemblablement le siège de fluctuations locales de spin, dont les propriétés principales sont présentes dans l'alliage.

CHAPITRE III

LES ALLIAGES A BASE DE NICKEL

A la différence du V Fe, ces systèmes ont un réseau de BRAVAIS cubique à faces centrées. Ils sont les premiers exemples connus d'apparition du magnétisme par moments géants : la concentration caractéristique est de 44 % pour le Cu Ni⁽¹¹⁸⁾, de 63 % pour le Rh Ni⁽¹¹⁹⁾, de 87,2 % pour le V Ni⁽¹²⁰⁾. Le cas du Pt Ni est plus controversé, mais nous allons montrer qu'il entre aussi dans cette catégorie avec une concentration caractéristique pratiquement égale à celle du Cu Ni.

Les alliages étudiés dans ce chapitre ont déjà été l'objet de mesures magnétiques aux concentrations inférieures à la concentration caractéristique dans le cas du V Ni, et aux concentrations supérieures à la concentration caractéristique dans le cas du Pt Ni. Nous reportons donc les résultats obtenus dans les domaines de concentration complémentaires ; l'ensemble permet alors de décrire l'apparition du magnétisme dans chaque système et, en particulier, d'établir le caractère inhomogène de l'aimantation dans l'alliage Pt Ni dès qu'une aimantation spontanée apparaît. Les mesures en champ de 150 kOe ont été effectuées au SNCI à Grenoble.

I - Le système Vanadium - Nickel

Les études magnétiques antérieures^{(121) (122)} portent sur les échantillons dont la concentration est immédiatement inférieure à la concentration caractéristique ($85 \% \leq x \leq 88 \%$). Les résultats ont d'abord été analysés en introduisant un seul type de moment géant⁽¹²²⁾. Ce modèle s'étant révélé insuffisant pour interpréter globalement le comportement à toutes températures, une décomposition en moments de

$7 \mu_B$ et de $40 \mu_B$ a alors été utilisée⁽¹²¹⁾.

Le présent travail se rapporte aux concentrations plus élevées où il n'est pas apparu nécessaire d'introduire plusieurs types de moments géants pour interpréter nos résultats. Nous emploierons donc une analyse semblable à celle du $\underline{V}$ Fe basée sur un seul type de moments géants.

Afin de relier nos résultats aux études antérieures, nous rappelons l'analyse à un type de moment géant dont les résultats principaux sont les suivants :

- (i) Il existe des moments géants de l'ordre de $40 \mu_B$.
- (ii) La température paramagnétique de Curie est négative pour $x < 87,4 \%$.
- (iii) La variation de l'aimantation à saturation ne peut être représentée par une loi analogue à l'équation (39) qui représente relativement bien le comportement magnétique de l'alliage $\underline{V}$ Fe. En effet l'aimantation à saturation mesurée dans les échantillons de $\underline{V}$ Ni augmente beaucoup plus vite que ce qui peut être prédit par une formule similaire à l'équation (39).

1 - Conditions expérimentales

La concentration des échantillons étudiés est comprise entre $87,6 \%$ et 94% de Nickel dans le Vanadium (les concentrations appelées x représentent toujours celles du Nickel dans chaque alliage bien que le Vanadium soit fortement minoritaire).

L'appareillage utilisé fournit un champ magnétique pouvant atteindre 150 kOe à l'aide d'une bobine en cuivre, qui peut aussi fournir des champs très faibles (5 Oe).

Les températures d'ordre magnétique T_C des échantillons utilisés sont suffisamment élevées pour que la température minimale employée ($4,2 \text{ K}$) soit équivalente au zéro absolu. Par contre, le domaine des températures accessibles s'étend jusqu'à la température ambiante.

La figure 18 montre les courbes d'aimantation jusqu'à $H = 150$ kOe à la température $T = 4,2$ K. On voit qu'il apparaît une saturation σ_0 d'autant plus facilement que la concentration en nickel est plus élevée.

Comme au chapitre précédent, les susceptibilités initiales déduites des pentes à champs faibles en fonction de la température seront exposées après avoir déterminé l'état métallurgique de la solution solide.

2 - Etat de la solution solide

Les échantillons sont préparés par fusion dans un four à arc. Ils sont ensuite chauffés à 1050°C pendant une journée sous atmosphère d'Hélium puis trempés à l'eau. Ce traitement thermique a pour but d'éliminer le plus possible les précipités de Vanadium, dont la présence entraîne celle de régions formées par du Nickel pur. Il existe toujours toutefois une ARI au-delà de la température de Curie qui est représentée sur la figure 19 en fonction de la température pour tous les échantillons mesurés.

L'extrapolation des parties linéaires de chaque ARI est plus ou moins facile suivant la température d'ordre mais permet de définir les paramètres T'_B et M'_0 tels qu'ils apparaissent sur la figure 7. Par analogie avec le $\underline{V}$ Fe, on attribue ces valeurs à la présence de précipités de Nickel dont l'ordre de grandeur de leur taille ($10^{+5} \mu_B$) est le même que celui des précipités de Fer dans le $\underline{V}$ Fe car les températures de blocage T'_{2B} sont semblables (voir figure 19).

3 - Moments géants

Afin de tenir compte de la présence des précipités de Nickel, les susceptibilités initiales sont les pentes des courbes d'aimantation à champ faible au point $H = 100$ Oe, car c'est à partir d'ici que les isothermes à hautes températures sont des droites. Ceci est visible sur la figure 20 qui représente quelques isothermes à champs faibles pour

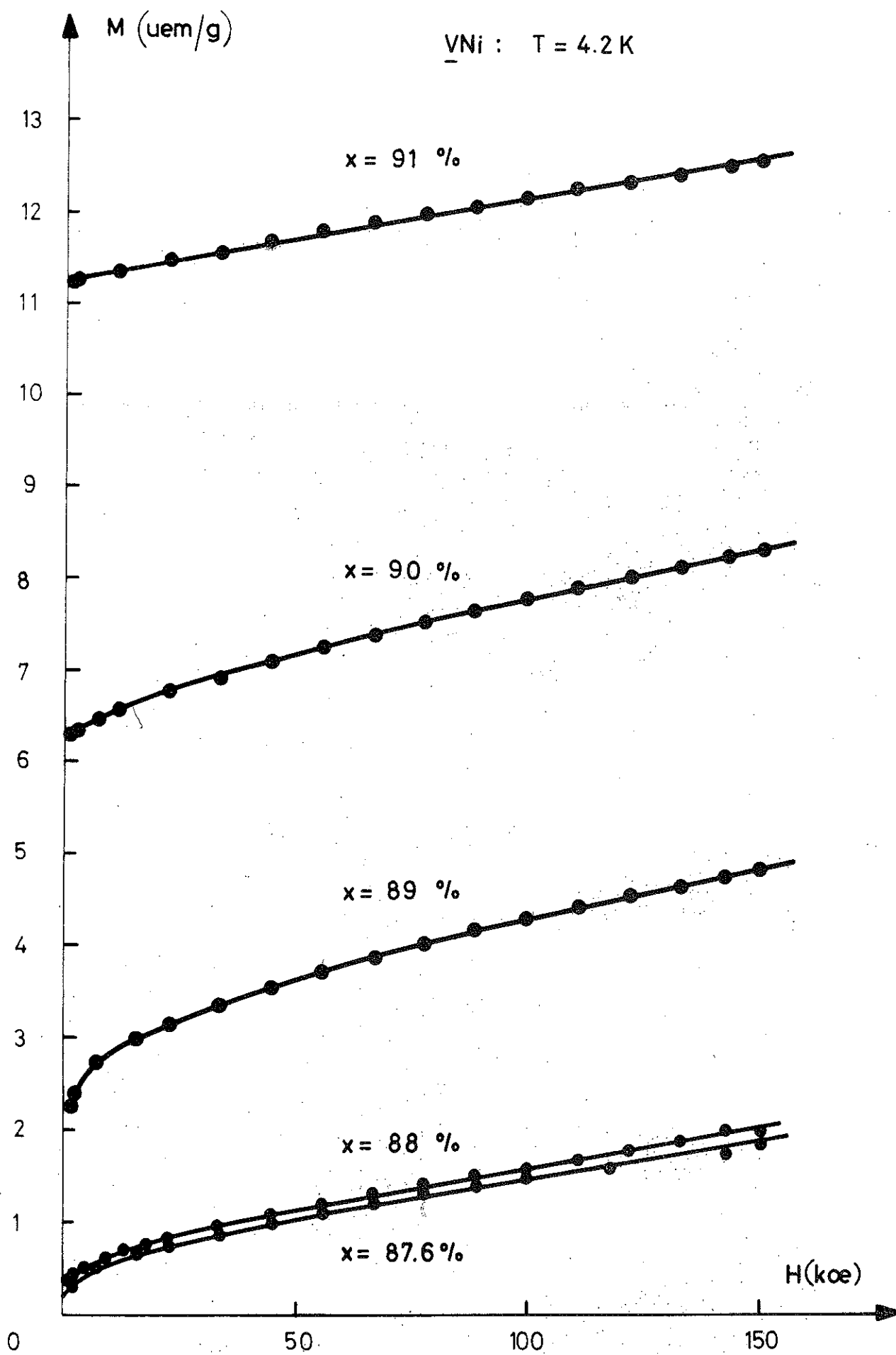


FIG.18

AIMANTATIONS REMANENTES

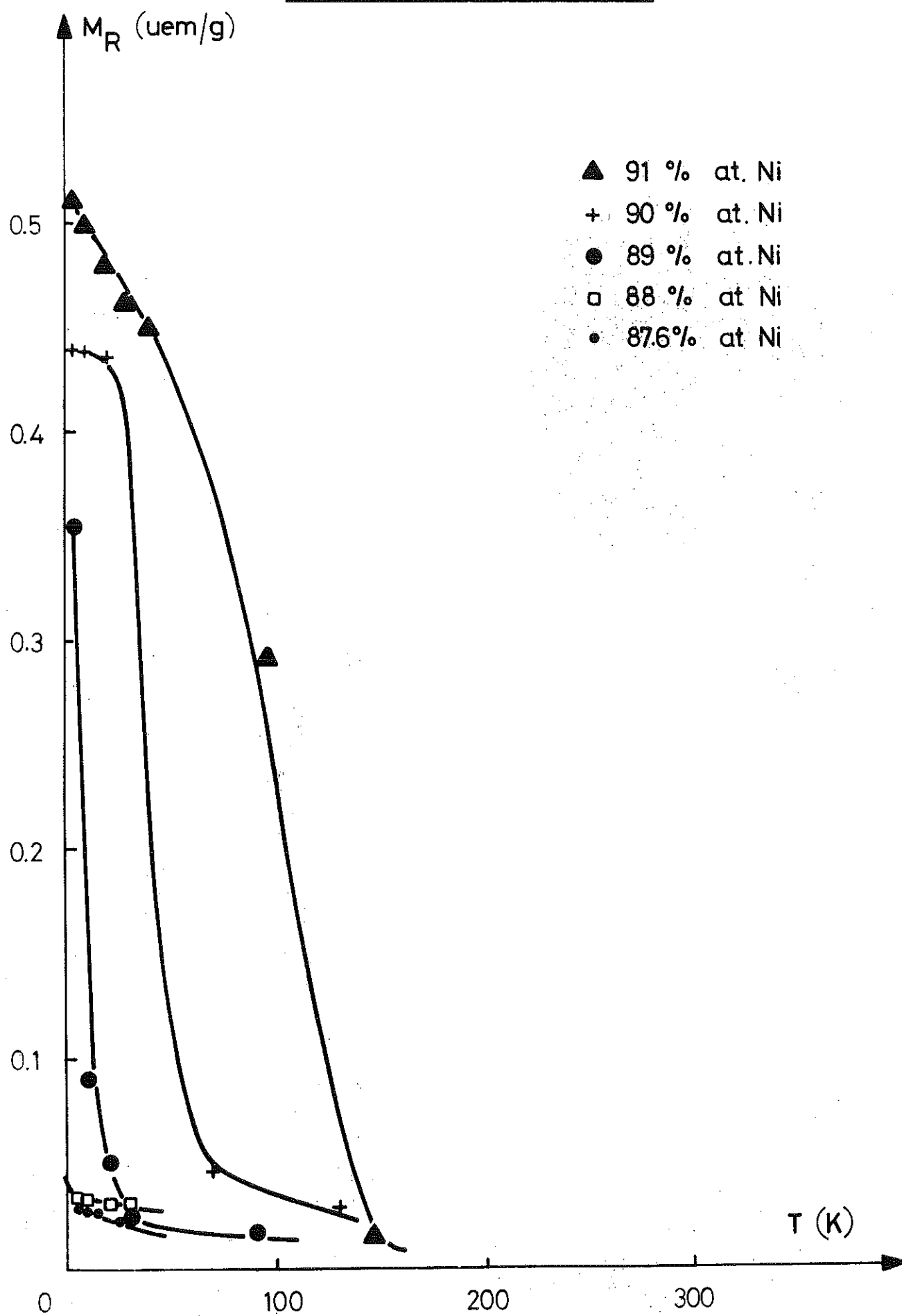


FIG.19

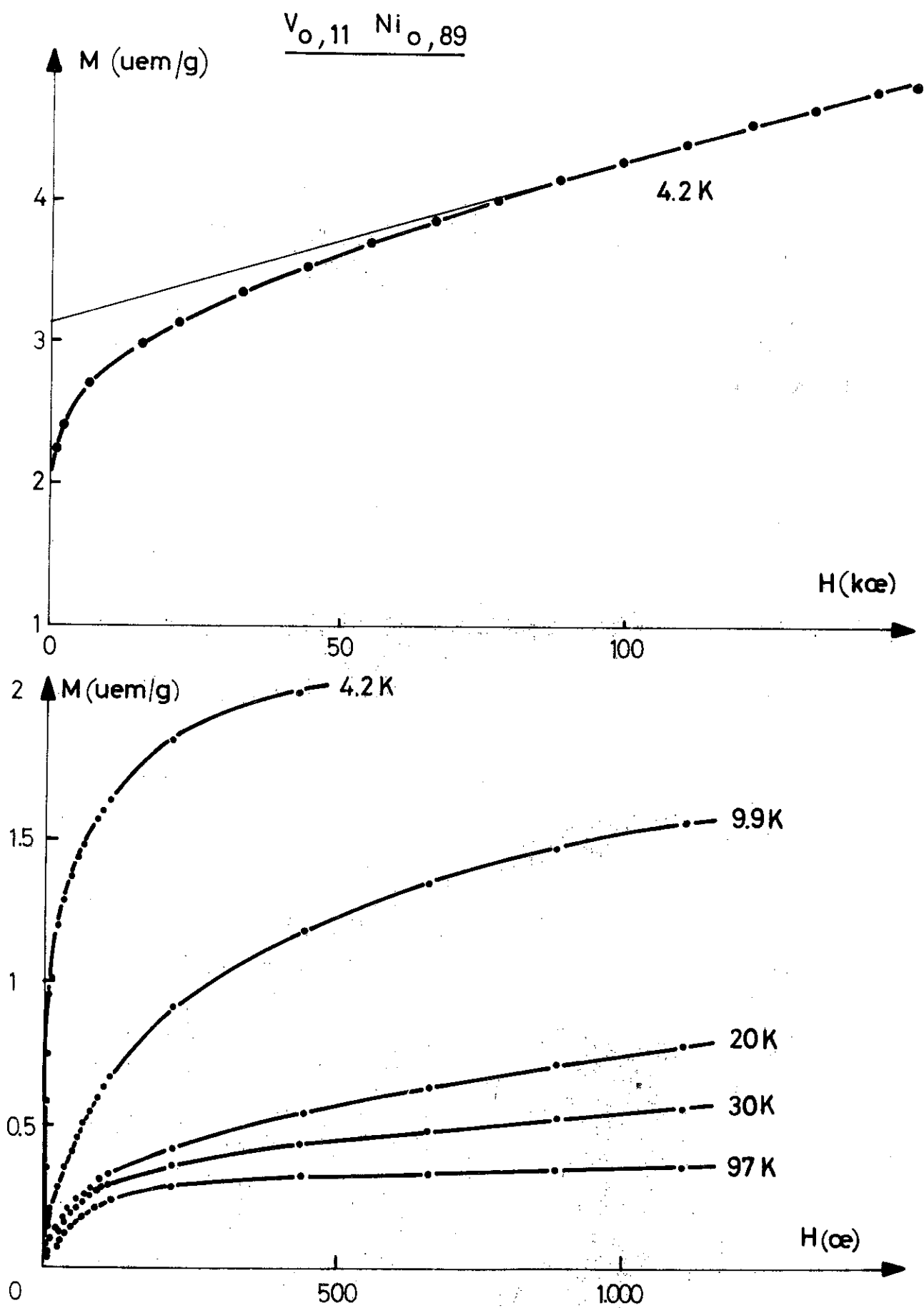


FIG. 20

$x = 89 \%$ ainsi que la courbe d'aimantation complète pour $T = 4,2 \text{ K}$. La figure 21 montre les susceptibilités ainsi mesurées. Nous n'avons pas observé de pic de susceptibilité initiale en fonction de la température.

Le fait que les échantillons les plus dilués se saturent plus difficilement indique que leur susceptibilité initiale risque de ne pas être représentée par l'équation (37) simple utilisée pour le $\underline{\text{V Fe}}$. On essaie alors la fonction

$$\chi_i = \frac{c'}{T-\theta'} + \chi' \quad (44)$$

où χ' n'est pas forcément égale à χ_0 et est déterminée uniquement à partir des mesures en champ faible, comme pour l'équation (40). -On rappelle que l'équation (44) décrit bien le comportement des alliages très dilués⁽¹²²⁾ dans un petit domaine de température-.

Les lois de Curie-Weiss déduites de l'équation (44) sont représentées sur la figure 22. On en déduit χ' , c' , θ' dont les valeurs sont reportées dans le tableau III. On y remarque que χ' est inférieure à χ_0 pour $x < 89 \%$ en accord avec les résultats déjà établis : cela indique que les alliages ne sont pas saturés à $T = 4,2 \text{ K}$ en champ de 150 kOe . Par contre, aux concentrations supérieures $\chi' = \chi_0$ et la pente finale χ_0 a vraiment un sens physique : c'est la susceptibilité indépendante de la température.

Les moments géants se déduisent de ces valeurs lorsque l'aimantation à saturation correspondante à la susceptibilité indépendante de la température est connue. Pour les alliages où $\chi' \neq \chi_0$ il n'est pas justifié d'utiliser σ_0 dans l'équation (38). On détermine alors une aimantation σ' en traçant sur la courbe d'aimantation en champ intense une droite de pente χ' qui passe par le point mesuré en champ maximum. L'intersection de cette droite avec l'axe des aimantations fournit une limite inférieure que l'on corrige de l'aimantation rémanente. Les valeurs des moments géants s'en déduisent et sont reportées sur la figure 23 et dans le tableau III.

V Ni

Susceptibilities initiales

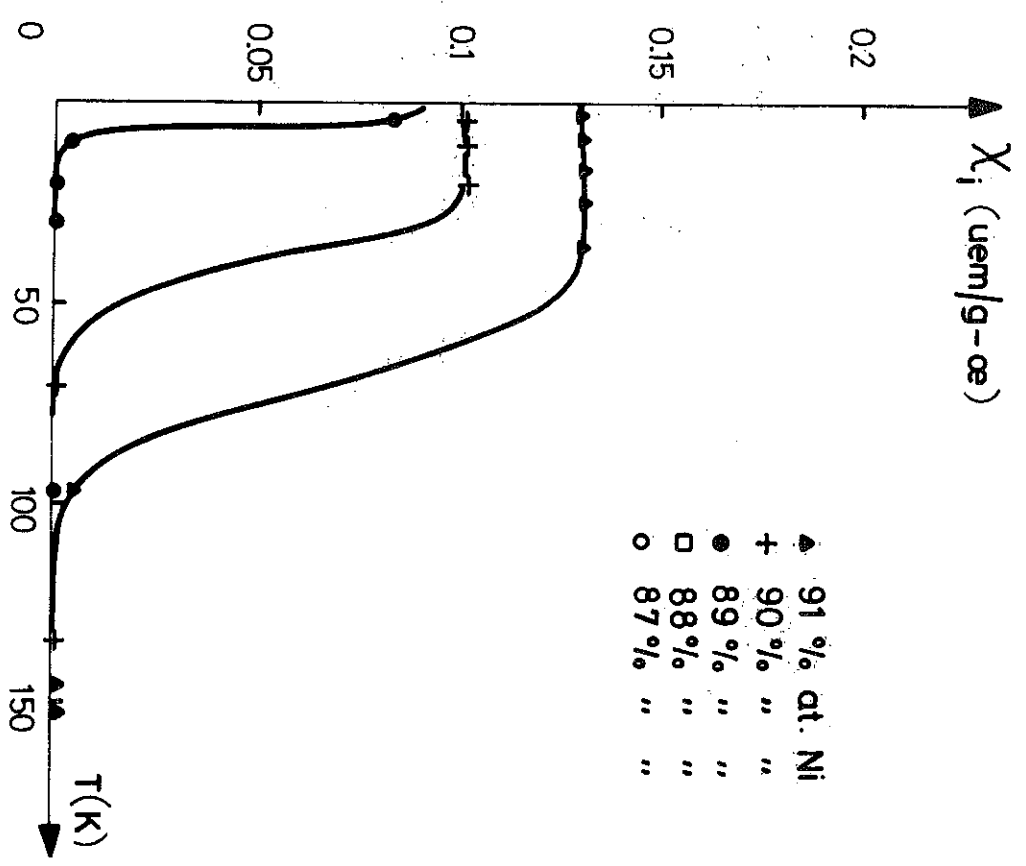
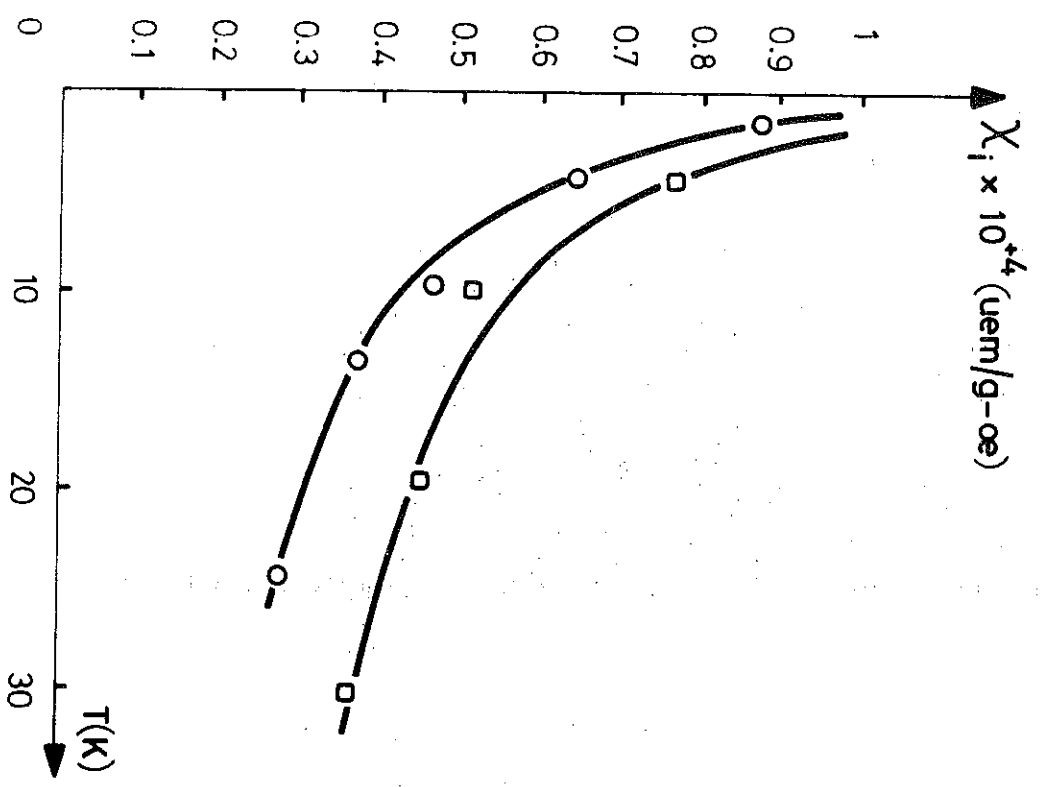


FIG. 21

V Ni

Lois de Curie-Weiss

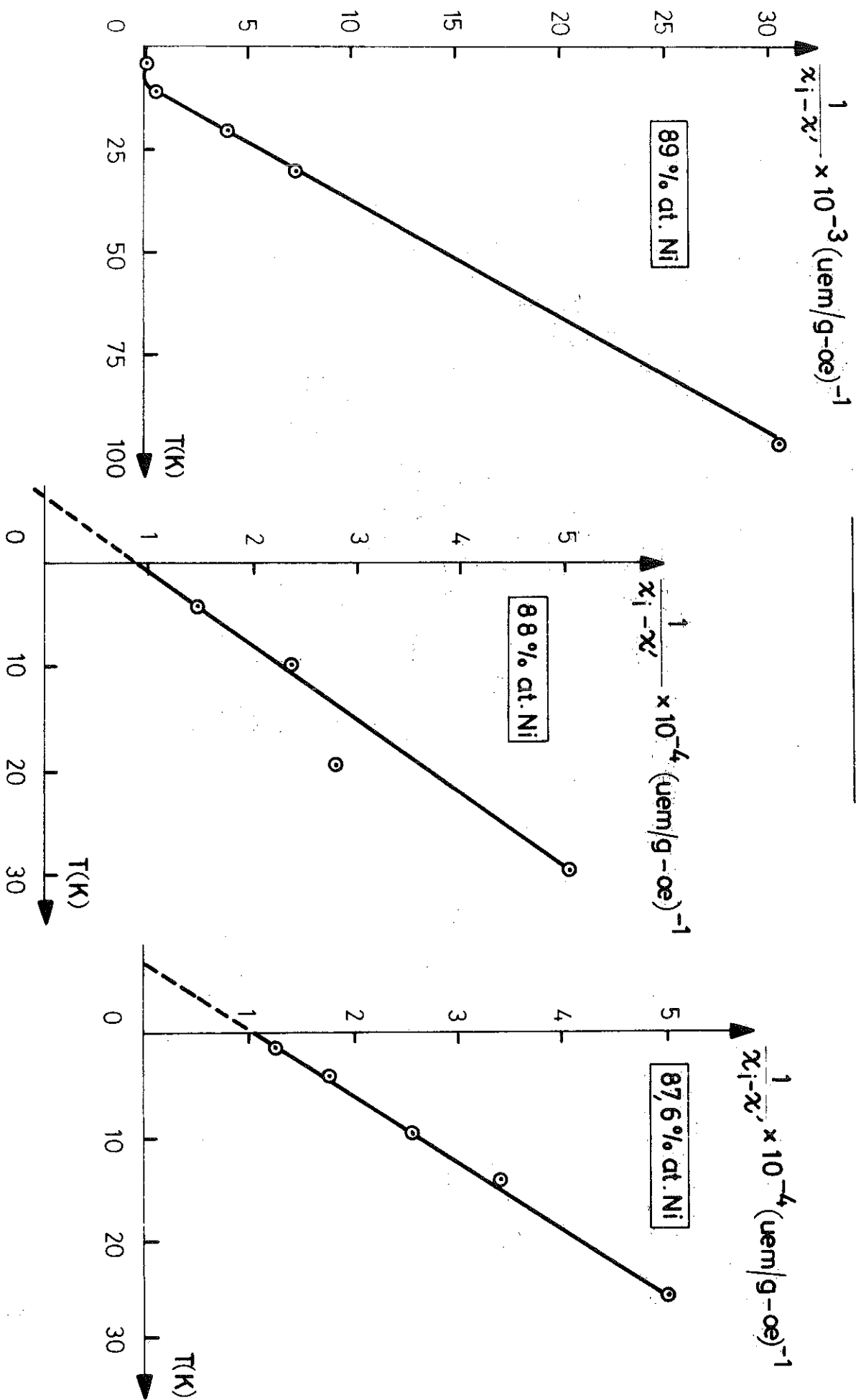


FIG . 22

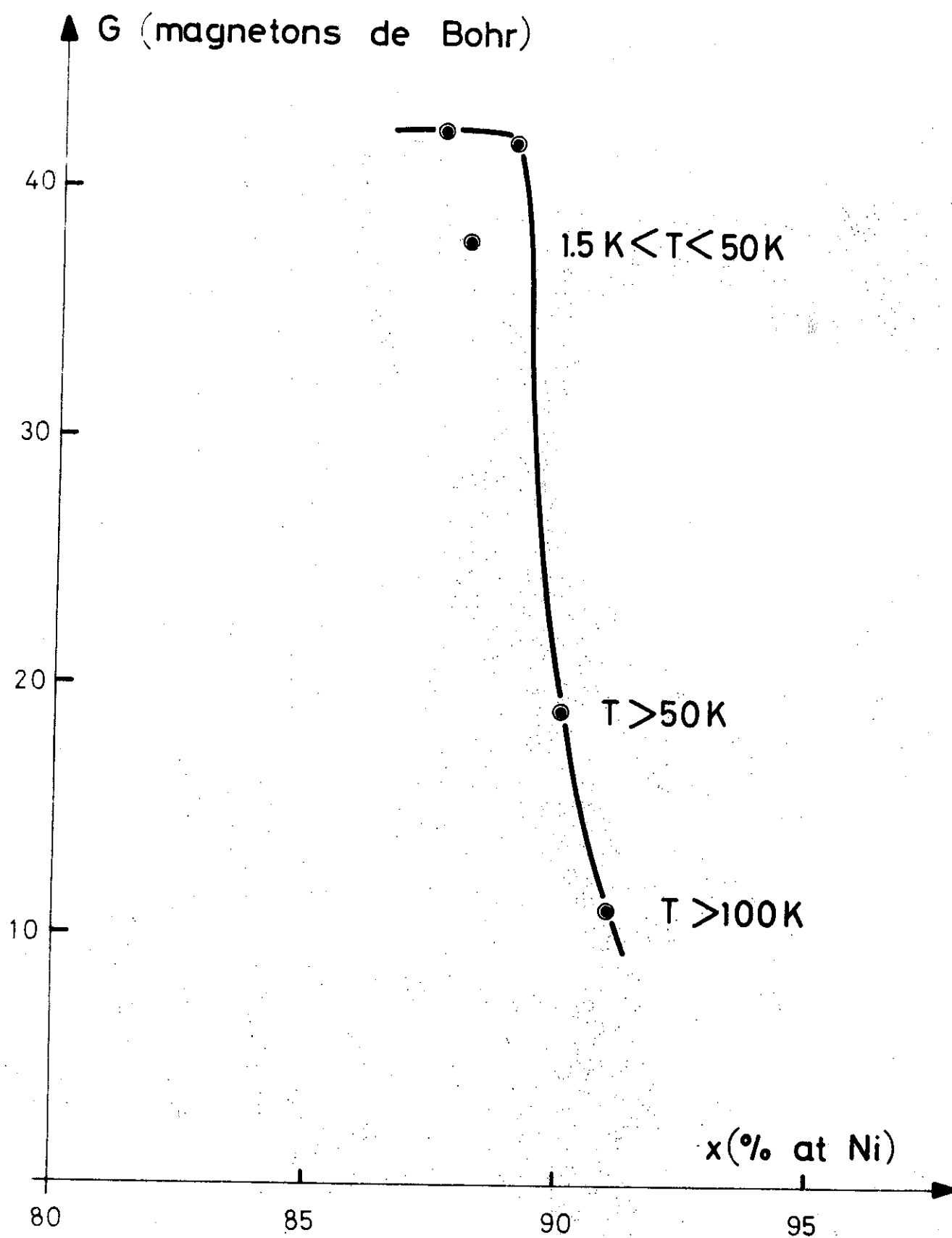


FIG. 23

On remarque que la susceptibilité χ' est identique à la susceptibilité χ_0 directement déduite de la pente en champs forts pour $x = 89 \%$, qui est un alliage ferromagnétique. Cette identité se retrouve dans le système V Fe (voir chapitre précédent) ; elle semble donc être une des propriétés des alliages ferromagnétiques au-dessus de leur température de Curie. Comme les alliages V Ni avec $x = 90 \%$ et 91% sont ferromagnétiques, on utilise χ_0 pour analyser les susceptibilités initiales conformément à l'équation (37). Les résultats qui s'en déduisent sont aussi reportés dans le tableau III.

4 - Homogénéisation de l'aimantation

A partir de 89% , l'aimantation à saturation est proportionnelle à la concentration x . La figure 24 montre qu'elle est alors bien représentée par la loi

$$\sigma_0 = A (x - x_0) \quad (45)$$

avec $x_0 = 0,884$ et $A = 424$ uem/g.

Cela signifie que, dans ce domaine de concentration, chaque atome de Nickel ajouté contribue en moyenne pour $0,44 \mu_B$ à l'aimantation à saturation de l'alliage considéré. La valeur des moments géants semble diminuer lorsque la concentration nominale augmente (voir tableau III et figure 23). Cela est dû au fait suivant : Les moments géants existant aux concentrations plus basses ne sont plus indépendants et s'interpénètrent de plus en plus lorsque le nombre d'atomes de Nickel qui les forme augmente. Les énergies d'interaction correspondantes deviennent comparables à celles assurant la cohésion d'un moment géant individuel. La mesure nécessitant des températures relativement hautes pour déterminer les constantes de Curie, l'énergie thermique en résultant dissocie chaque moment individuel aussi bien qu'elle les découple entre eux. Il existe encore toutefois des Nickel non ou peu magnétiques dans cette hypothèse : ceci explique que chaque atome de Nickel supplémentaire ne contribue en moyenne que pour une valeur inférieure à $0,6 \mu_B$ à l'aimantation à saturation et que le moment

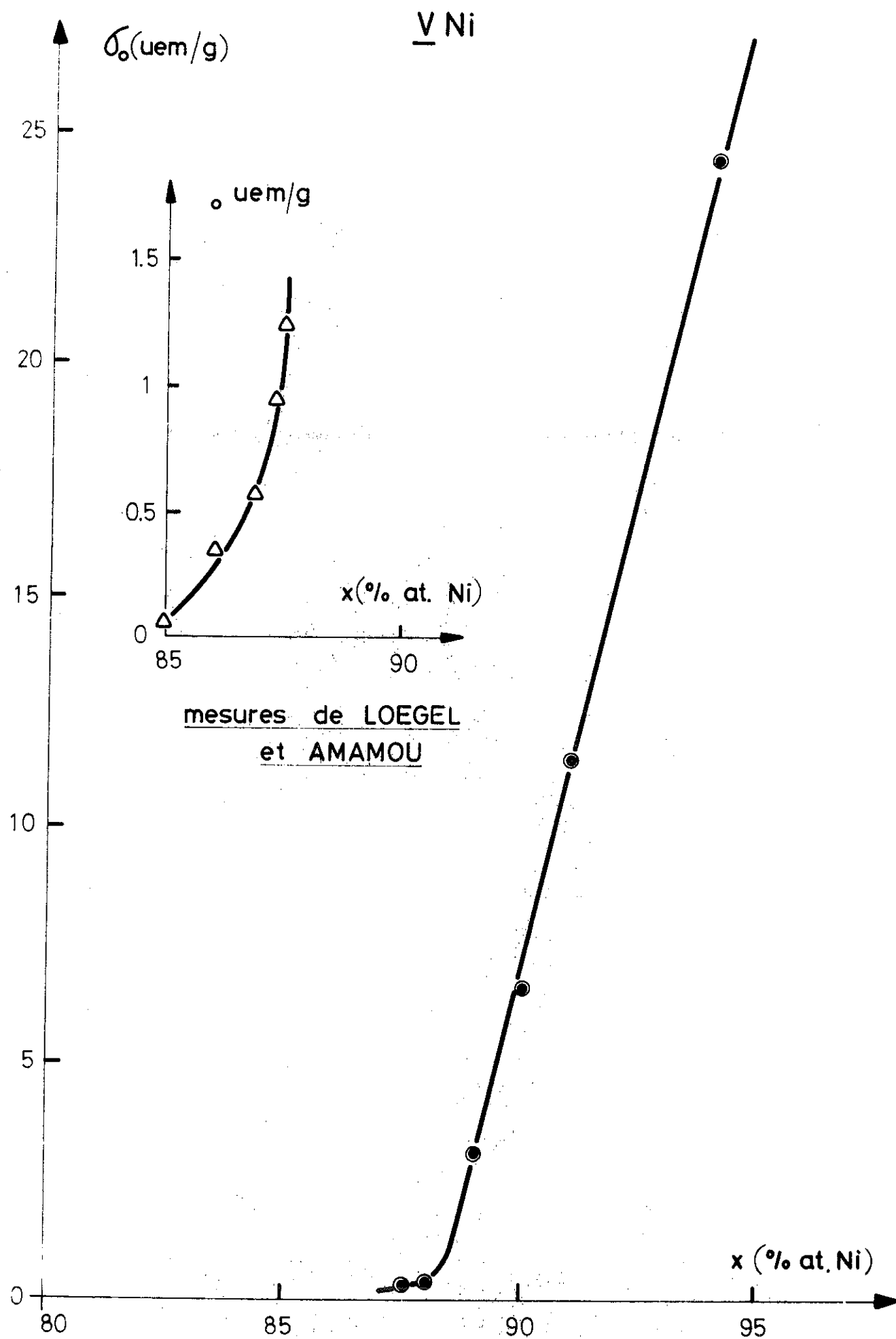


FIG. 24

x (% at.Ni)	σ_0 (uem/g)	σ' (uem/g)	C' ou C (uem-K/g-Oe)	χ' (uem/g-Oe)	χ° (uem/g-Oe)	θ ou θ' (K)	G (μ_B)
87,6	0,61	0,68	$0,638 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$7,93 \cdot 10^{-6}$	- 6,5	41,9
88	0,71	0,73	$0,610 \cdot 10^{-3}$	$7,91 \cdot 10^{-6}$	$8,55 \cdot 10^{-6}$	- 6,4	37,5
89	3,08	3,08	$2,90 \cdot 10^{-3}$	$11,5 \cdot 10^{-6}$	$11,5 \cdot 10^{-6}$	9	42,1
90	6,62	/	$2,85 \cdot 10^{-3}$	/	$10,2 \cdot 10^{-6}$	61	19,2
91	11,3	/	$2,88 \cdot 10^{-3}$	/	$7,59 \cdot 10^{-6}$	131	11,4
94	25,9	/	/	/	$3,3 \cdot 10^{-6}$	/	

Tableau III

Le système V Ni

moyen par atome de Nickel soit faible.

5 - Propriétés du ferromagnétisme faible

Les fonctions $M^2 = f(H/M)$ relatives aux courbes d'aimantation du Nickel pur sont des droites à température constante. Le Nickel est dit obéir aux critères d'Arrott, ce qui est généralement reconnu pour caractériser le ferromagnétisme homogène. Comme la concentration en Nickel dans nos alliages est de l'ordre de 90 %, il est logique de tenter d'analyser les résultats obtenus à l'aide des critères d'Arrott et de les interpréter dans le cadre de la théorie du ferromagnétisme itinérant⁽¹²³⁾. Cette théorie conduit à une aimantation homogène car tous les électrons des couches les plus externes sont mis en commun et participent collectivement à l'aimantation macroscopique de l'alliage.

Les fonctions $M^2 = f(H/M)$ relatives à nos échantillons sont représentées sur la figure 25 avec différentes échelles : on voit que seules les fonctions relatives aux alliages les plus dilués (87,6 % et 88 %) ne sont pas des droites. En particulier, on observe une droite pour $x = 88$ % et une courbe pour $x = 89$ %. Or, il existe dans ces deux alliages des moments géants de $40 \mu_B$ (voir figure 23) ; ils sont seulement en plus grand nombre pour $x = 88$ % que pour $x = 89$ %. Les critères d'Arrott ne caractérisent donc pas l'apparition d'une phase magnétique complètement homogène dans l'alliage V_{Ni} . Tout au plus peuvent-ils signifier qu'il reste très peu d'atomes porteurs de moment nul.

Des améliorations⁽¹²³⁾ à la théorie de base de Stoner indiquent que les critères d'Arrott sont encore vérifiés même si l'aimantation n'est pas parfaitement homogène ; c'est ce qui se passe ici à cause du recouvrement entre moments géants lorsque x augmente. On peut donc dire que la présence de moments géants (conséquence de l'apparition locale du magnétisme) et le fait que l'aimantation obéisse aux lois d'Arrott ne sont pas incompatibles dans l'alliage V_{Ni} . Ceci indique simplement que les moments géants se recouvrent dès qu'ils deviennent très nombreux ; ils perdent alors leur individualité tandis que des maxima d'aimantation peuvent naître dans les régions de recouvrement.

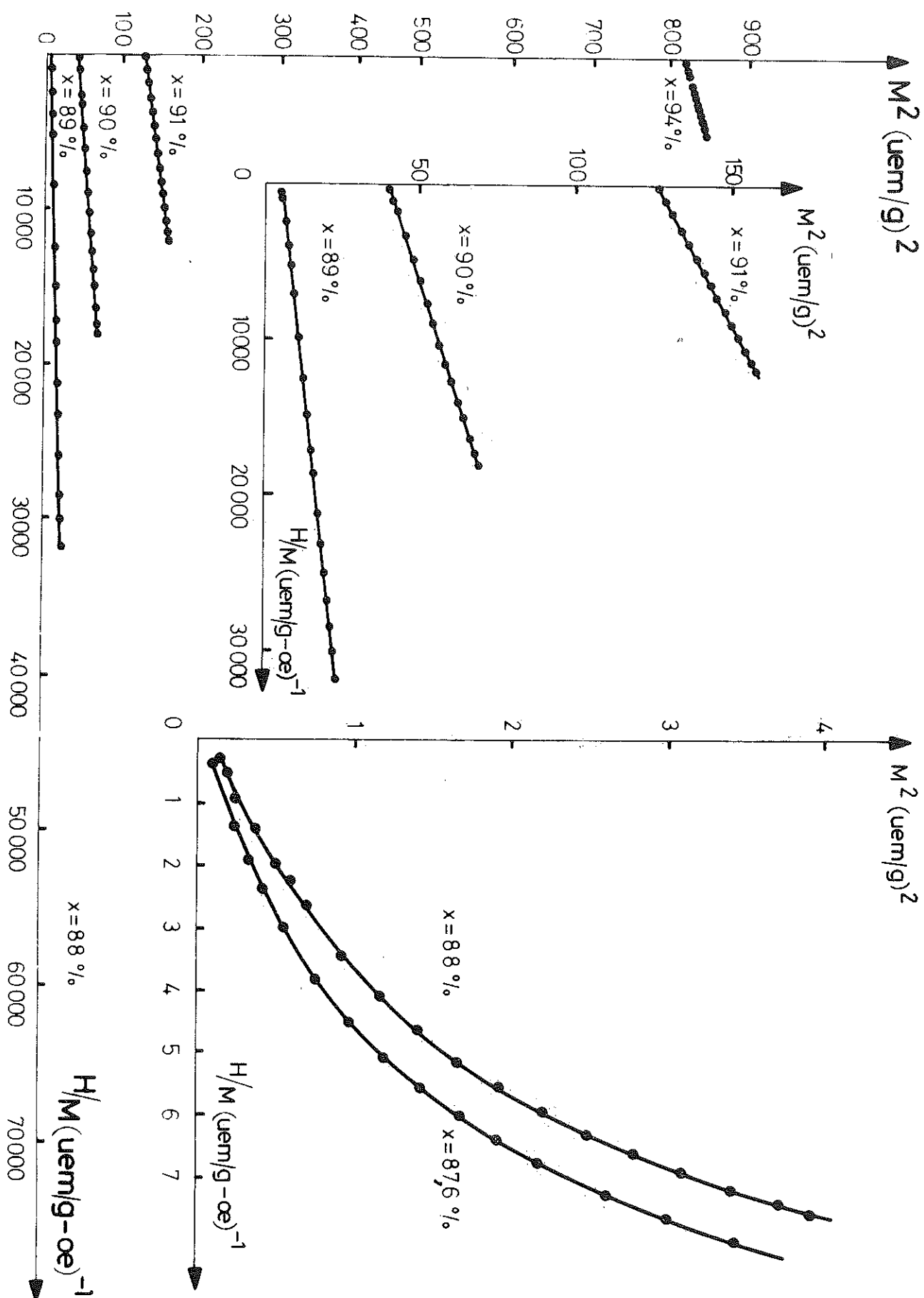


FIG. 25

6 - Présence des fluctuations locales de spin

La température de Curie paramagnétique θ_p est négative aux basses concentrations, comme le montre la figure 26. Ceci est le premier indice de présence des fluctuations locales de spin décelées déjà dans le V Fe. Le rapport

$$\eta = \frac{n_X(E_F)}{n_Y(E_F)}$$

entre les densités d'états définies par (32) est égal à 4,5 pour $x \neq 89$ %, concentration à laquelle elles passent chacune par un maximum comme il est représenté sur la figure 27. Les valeurs de $n_Y(E_F)$ sont déduites de (124). La théorie prévoit un rapport égal à 3 s'il existe des fluctuations locales de spin. Mais on n'a pas ici tenu compte de la susceptibilité orbitale du Nickel non magnétique, qui est inconnue, tandis que celle du Vanadium est alors négligeable. Le fait que les atomes de Vanadium soient minoritaires rend peu probable l'hypothèse que la susceptibilité orbitale est partout égale à celle du Vanadium pur. Ceci conduit à une surestimation de η , dont la valeur réelle se rapproche alors de celle prédite par la théorie et est en faveur de la présence de LSF.

7 - Description de l'apparition du magnétisme

Les résultats reportés ici joints à ceux obtenus par le groupe de Strasbourg⁽¹²²⁾ pour les concentrations plus basses indiquent que l'aimantation est répartie en moments géants. Ils sont formés d'atomes magnétiques et presque magnétiques, ces derniers étant surtout visibles aux faibles concentrations.

On remarque sur la figure 21 que la susceptibilité initiale ne varie plus à basse température pour $x \geq 90$ %. La valeur limite ainsi atteinte est peu différente de la susceptibilité due uniquement au champ démagnétisant (la référence (113) indique une valeur égale à 0,077 uem/g-Oe pour nos échantillons qui sont des cylindres de 20 mm de hauteur et 6 mm de diamètre). Les alliages sont donc ferromagnétiques pour $x \geq 90$ %. Aux concentrations plus faibles, les susceptibilités à basses températures sont plus petites d'un facteur 100, comme dans

TEMPERATURES DE CURIE PARAMAGNETIQUES

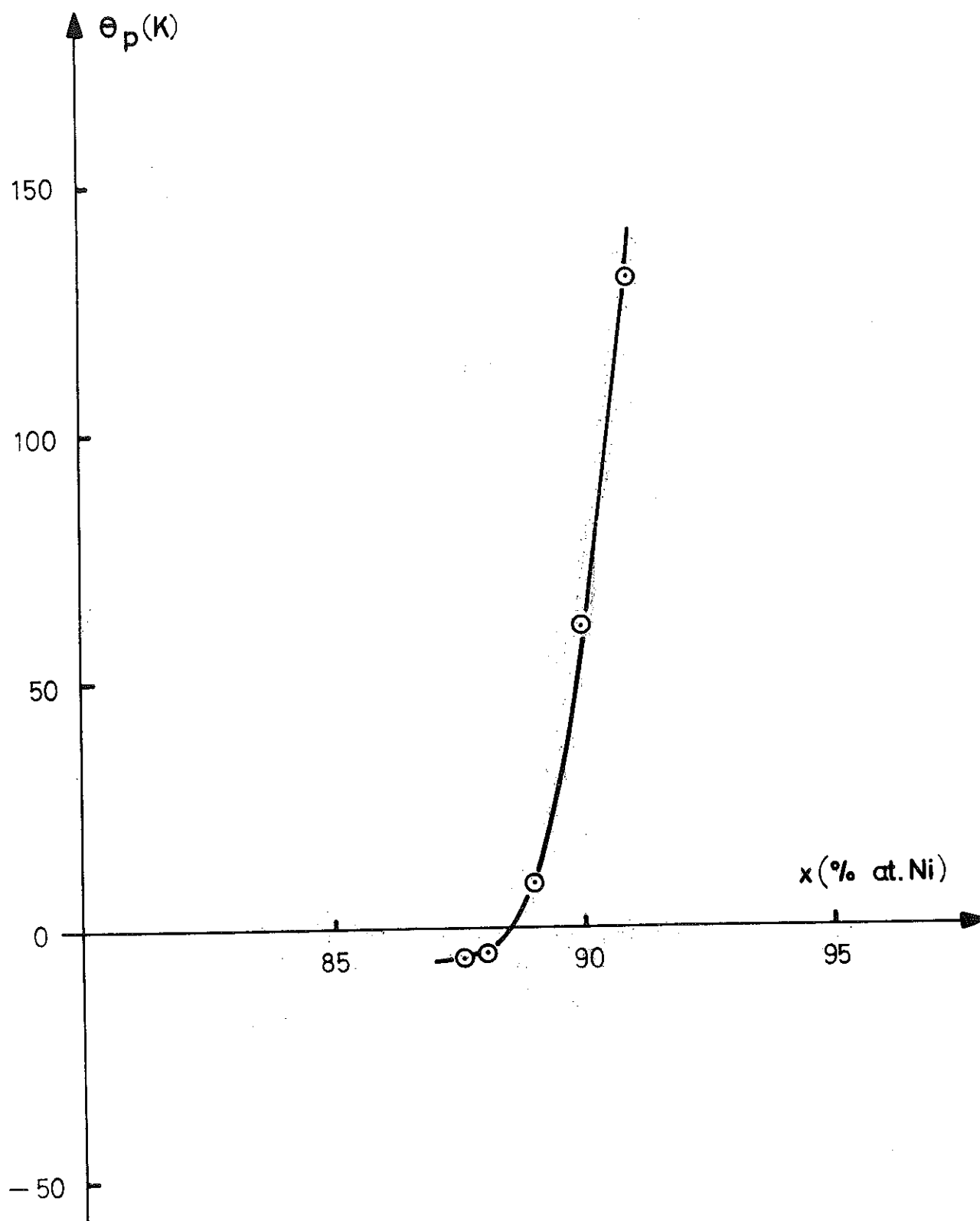


FIG. 26

DENSITES D'ETATS AU NIVEAU DE FERMÍ

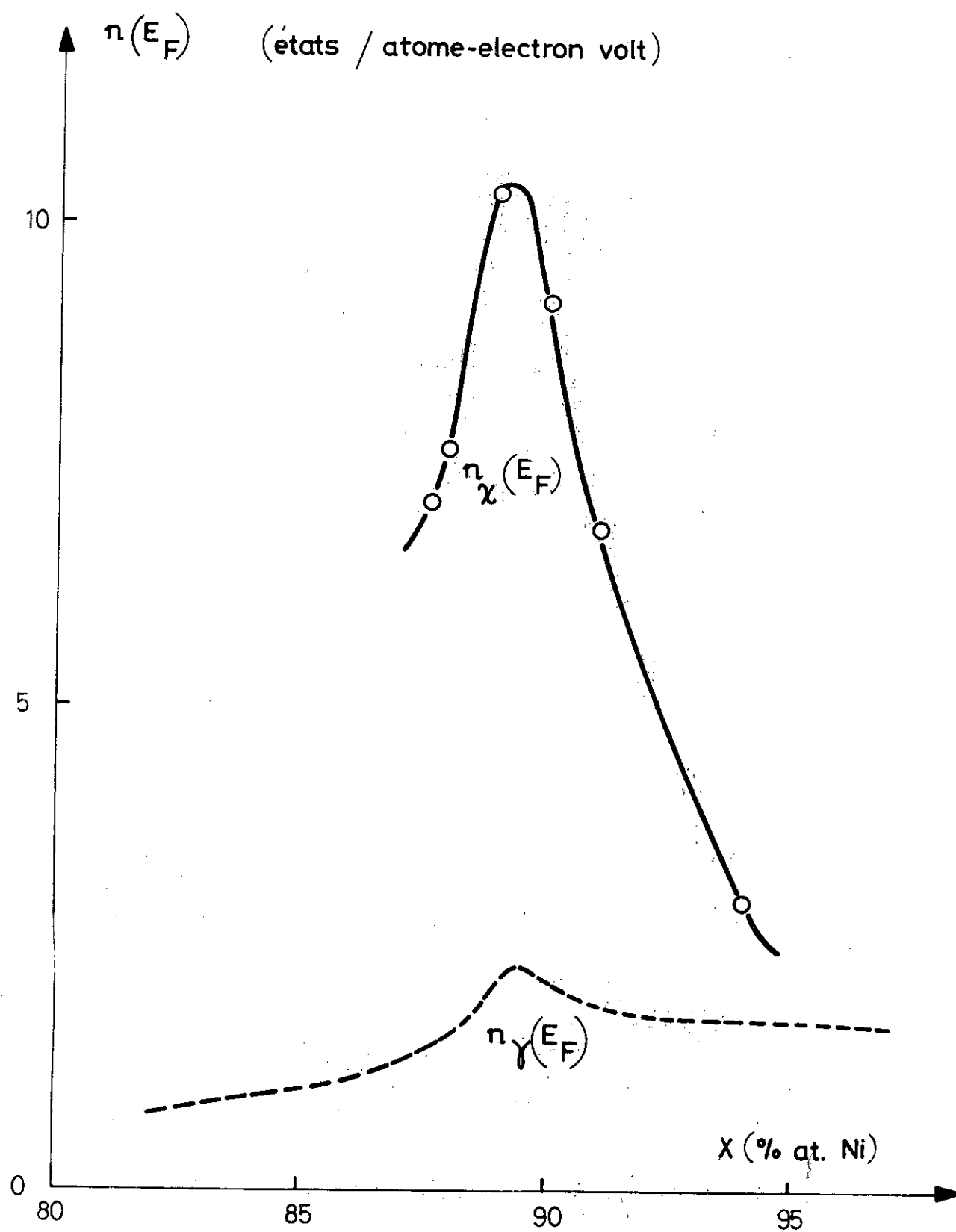


FIG. 27

le V Fe. Bien qu'aucun pic n'ait été observé aux températures utilisées dans les susceptibilités initiales, on assiste vraisemblablement au remplacement du régime de verre de spin par un ordre ferromagnétique qui est accompagné des propriétés du ferromagnétisme faible. La transition entre les deux états se passe entre $x = 88 \%$ et $x = 89 \%$. Comme dans le V Fe, la concentration critique d'apparition du magnétisme est bien définie et a un sens physique.

II - Le système Platine Nickel

D'après les études antérieures⁽¹²³⁾, le ferromagnétisme apparaît pour $x = 42 \%$ et aucune aimantation spontanée n'a été décelée à concentration inférieure. Pour $x \geq 42 \%$, les mesures en champs intenses semblent montrer que l'aimantation des alliages est homogène car les relations de proportionnalité entre l'aimantation spontanée à 0 K, la température de Curie paramagnétique et la susceptibilité en champs forts prévues par la théorie du faible ferromagnétisme itinérant sont bien vérifiées^(125 à 128). L'accord avec cette théorie subsiste lorsque une pression hydrostatique est appliquée sur l'échantillon pendant les mesures magnétiques⁽¹²⁹⁾.

Plusieurs points nous ont incité à étudier les concentrations plus basses ($x < 42 \%$) et à tenter d'établir le caractère local de l'apparition du magnétisme :

- L'analyse des courbes d'aimantation pour les fortes concentrations ($x > 42 \%$) en termes de constante de Curie et d'aimantation à saturation⁽¹²³⁾ conduit à des moments géants dont la valeur décroît lorsque x augmente.
- On observe des déviations aux lois d'Arrott pour une concentration nominale un peu supérieure à 42% .
- La valeur de la concentration caractéristique (42%) est voisine de celle du Cu Ni (44%) où le magnétisme apparaît localement.

Au cours de cette étude, nous comparerons donc les propriétés magnétiques des alliages Pt Ni à celles des alliages Cu Ni de même concentration ainsi qu'aux résultats relatifs à la théorie du ferromagnétisme itinérant.

1 - Description des mesures magnétiques

La concentration des échantillons utilisés est comprise entre 20 % et 42 %.

Les mesures à champs intenses ($H < 150$ kOe) et celles à hautes températures ($T \geq 4,2$ K) sont effectuées à l'aide de l'appareillage déjà utilisé lors de l'étude du V Ni. Les mesures à très basses températures ($0,07$ K $< T < 4,2$ K) nécessaires aux échantillons les moins concentrés ($x \leq 34$ %) ont été réalisées à l'aide de l'appareillage déjà utilisé lors de l'étude du V Fe : le champ magnétique est fourni par une bobine de cuivre sans aimantation rémanente propre.

2 - Présence d'aimantation à saturation

La courbure des courbes d'aimantation représentées sur la figure 28 indique que l'aimantation à saturation existe même à une concentration aussi basse que 30 %. Ce fait explique aussi la présence d'aimantation rémanente qui ne peut être attribuée à des précipités de Nickel car elle disparaît lorsque la température est supérieure à la température de Curie ainsi que le montre la figure 29 pour les alliages les plus concentrés (l'aimantation rémanente des autres échantillons serait inférieure à la sensibilité).

L'absence d'ARI à haute température indique qu'il n'existe pas de Nickel mal dissous et permet de déterminer directement les aimantations à saturation et les constantes de Curie sans prendre les précautions indispensables aux alliages à base de Vanadium.

Les aimantations à saturation déterminées conformément à l'équation (36) sont indiquées sur la figure 30. Les courbes décrivent les valeurs théoriques de l'aimantation d'après le modèle utilisé pour le Cu Ni ⁽¹⁰⁷⁾. Il suppose qu'un atome de Nickel est magnétique

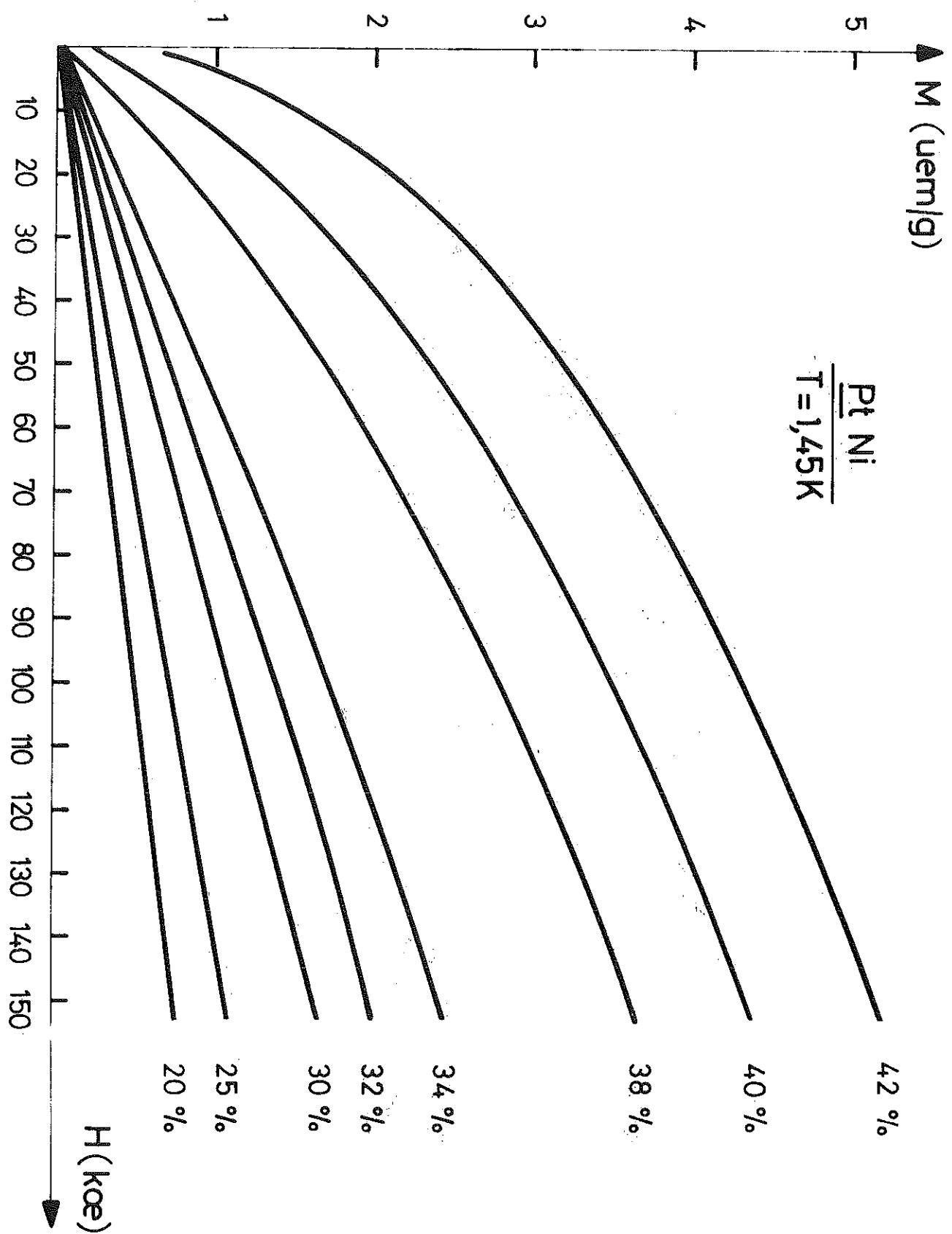


FIG. 28

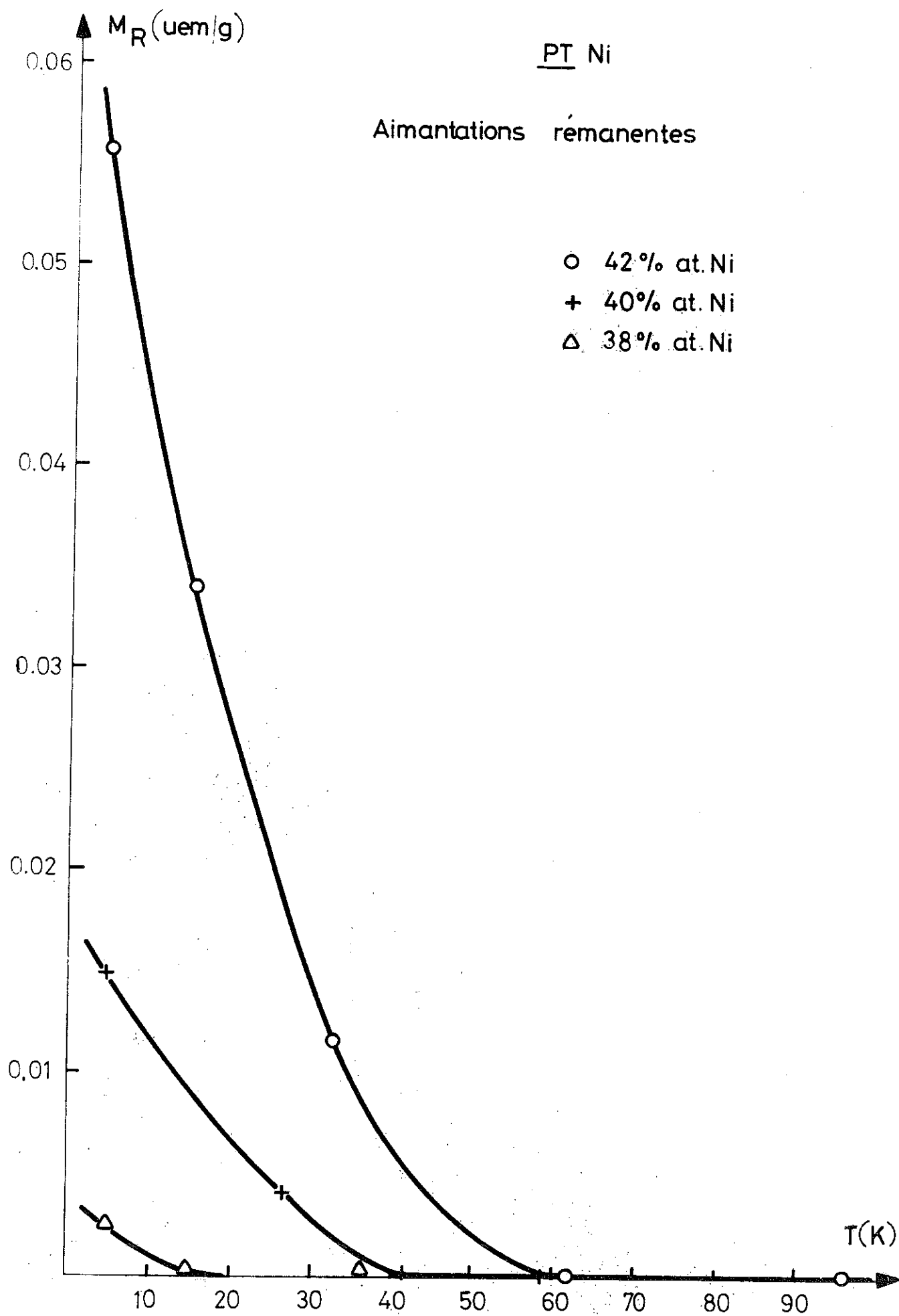


FIG. 29

Aimantations à saturation des Pt Ni

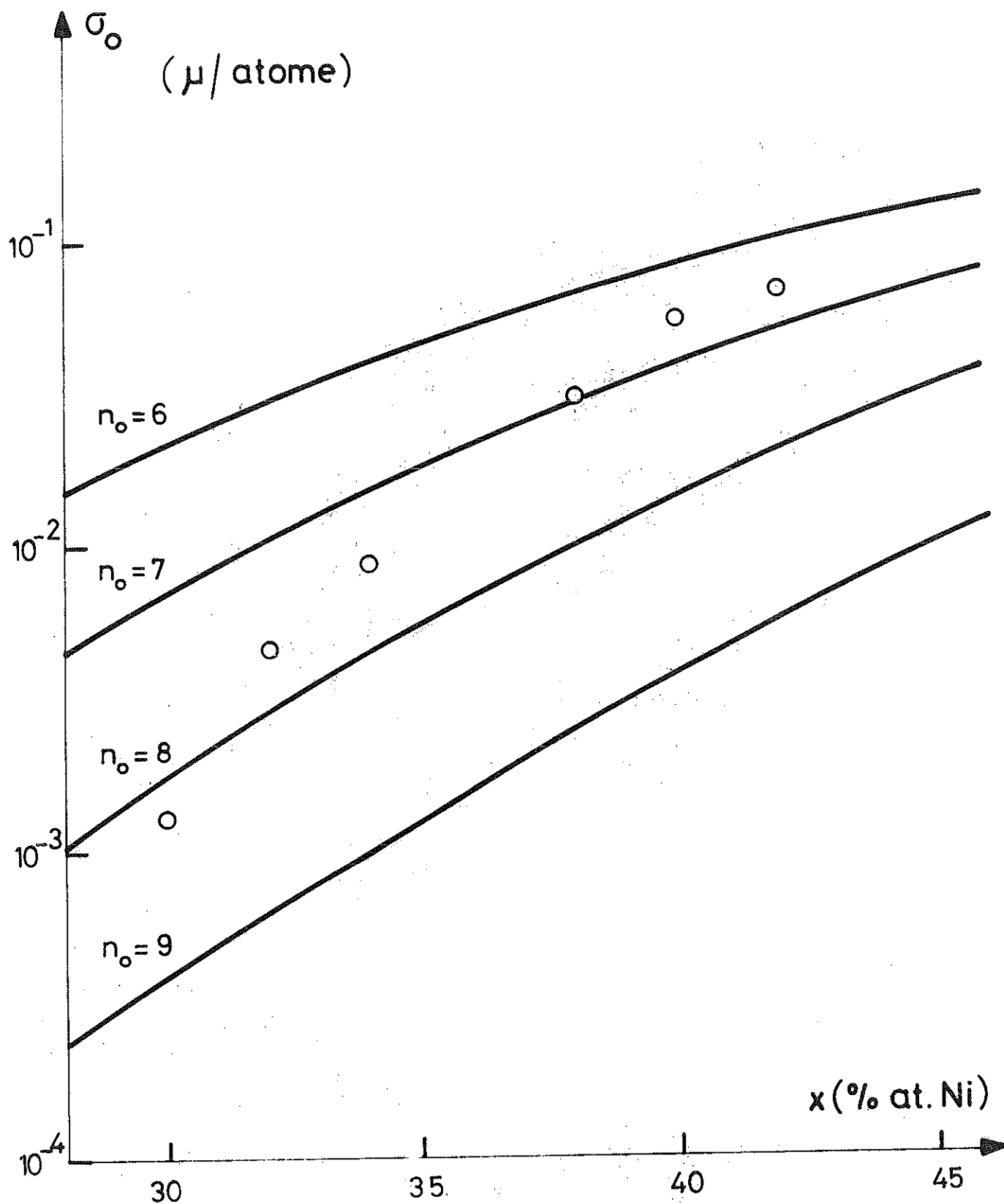


FIG. 30

et porte $0,6 \mu_B$ uniquement s'il a un nombre minimum d'autres atomes de Nickel sur sa première couche. L'aimantation en magnétons de Bohr par atome est alors

$$\sigma_o = x \mu_{Ni} \sum_{n=n_o}^{12} C_{12}^n x^n (1-x)^{12-n} . \quad (46)$$

Cette équation ne diffère fondamentalement de (39) que par le nombre maximum d'atomes de la première couche : il est de 12 pour le cubique à faces centrées et de 14 pour la supercouche du cubique à corps centré.

La figure 30 montre que l'équation (39) ne décrit pas correctement le comportement magnétique des alliages mesurés, car n_o est égal à 9 aux basses concentrations puis tend vers 7 ensuite.

On considère alors d'une part les échantillons faiblement concentrés ($30 \% \leq x \leq 34 \%$) et ceux où la saturation magnétique est plus visible ($38 \% \leq x \leq 42 \%$).

3 - Faibles concentrations : moments géants

On a représenté sur la figure 31 les courbes d'aimantation à 4,2 K et 0,07 K en champ maximum de 3 kOe pour $x = 30 \%$, 32% , 34% . On voit clairement qu'une saturation apparaît à basse température. Il est donc possible de décrire le comportement magnétique par l'équation (36) qui représente la superposition d'une partie saturée et d'une partie paramagnétique.

Nous analysons les susceptibilités initiales conformément à l'équation (44) qui ne fait intervenir qu'un seul type d'impuretés. Les susceptibilités χ' qui s'en déduisent sont égales aux pentes en champ fort et basse température représentées sur la figure 31. L'aimantation à saturation σ' à prendre en compte est donc bien celle que l'on obtient par extrapolation à $H = 0$ sur la figure 31.

Les lois de Curie-Weiss décrites par l'équation (44) et correspondant à χ' sont représentées sur la figure 32. Elles déterminent des constantes C' et des températures de Curie paramagnétiques θ' . L'équation (44) permet alors de calculer les moments géants G' . Le

Aimantations à basse température

Pt Ni

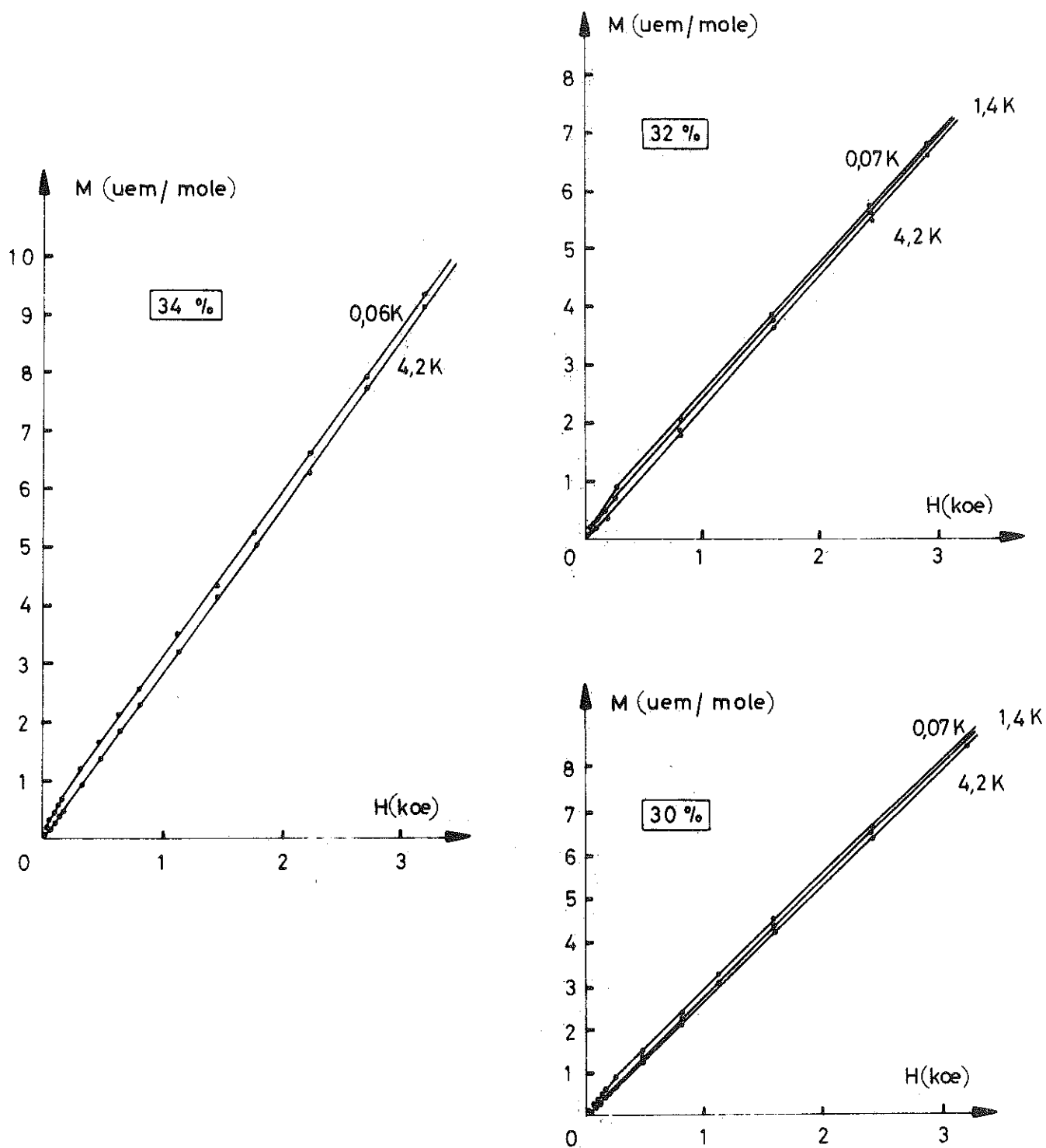


FIG. 31

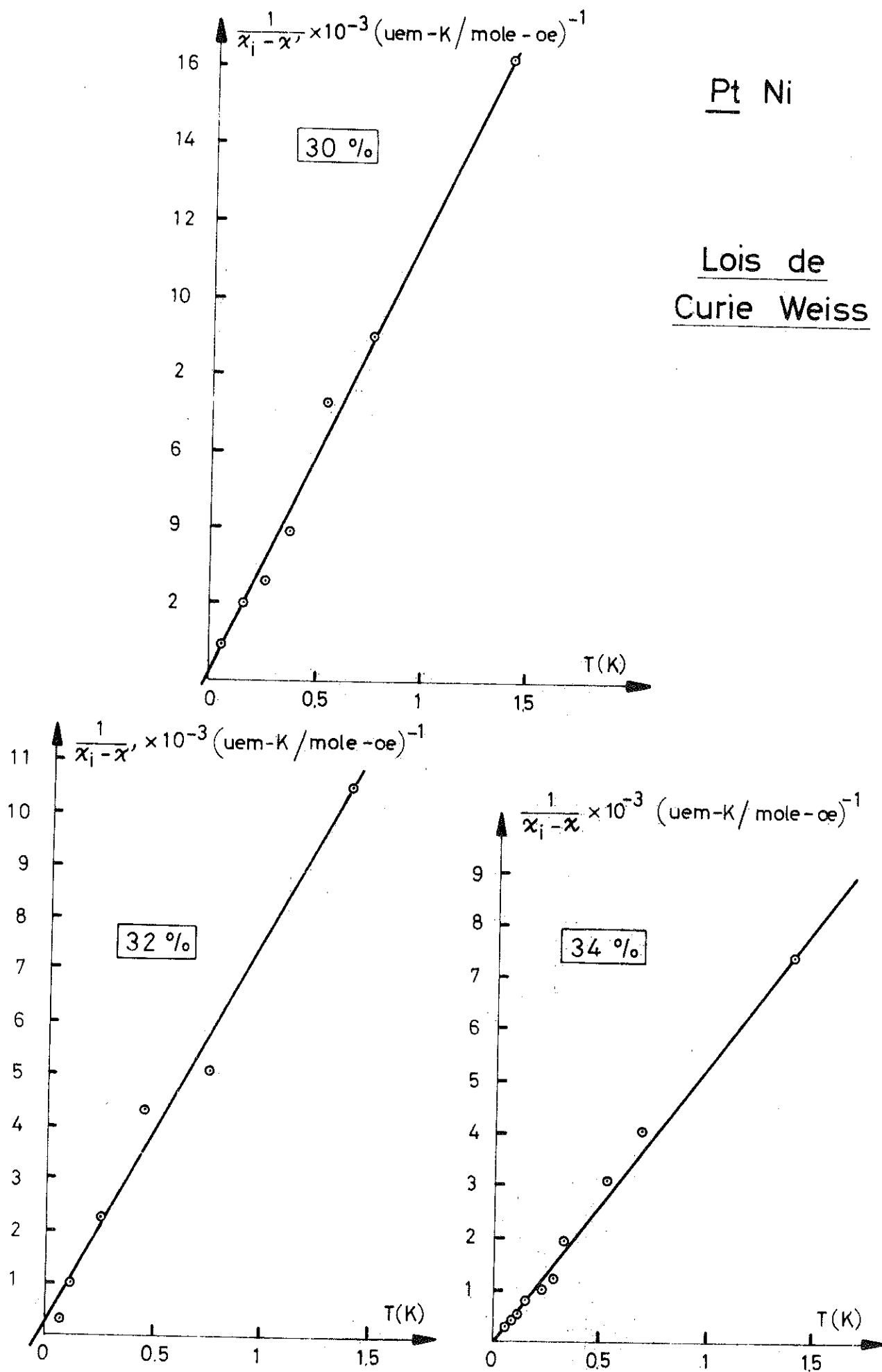


FIG.32

tableau IV résume les valeurs obtenues jusqu'ici pour les échantillons les plus dilués.

On remarque surtout que les températures de Curie paramagnétiques θ' sont nulles. Ceci caractérise des impuretés qui portent un moment localisé à champ nul : c'est ce que l'on a appelé des impuretés magnétiques. Il existe dans l'alliage d'autres types d'impuretés car σ' est plus petit que σ_0 ; on a ici accès uniquement aux moments géants magnétiques G' .

4 - Fortes concentrations : déviations aux lois d'Arrott

Les échantillons pour $38 \% \leq x \leq 42 \%$ ont leur température d'ordre supérieure à 4,2 K comme le montre la figure 33 qui représente quelques isothermes à champ faible pour les échantillons les moins concentrés. Lorsque x est supérieur à 50 %, l'alliage obéit aux lois du ferromagnétisme faible⁽¹²³⁾. Nous avons donc tracé les courbes $M^2 = f(H/M)$ sur la figure 34 dans des champs allant jusqu'à 150 kOe à la température de 1,45 K. Ce ne sont pas des droites ; les critères d'Arrott ne sont donc pas applicables bien que l'on soit dans la phase magnétiquement ordonnée. Des moments géants sont donc encore présents.

On a vu qu'à basse concentration les moments géants magnétiques ne contribuaient que pour une faible part à l'aimantation à saturation pour $T = 1,45$ K (σ' très inférieur à σ_0). Une description du magnétisme à l'aide d'un seul type de moments géants est donc peu réaliste. On l'utilise toutefois pour connaître l'ordre de grandeur des moments géants moyens et de la température de Curie paramagnétique θ à l'aide de l'équation (37) qui fait intervenir χ_0 et σ_0 . Les résultats sont dans le tableau V. Les moments géants apparents semblent diminuer lorsque la concentration augmente. Tout se passe comme si les alliages avaient tendance à s'homogénéiser. Mais le mécanisme est différent de celui du V Ni car la concentration où débute la décroissance est très proche de la concentration caractéristique et les atomes de Nickel ne sont pas majoritaires.

La comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques représentées par l'équation (46) ne permet pas encore

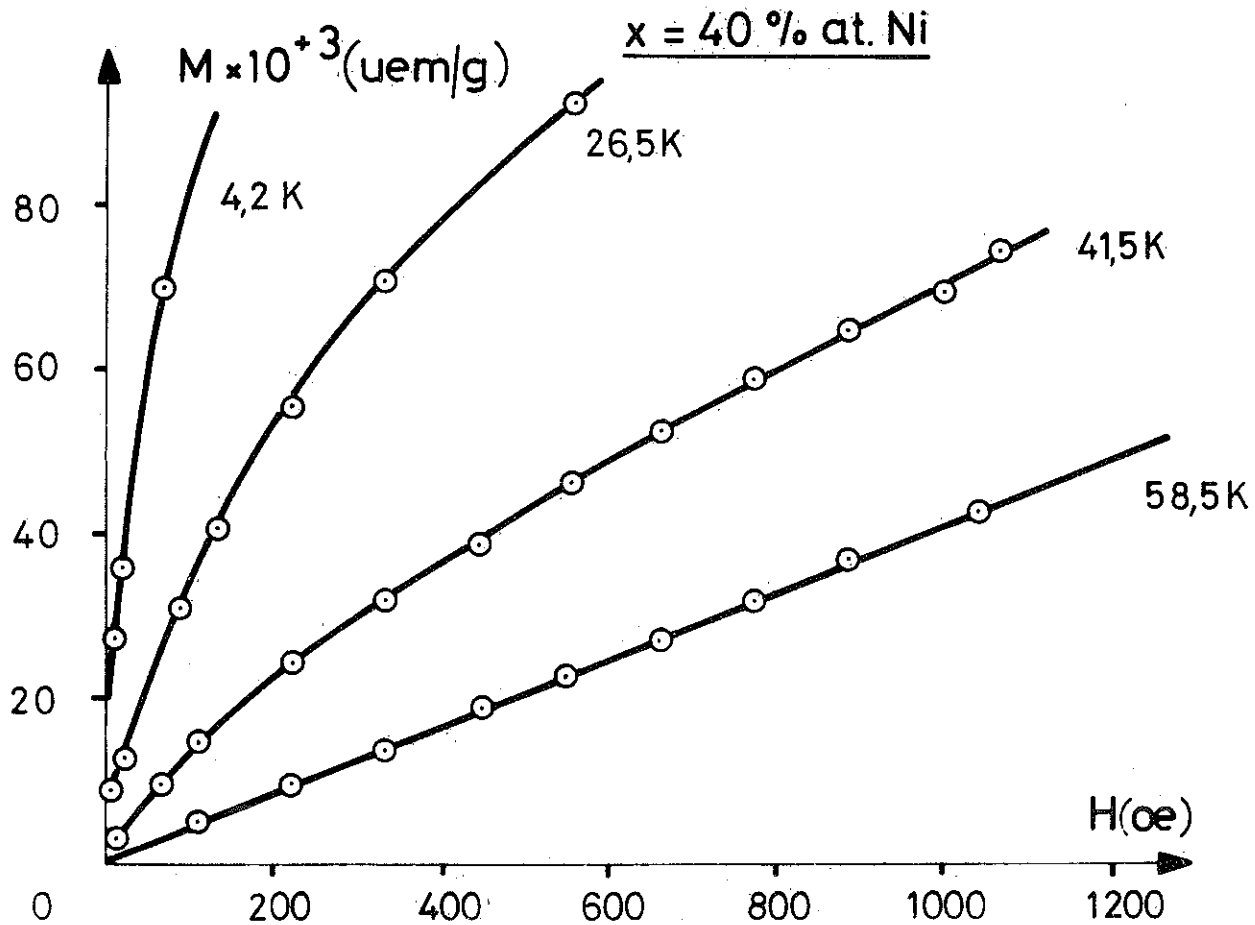
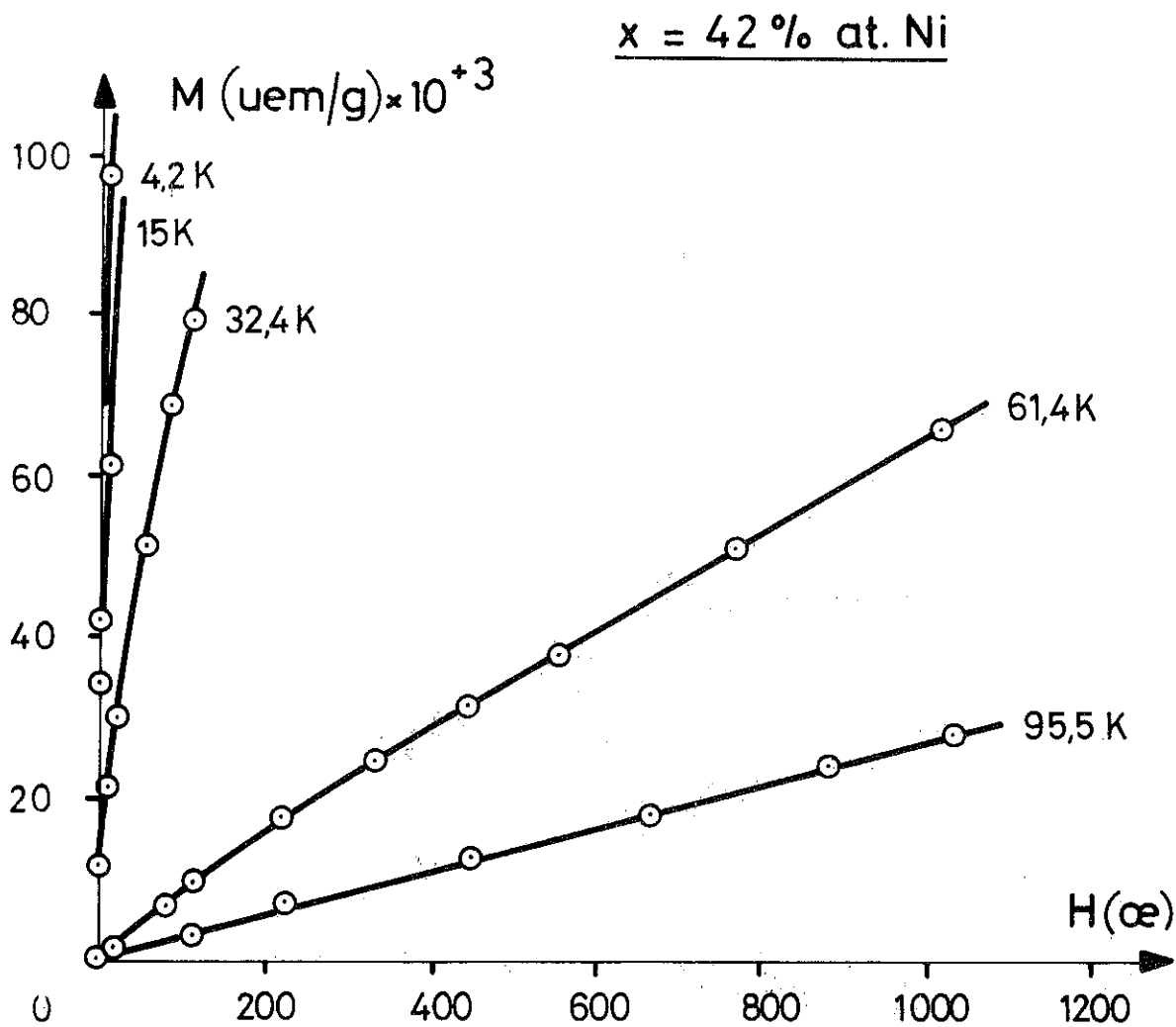


FIG. 33

Criteres Arrott Pt Ni

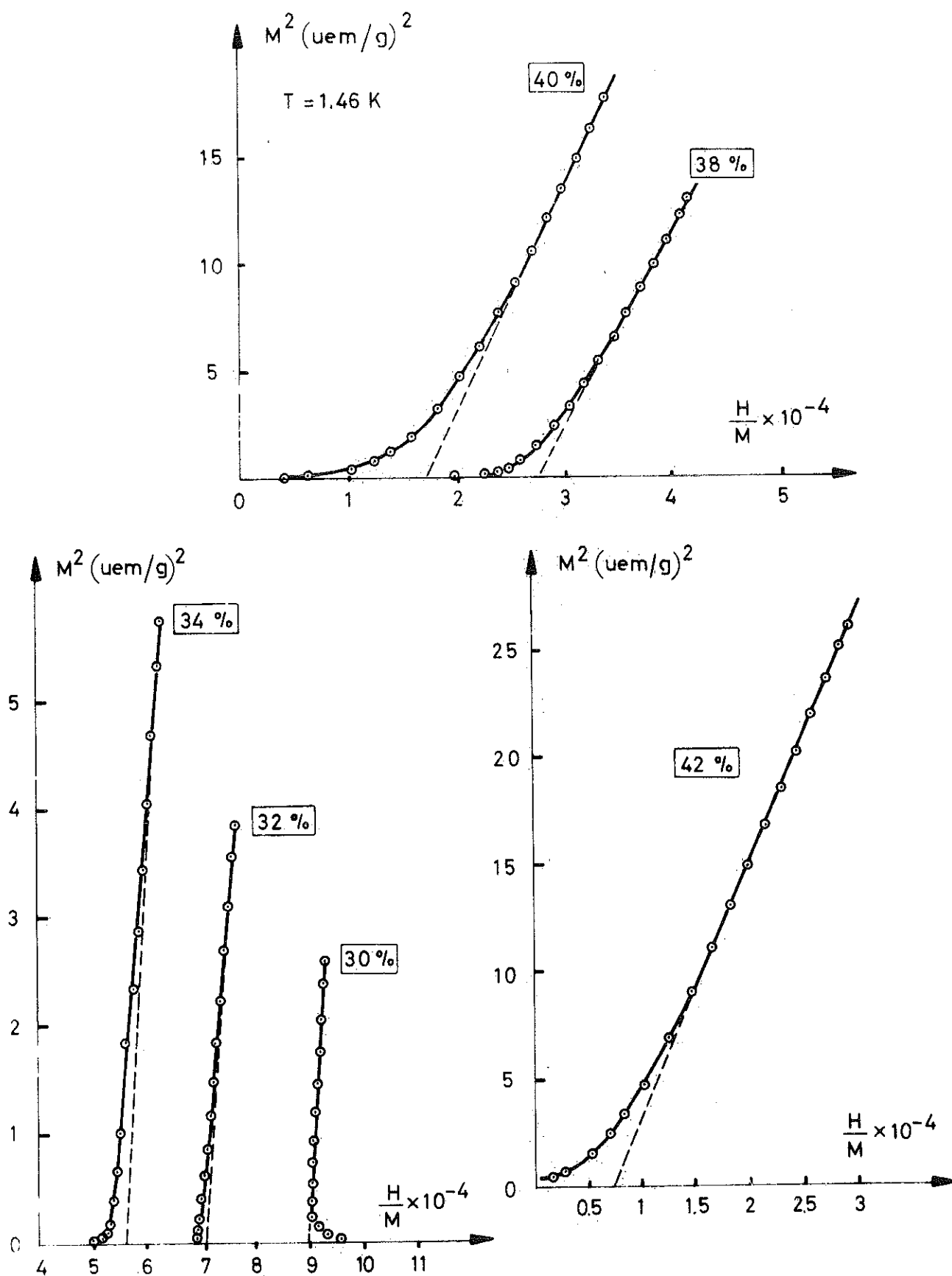


FIG. 34

de choisir un modèle satisfaisant : c'est le but de la comparaison avec le système Cu Ni.

5 - Mécanisme d'apparition du magnétisme

Cette comparaison est basée sur le fait que le magnétisme devient observable lorsque la concentration de Nickel est supérieure à une valeur commune aux deux alliages, et qu'il s'accompagne de moments géants. On suppose alors que les deux alliages contiennent le même nombre d'atomes de Nickel magnétiques à une concentration nominale donnée. La condition d'apparition du magnétisme dans le Pt Ni est alors la même que celle du Cu Ni, c'est-à-dire qu'un atome de Nickel porte son moment maximum lorsqu'il est entouré d'au moins neuf autres atomes de Nickel en position de premier voisin⁽¹³⁰⁾.

La différence entre les aimantations à saturation à une même concentration nominale a deux origines : d'abord les atomes de Nickel polarisés ont plus d'influence dans le Pt Ni que dans le Cu Ni, puis la matrice de Platine elle-même peut se polariser alors que celle de cuivre ne le peut pas. Ces contributions étant toutes créées par la présence d'atomes de Nickel magnétiques, l'ensemble de la polarisation d'un alliage est proportionnelle à l'aimantation de ses atomes magnétiques, qui sont en nombre égaux dans les deux alliages.

Si l'hypothèse choisie (conditions d'apparition du magnétisme identiques) est juste, le rapport entre les valeurs des moments géants magnétiques dans le Pt Ni et dans le Cu Ni doit être indépendant de la concentration nominale en Nickel.

- Pt Ni - Les valeurs indiquées dans le tableau IV sont celles des moments géants magnétiques. Ils sont saturés à basses températures et faibles champs ; leur susceptibilité obéit à une loi de Curie à laquelle une susceptibilité χ' est ajoutée. On vérifie alors que χ' est effectivement la pente de la courbe d'aimantation à $1,5 \text{ K} < T < 4,2 \text{ K}$ et en champs de quelques kOe.

- Cu Ni - Les valeurs des moments géants dans le Cu Ni ont été établies par AMAMOU⁽¹²¹⁾ pour la même gamme de concentration. Pour $x = 34 \%$,

x	σ_o (uem/g)	σ' (uem/g)	C' (uem-K/g-Oe)	X' (uem/g-Oe)	X_o (uem/g-Oe)	G' μ_B	θ' K	c (ppm)
20 %	-	-	-	-	$4,865 \cdot 10^{-6}$	-	-	-
25 %	-	-	-	-	$7,092 \cdot 10^{-6}$	-	-	-
30 %	0,045	0,00145	$5,24 \cdot 10^{-7}$	$1,095 \cdot 10^{-5}$	$7,05 \cdot 10^{-5}$	15,1	0,01	2,4
32 %	0,17	0,00198	$9 \cdot 10^{-7}$	$1,525 \cdot 10^{-5}$	$1,193 \cdot 10^{-5}$	17,6	0,05	3
34 %	0,33	0,00251	$12,5 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,108 \cdot 10^{-5}$	19,2	0	3,3

Tableau IV

x	σ_o uem/g	C uem-K/g-Oe	X_o uem/g-Oe	G μ_B	θ K
38 %	1,2	$1,21 \cdot 10^{-5}$	$1,202 \cdot 10^{-5}$	9	7,5
40 %	2,18	$1,29 \cdot 10^{-5}$	$1,296 \cdot 10^{-5}$	12	38
42 %	2,71	$1,40 \cdot 10^{-5}$	$1,394 \cdot 10^{-5}$	8	56

Tableau V

des moments géants de $24 \mu_B$ (concentration 2 ppm) et de $6 \mu_B$ (concentration 150 ppm) sont présents. La méthode d'évaluation employée conduit aux moments géants magnétiques, du même type que ceux mis en évidence dans le Pt Ni. En effet, les moments géants se situent suivant une loi de Brillouin et la susceptibilité obéit à une loi de Curie. Les températures de mesures ne sont pas les mêmes ($4,2 \text{ K} < T < 200 \text{ K}$), mais dans les deux alliages la susceptibilité χ' qui se superpose aux lois de Curie est égale à la pente des courbes d'aimantation en champs forts (3 kOe pour Pt Ni, 50 kOe pour Cu Ni). Il semble alors justifié de comparer les moments géants dans les deux alliages.

La plus grande partie de l'aimantation des Cu Ni est due aux moments de $6 \mu_B$. Comme ceux du Pt Ni varient entre $15 \mu_B$ et $19 \mu_B$, on trouve qu'ils sont de 2,5 à 3,1 fois plus grands dans le Pt Ni que dans le Cu Ni. Il est difficile de comparer les concentrations, car le système Cu Ni présente de l'ordre chimique à courte distance (mis en évidence au premier chapitre pour $x \approx 50 \%$) qui augmente le nombre de moments géants. On voit en effet sur la figure 35 que la saturation du Cu Ni 34 % est plus forte à basse température et faible champ que celle du Pt Ni 34 %. Par contre, le Pt Ni se sature plus vite que le Cu Ni, ce qui confirme le fait que les moments géants du Pt Ni soient plus gros que ceux du Cu Ni.

On regarde ensuite l'effet d'un atome de Fer dans ces deux alliages en comparant les aimantations à saturation des systèmes Cu Ni Fe et Pt Ni Fe.

- Cu Ni Fe -

Si 1 % de Fer est ajouté à l'alliage Cu Ni 32 % at.Ni, chaque atome de Fer est associé à $5,1 \mu_B$ (référence (132)), qui se décompose en $2,8 \mu_B$ localisé sur le Fer et en $2,3 \mu_B$ induit autour de lui.

- Pt Ni Fe -

Nous avons introduit 200 ppm de Fer puis 800 ppm de Fer dans l'alliage Pt Ni 32 % at.Ni, et avons trouvé que $10,8 \mu_B$ sont associés à chaque atome de Fer. Si on suppose que le moment localisé sur le Fer est le même ($2,8 \mu_B$) dans le Cu Ni Fe et dans le Pt Ni Fe, le fer introduit une polarisation de $8 \mu_B$ dans la matrice de Pt Ni 32 %. Le

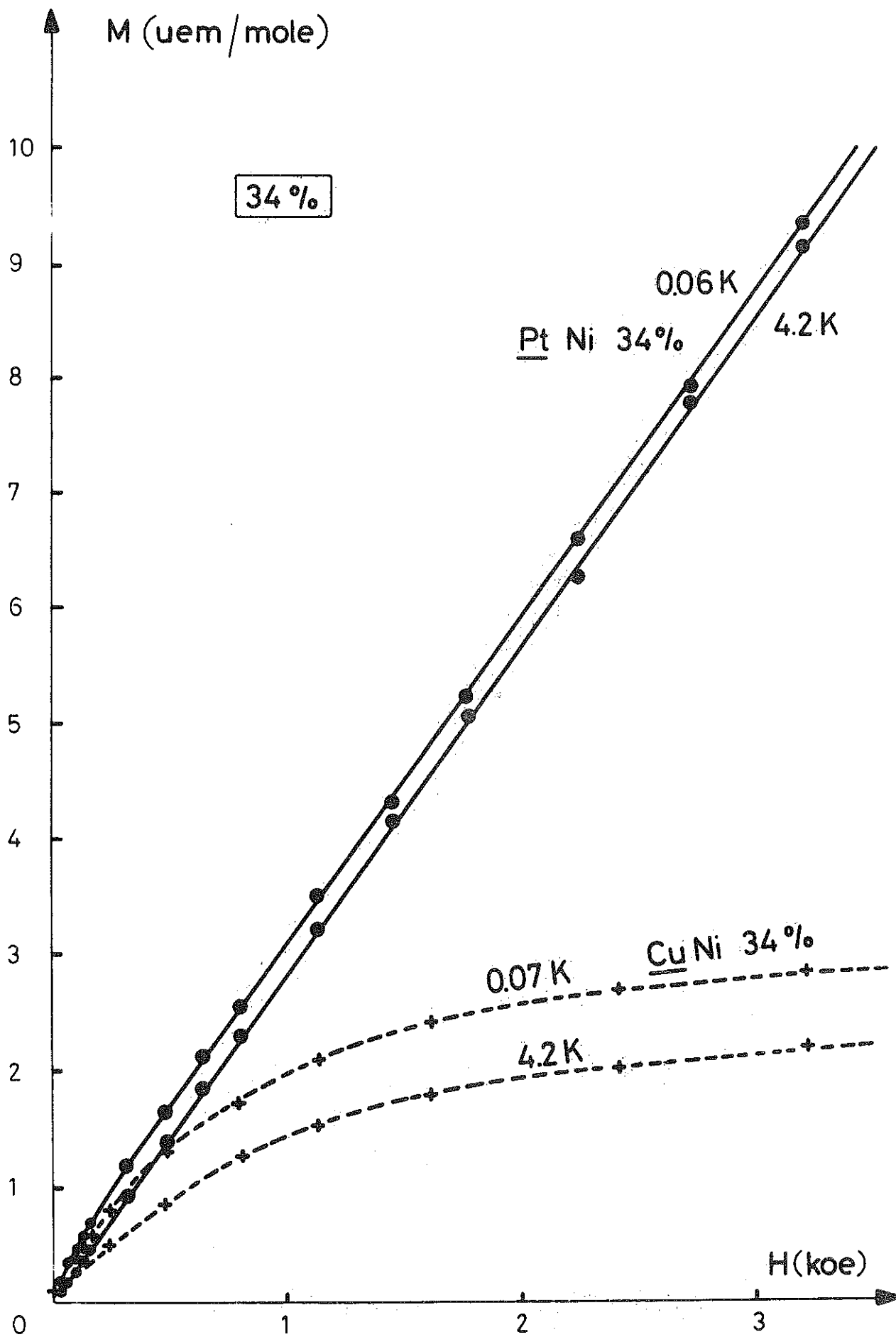


FIG. 35

rapport des moments induits dans les deux matrices est donc

$$8/2,3 = 3,5.$$

Cette valeur est semblable au rapport entre les moments géants magnétiques dans la même gamme de concentration nominale.

Nous avons aussi comparé les aimantations à saturation des Pt Ni et des Cu Ni et effectué leurs rapports qui sont reportés dans le tableau VI ainsi que ceux disponibles dans la littérature. Chaque aimantation à saturation peut être évaluée à l'aide des diagrammes d'Arrott ou par extrapolation de la partie champ intense des courbes d'aimantation. Nous avons vérifié que la méthode d'évaluation est identique à une concentration donnée, en particulier que l'extrapolation est basée sur les mêmes champs (150 kOe pour $x \leq 40 \%$, 50 kOe pour $x > 40 \%$) à la même température (1,5 K pour $x < 50 \%$, 4,2 K pour $x > 50 \%$) dans les deux alliages. Les valeurs numériques sont aussi reportées sur la figure 36.

On remarque que ce rapport diminue progressivement lorsque la concentration en Nickel augmente. Ceci indique d'abord que la contribution des atomes polarisés est plus forte dans le Pt Ni que dans le Cu Ni à basses concentrations, puisque cet effet diminue lorsque la concentration augmente. Nous avons reporté pour comparaison nos résultats pour le Cu Ni sur la figure 37.

On remarque sur la figure 36 que la valeur 3 des rapports entre moments géants magnétiques et induits par le Fer se retrouve pour les aimantations à saturation dans la gamme de concentration nominale $50 \% < x < 70 \%$. Les alliages sont alors ferromagnétiques à température d'ordre élevée et les atomes polarisés ont peu d'influence sur l'aimantation à saturation car la susceptibilité indépendante de la température est identique à la pente des courbes d'aimantation à champs intenses. L'aimantation est alors principalement due aux atomes magnétiques ; le rapport des aimantations est du même type que celui entre les moments géants magnétiques et entre ceux induits par le Fer.

Comparaison entre Pt Ni et Cu Ni

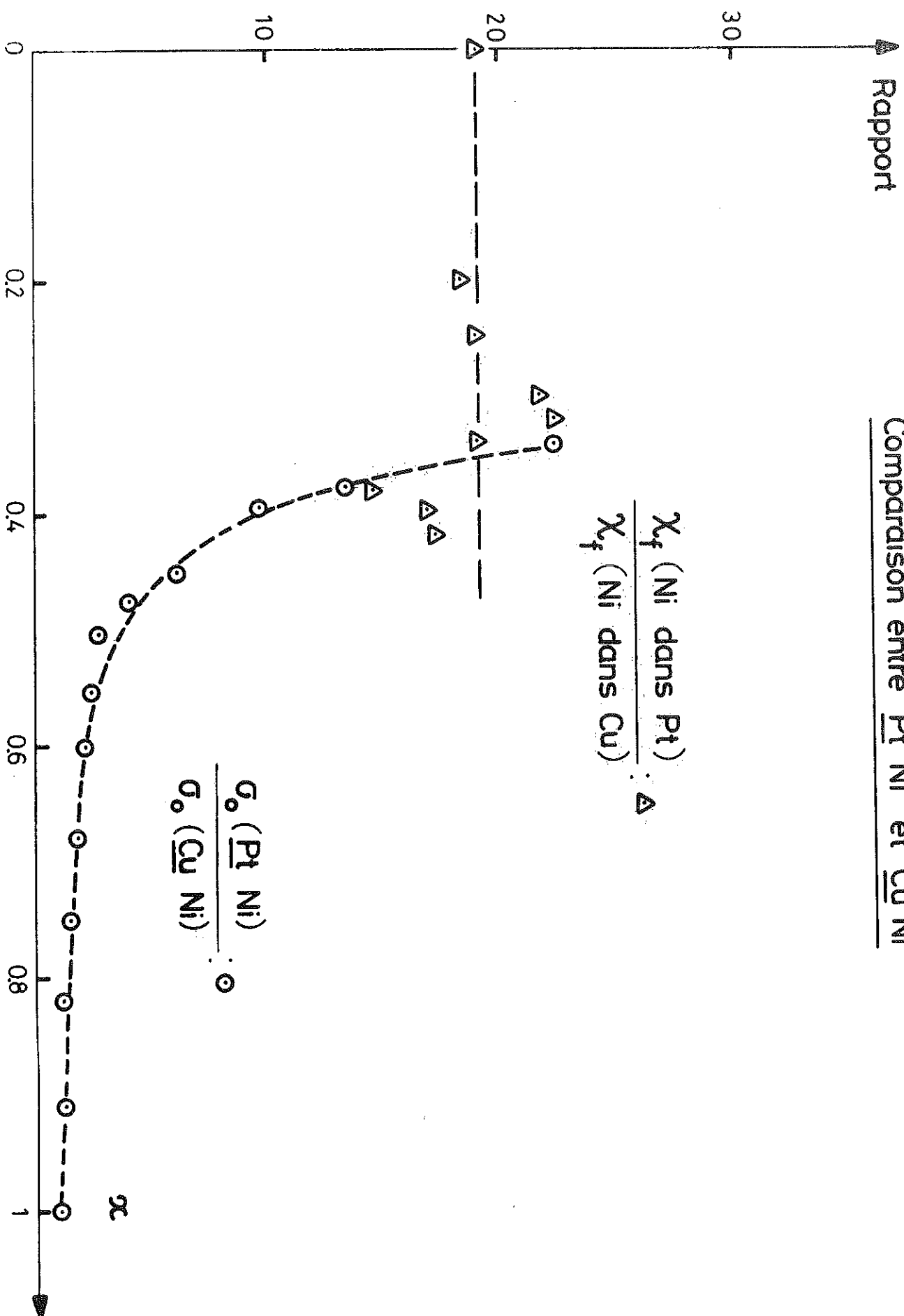


FIG. 36

Tableau VI

x (% at. Ni)	σ_o (Pt Ni) uem/g et μ_B /at.	σ_o (Cu Ni) uem/g et μ_B /at.	σ_o (Pt Ni) σ_o (Cu Ni)	Références Pt Ni	Références Cu Ni
34	0,33 uem/g	0,035 uem/g	22,6	a	a
38	1,23 "	0,23 "	12,4	a	a
40	1,98 "	0,467 "	9,7	a	a
45	4,4 "	1,6 "	6,6	c	b
47	6,3 "	3,97 "	3,8	c	b
50	0,156 μ_B /at	0,06 μ_B /at	2,6	c	d
55	0,255 "	0,102 "	2,25	c	d
60	0,310 "	0,150 "	2,06	c	e
67,5	0,375 "	0,229 "	1,64	c	e
75	0,45 "	0,311 "	1,45	c	e
82	0,475 "	0,395 "	1,2	c	e
91	0,55 "	0,507 "	1,08	c	e
100	0,606 "	0,606 "	1	-	-

Références

- (a) Présent travail
- (b) Référence (132)
- (c) Référence (123)
- (d) Référence (133)
- (e) Référence (131).

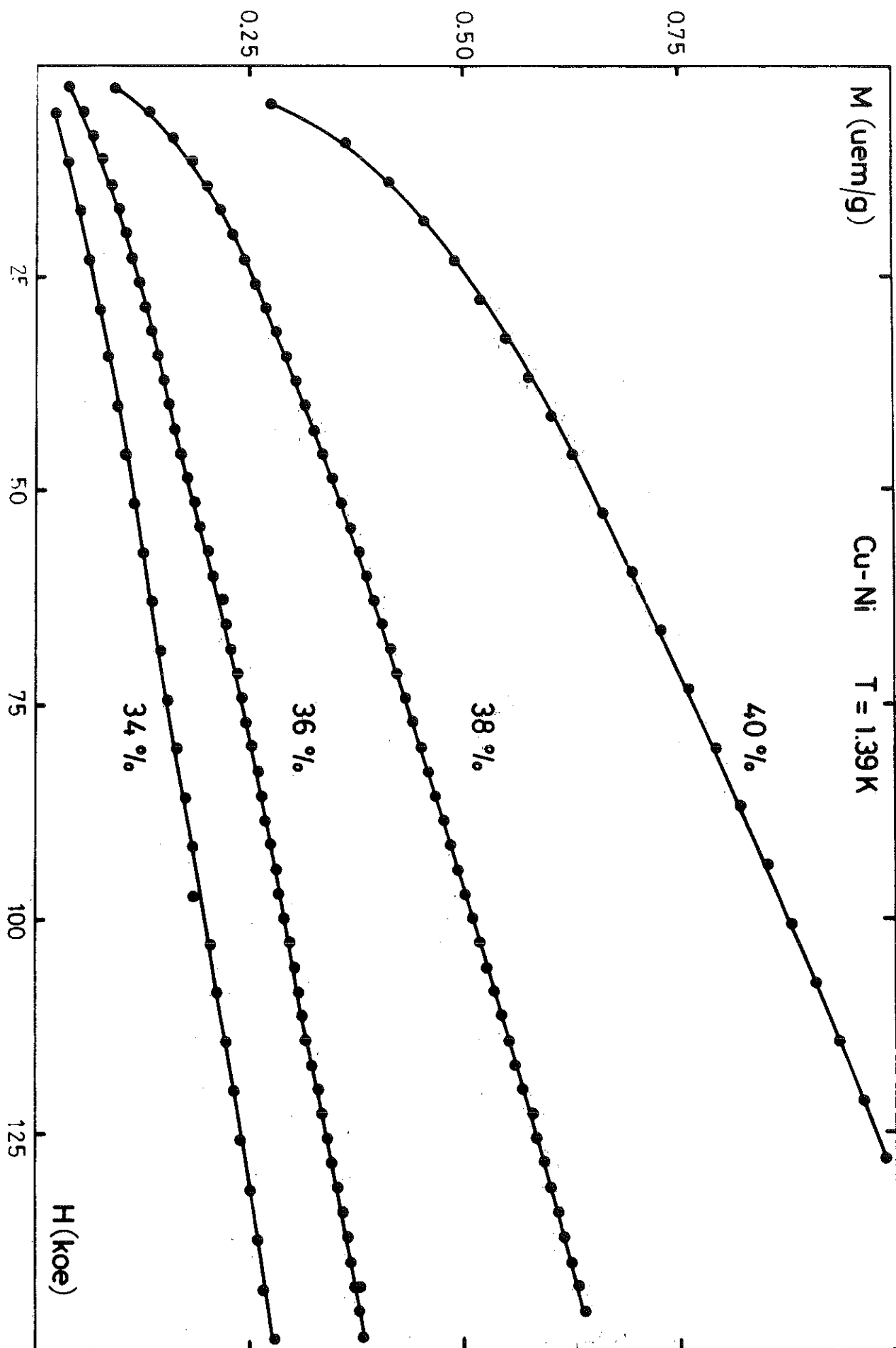


FIG. 37

Sachant que l'aimantation à saturation augmente d'un facteur 10 entre 50 % et 70 %, on est conduit à considérer que le nombre d'atomes magnétiques est le même dans les deux alliages pour une même concentration nominale et qu'un atome magnétique dans le Pt Ni induit trois fois plus d'aimantation que dans le Cu Ni. En d'autres termes, il y a autant de sites actifs dans les deux alliages, mais les sites passifs ont une aimantation trois fois plus forte dans le Pt Ni que dans le Cu Ni.

Un même nombre de sites actifs indique que l'apparition du magnétisme est la même dans les deux alliages.

Il a été établi dans le Cu Ni qu'un atome de nickel est actif dès qu'il est entouré de huit⁽¹⁰⁷⁾ ou neuf⁽¹³⁰⁾ autres atomes de Nickel en position de premiers voisins. La condition $n_o = 9$ se déduit des susceptibilités à champs forts des alliages dont la concentration nominale est bien inférieure à la concentration caractéristique ($x < 25$ %). La condition $n_o = 8$ est obtenue en considérant les aimantations à saturation des alliages plus concentrés ($x > 40$ %). Or, les aimantations à saturation englobent aussi bien les sites actifs que les sites passifs ; pour $x = 32$ %, ils contribuent chacun pour la moitié de l'aimantation (dans le Cu Ni Fe 2,8 μ_B sont dus au Fer et 2,3 μ_B sont dus à la polarisation par le Fer des sites passifs). La condition $n_o = 9$ qui correspond à des aimantations à saturation deux à trois fois plus faibles que $n_o = 8$ aux petites concentrations semble donc plus réaliste.

Comme les alliages Cu Ni et Pt Ni contiennent le même nombre de sites actifs à concentration nominale identique, on en déduit qu'un atome de Nickel dans le Pt Ni est magnétique (actif) s'il est entouré d'au moins neuf autres atomes de Nickel en position de premiers voisins.

Nous analysons ensuite le rapport des susceptibilités indépendantes de la température dans les deux alliages. Ce rapport est représenté sur la figure 36 où les valeurs pour x très faible sont fournies par les références (135) et (136). On explicite la définition du terme "susceptibilité du Nickel dans le Platine (ou dans le Cuivre)". C'est la susceptibilité à champs intenses de l'échantillon considéré, à laquelle on soustrait la contribution de la matrice, en affectant

à chaque atome de Platine (ou de Cuivre) la susceptibilité paramagnétique du Platine pur (ou la susceptibilité diamagnétique du Cuivre pur). La susceptibilité résiduelle ainsi obtenue est ramenée à une mole de Nickel pour faciliter la comparaison entre les deux alliages et est alors notée $\chi_f(\text{Ni dans Pt})$ et $\chi_f(\text{Ni dans Cu})$.

Le rapport semble être constant et égal à 18 dans le domaine de concentration étudié.

Les susceptibilités en question regroupent les moments géants dont les températures de fluctuations de spin sont grandes devant les températures de mesure. Une interprétation quantitative de la valeur 18 trouvée est délicate car, en plus de l'aimantation effective des moments géants, ni leur concentration ni leur température de fluctuations de spin ne sont connues. Par contre, le fait que ce rapport soit constant dans la gamme de concentrations nominales étudiée est en accord avec l'identité des conditions d'apparition du magnétisme.

En effet, les moments géants à température de fluctuations de spin élevée sont vraisemblablement dus aux atomes de Nickel dont l'environnement est proche de n_0 . Si n_0 est le même dans les deux alliages, les concentrations de ces moments géants doivent être identiques (par contre, leurs températures de fluctuations de spin peuvent être différentes). Ils existent aux concentrations nominales très faibles (voir figure 36) où ils sont surement isolés ; la valeur 18 caractérise donc des effets à une impureté, l'impureté étant ici un moment géant dont la température de fluctuations de spin est grande devant celle de mesure.

6 - Présence des fluctuations de spin

Une propriété caractéristique des fluctuations de spin est le rapport 3 entre les densités d'états définies par l'équation (32). Mais il doit être modifié ici. En effet, le platine pur est un métal renforcé d'échange pour lequel le rapport en question n'est pas égal à l'unité mais à 1,53. En supposant que ce renforcement de base s'étend à tout l'alliage, $n_\chi(E_F)$ doit être divisée par cette valeur pour être comparée à $n_\gamma(E_F)$. Ces deux densités d'états au niveau de Fermi sont

représentées sur la figure 38, où les valeurs des chaleurs spécifiques électroniques sont déduites de la référence (126). Comme dans le cas du V Ni, leur rapport est supérieur à trois. On attribue toutefois cette valeur à la présence de LSF car elles ont été décelées d'une manière tout-à-fait indépendante à l'aide de mesures de la résistivité électrique⁽¹³⁴⁾.

III - Conclusion sur l'apparition du magnétisme et relations avec le ferromagnétisme itinérant

Les propriétés magnétiques observées dans les alliages étudiés (V Fe, V Ni, Pt Ni) se retrouvent dans les alliages Cu Ni et Rh Ni déjà étudiés.

Aux concentrations inférieures à celle où apparaît un maximum de densité d'états au niveau de Fermi, tous ces alliages ont des propriétés identiques⁽¹¹⁸⁾⁽¹³⁷⁾ qui se différencient lorsque la concentration augmente. Un atome d'impureté n'est magnétique à champ extérieur nul que s'il est entouré d'un nombre minimum n_0 d'autres atomes d'impuretés en position de premiers voisins. Le seul fait que l'environnement soit plus riche en impuretés autour d'un atome magnétique entraîne que la probabilité d'en trouver un autre est plus grande près du premier qu'ailleurs. Le modèle adopté consiste à considérer qu'un atome magnétique appartient au même moment géant que l'atome central s'ils ont au moins un premier voisin en commun. L'aimantation à saturation de l'alliage est alors plus ou moins bien décrite⁽¹³⁸⁾ par l'équation (39) dans le cas d'un réseau cubique à corps centré et par l'équation (46) dans un réseau cubique à faces centrées (le V Ni) étant excepté). Toutefois, les valeurs expérimentales s'écartent de plus en plus des valeurs théoriques à n_0 fixé lorsque la concentration augmente. Les températures de fluctuations de spin élevées⁽¹³⁵⁾ sont alors diminuées à cause des interactions ferromagnétiques. Les moments géants correspondants qui participaient à la susceptibilité indépendante de la température aux faibles concentrations sont alors inclus dans l'aimantation à saturation dès que leur température de fluctuation de

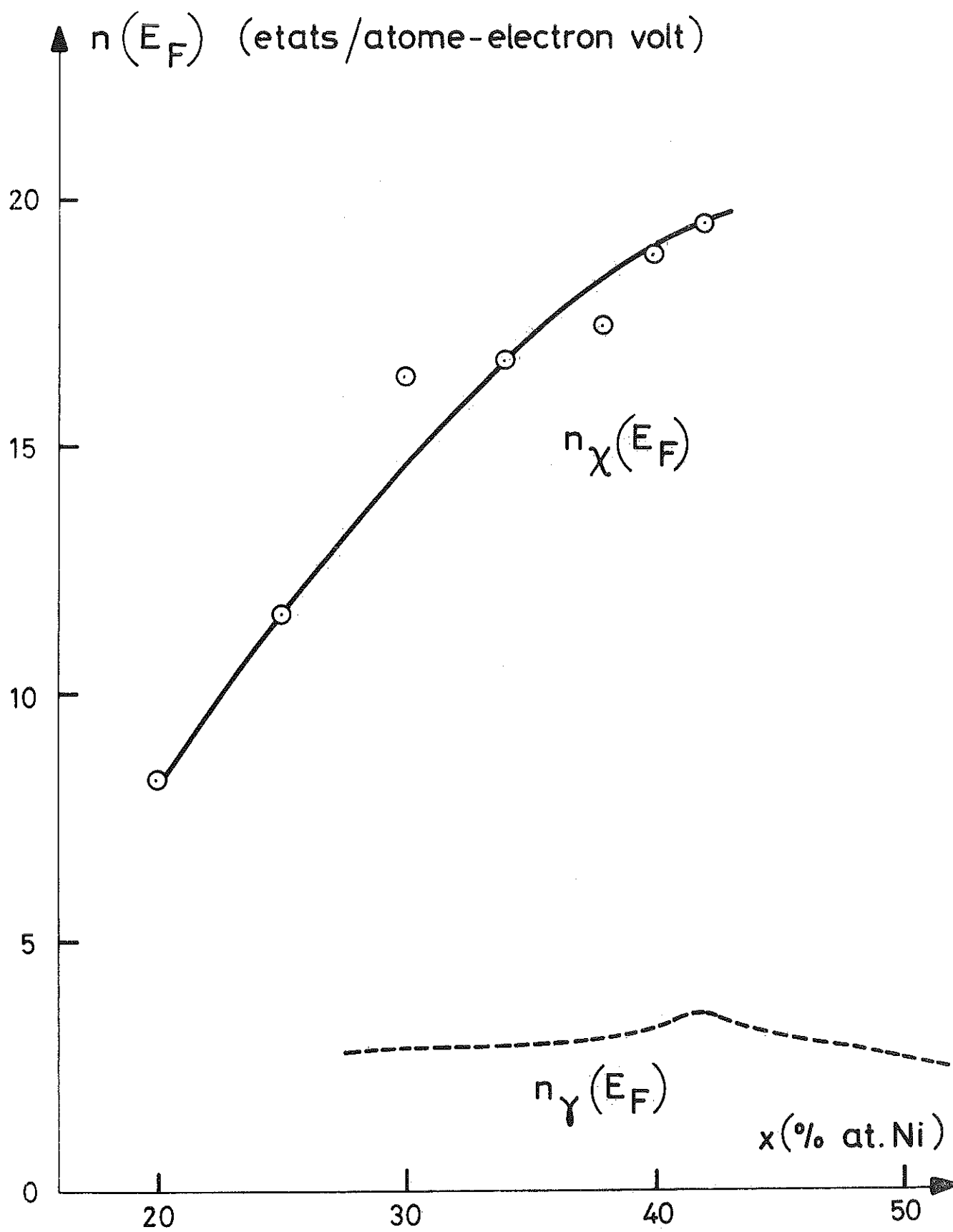


FIG. 38

spin devient comparable aux températures de mesure quand x augmente. Un autre point commun est la présence de fluctuations locales de spin, caractérisées par une température de Curie θ_p qui devient négative dans tous les alliages lorsque la concentration en impuretés diminue. L'autre caractéristique observée est la valeur du rapport η entre les densités d'états au niveau de Fermi déduites respectivement de la susceptibilité paramagnétique de Pauli et de la chaleur spécifique électronique à l'aide de l'équation (32). La valeur théorique $\eta=3,33$ est vérifiée avec le plus d'exactitude par l'alliage $\underline{V} \text{ Fe}^{(140)}$, tandis qu'aux autres alliages correspondent des valeurs plus grandes. Dans le cas particulier de l'alliage $\underline{Pt} \text{ Ni}$, les fluctuations de spin sont localisées sur les atomes de Nickel presque magnétiques.

Lorsque la concentration d'impuretés est supérieure à celle correspondant aux maximum de densités d'états au niveau de Fermi, les propriétés magnétiques deviennent différentes et sont régies par une homogénéisation apparente plus ou moins rapide des alliages. Elle n'est qu'apparente car elle se déduit principalement des constantes de Curie dont la mesure requiert des températures élevées devant celle d'ordre magnétique ; les moments géants sont alors cassés. Ceci entraîne que les moments géants existant réellement à basses températures ne sont pas forcément identiques à ceux que l'on mesure. Plus la concentration nominale est basse, plus les valeurs trouvées sont proches de la réalité car il n'est alors pas nécessaire d'utiliser des hautes températures pour obtenir une loi de Curie-Weiss interprétable.

La nature de l'ordre magnétique présent à basse température est établie dans l'alliage $\underline{V} \text{ Fe}$. Aux faibles concentrations nominales, les moments géants interagissent très peu et l'énergie d'échange mise en jeu n'impose pas un alignement parallèle, même à très basses températures. Leur interaction est du type RKKY. On a alors un verre de spin dont le pic de susceptibilité initiale et la faible valeur de l'aimantation totale des monodomains démontrent la présence. Lorsque la concentration nominale augmente, les interactions entre moments géants imposent un ordre ferromagnétique caractérisé à basses températures par une susceptibilité initiale constante et égale à l'inverse du coefficient de champ démagnétisant.

La transition entre les deux régimes est localisée dans un intervalle restreint de concentration nominale, car la susceptibilité à très basses températures augmente d'un facteur 100 quand x varie de 27 % à 30 %. Cette propriété pourrait servir de définition à une concentration critique (on remarque qu'elle correspond aussi à un maximum de densité d'états au niveau de Fermi), qui représenterait alors l'apparition du ferromagnétisme, et non du magnétisme localisé. Il existe en effet une aimantation à saturation à des concentrations inférieures et les propriétés supraconductrices montrent que des atomes magnétiques et/ou presque magnétiques existent dans les alliages contenant seulement quelques % de Fer. La concentration caractéristique est plutôt un paramètre expérimental : c'est la concentration à partir de laquelle on peut étudier facilement les moments magnétiques localisés à l'aide des moyens expérimentaux actuels.

Les propriétés magnétiques du Pt Ni pour $x \geq 45$ % se décrivent remarquablement bien dans le cadre de la théorie du ferromagnétisme faible⁽¹²³⁾. Ceci implique l'apparition d'un caractère collectif du magnétisme causée par la superposition croissante des moments géants.

Le fait que l'aimantation obéisse aux critères d'Arrott caractérise généralement la présence de magnétisme itinérant. On détermine une concentration C_A à partir de laquelle les courbes $M^2 = f(\frac{H}{M})$ sont des droites à basse température et à tout champ. On peut alors caractériser l'apparition du magnétisme itinérant par la valeur du rapport C_A/C_F , où C_F est la concentration caractéristique d'observation du magnétisme précédemment définie. Ce rapport est égal à l'Unité dans le cas d'un alliage de Stoner idéal. Les résultats sont reportés dans le tableau VII en incluant le Cu Ni et le Pd Ni.

On remarque que le rapport se rapproche de l'unité lorsque la concentration caractéristique augmente ; l'apparition du ferromagnétisme itinérant est d'autant plus rapide que la concentration nominale en Fer ou en Nickel augmente. Par comparaison entre le Cu Ni et le Pt Ni où la concentration C_F est identique, on voit que le platine accélère l'apparition du caractère collectif.

Tableau VII

	<u>Pd</u> Ni	<u>V</u> Fe	<u>Cu</u> Ni	<u>Pt</u> Ni	<u>V</u> Ni
$C_A(\%)$	5 (a)	38 (c)	53,6 (e)	45 (a)	89 (d)
$C_F(\%)$	1,5 (b)	27 (d)	44 (f)	42 (a)	87,4 (g)
C_A/C_F	3,33	1,41	1,21	1,07	1,02

(a) Référence (123)

(b) Référence (135)

(c) Référence (87)

(d) Présent travail

(e) Référence (133)

(f) Référence (118)

(g) Référence (120)

Il est toutefois à remarquer qu'il existe encore des inhomogénéités magnétiques pour $x > C_A$. Dans les alliages considérés, il semble donc que le ferromagnétisme faible apparaît progressivement lorsque s'estompe l'inhomogénéité de l'aimantation liée à l'apparition locale du magnétisme par effet d'environnement critique.

CHAPITRE IV

MESURES DIRECTES DE L'INHOMOGENEITE MAGNETIQUE PAR DIFFUSION DES NEUTRONS

La diffusion des neutrons de grande longueur d'onde fournit les renseignements à l'échelle atomique qui sont inaccessibles aux autres méthodes directement. La principale technique utilisée ici est la diffusion élastique des neutrons polarisés et une analyse différente est appliquée à chaque système considéré (V Ni, Pt Ni, V Fe). Elle est accompagnée de mesures à l'aide de neutrons non polarisés dans le cas de l'alliage V Ni et seul le système Pt Ni est l'objet de mesures inélastiques.

La séparation expérimentale des contributions élastiques et inélastiques utilise le fait que la diffusion par les ondes de spin est limitée aux très petits angles si le champ appliqué et l'aimantation sont forts (voir figure 5).

La section efficace totale intégrée sur toutes les énergies des neutrons transmis est donc mesurée globalement ; le fait que la section efficace inélastique magnétique soit nulle pour les angles de diffusion utilisés sur l'appareillage D7 entraîne que la section efficace magnétique totale est en fait la section efficace élastique dans toutes les mesures de diffusion effectuées.

Nous avons choisi de mesurer sur l'appareillage D11 le coefficient des ondes de spin D dans l'alliage Pt Ni. Les résultats sont exposés au dernier paragraphe. En effet, les mesures magnétiques montrent que le système Pt Ni s'homogénéise plus rapidement que les autres lorsque la concentration x augmente (on a vu au chapitre précédent que C_A est plus faible que pour le Cu Ni, alors que les concentrations caractéristiques C_F sont voisines).

La section efficace de diffusion élastique magnétique par les neutrons non polarisés n'étant due qu'à la distribution inhomogène d'aimantation, elle est nulle ou négligeable devant la contribution inélastique magnétique pour des conditions expérimentales qui seront déterminées au dernier paragraphe à l'aide de la section efficace de diffusion inélastique établie dans le premier chapitre. On verra alors que la contribution inélastique n'est différente de zéro que pour des angles de diffusion petits et un champ magnétique extérieur nul.

La diffusion inélastique est plus grande dans le Pt Ni que dans les autres alliages considérés (V Ni, Cu Ni, V Fe) car il est le plus homogène ; le système d'ondes de spin s'établit plus facilement. Les limites de l'existence du processus inélastique déterminées pour le Pt Ni sont donc plus strictes que dans les autres alliages et il est alors plus justifié de négliger la contribution inélastique à la section efficace totale mesurée sous champ magnétique extérieur et aux angles de diffusion qui s'écartent suffisamment du faisceau direct. Toutes les mesures de désordre exposées dans les trois premiers paragraphes sont effectuées dans ces conditions.

La conversion des intensités observées en valeurs de section efficace de diffusion est la même pour toutes les mesures et est exposée en détails dans le dernier chapitre, où se trouvent aussi tous les renseignements utiles concernant les appareils utilisés et la forme des échantillons.

I - Structure magnétique et métallurgique d'un moment géant : le V Ni

Il a été établi au premier chapitre que l'aimantation moyenne d'un atome donné appartenant aux moments géants est connue à l'aide de la section efficace des neutrons non polarisés décrite par l'équation (10). Les moments magnétiques individuels étant connus, la section efficace de diffusion élastique des neutrons polarisés décrite par l'équation (14) fournit la probabilité pour qu'un certain site appartenant aux moments géants soit occupé par un atome magnétique. La

combinaison des deux grandeurs expérimentales mesurées indépendamment décrit alors à la fois l'état métallurgique et l'état magnétique d'un moment géant.

1 - Technique expérimentale

On choisit la concentration où l'aimantation à saturation est la plus forte alors que les moments géants sont encore bien distincts. Elle est déterminée par la figure 23 où le point à partir duquel les moments géants décroissent correspond à $x = 89 \%$. La température de Curie paramagnétique déduite de la figure 22 est alors égale à 9 K.

Le même appareil D7 (décrit au dernier chapitre) est utilisé pour les neutrons polarisés et non polarisés. Le flux de neutrons polarisés est obtenu par l'introduction d'un monocristal d'alliage d'Heusler (voir dernier chapitre) dans le flux de neutrons non polarisés fourni par le monochromateur de graphite.

(i) Neutrons non polarisés

L'échantillon est une plaquette placée perpendiculairement au faisceau incident dans un champ magnétique vertical uniforme $H_0 = 14$ kOe. Une première mesure est effectuée à la température $T_1 = 5$ K et une seconde à $T_2 = 20$ K, c'est-à-dire de part et d'autre de la température de Curie paramagnétique ($\theta_p = 9$ K). La différence entre les intensités totales observées lors des deux mesures est appelée $I_{NP}(K)$

$$I_{NP}(K) = I_{T_2}(K) - I_{T_1}(K) . \quad (49)$$

Elle est formée de tout ce qui peut varier avec la température. En dehors de la contribution élastique cherchée, toutes les autres sections efficaces partielles sont indépendantes de la température.

En effet, les températures utilisées sont suffisamment éloignées de la température de Curie ($T_1 \neq \theta_p/2$, $T_2 \neq 2\theta_p$) pour

qu'il n'existe pas de diffusion magnétique critique. Le champ magnétique appliqué annule la diffusion par les ondes de spin qui subsisterait aux vecteurs K les plus petits. De plus, les températures T_1 et T_2 sont suffisamment faibles devant la température de Debye pour que le spectre de phonons soit uniquement gouverné par le processus de création, qui est ici pratiquement indépendant de la température ; la diffusion inélastique correspondante est donc la même à T_1 et T_2 et disparaît de la différence définie par l'équation (49).

La figure (39) montre la valeur de la section efficace élastique déduite de $I_{NP}(K)$ par les méthodes de normalisation décrites au dernier chapitre.

(ii) Neutrons polarisés

L'échantillon occupe la même position dans le même cryostat mais le champ magnétique appliqué est ramené à $H = 6,5$ kOe pour ne pas diminuer sensiblement la polarisation du faisceau P et l'efficacité de flipping e (définies au dernier chapitre). On a alors

$$P = 0,914 \qquad e = 0,970$$

La température est égale à T_1 ($T = 5$ K) et on mesure la différence $I_p(K)$ entre les intensités mesurées avec le spin des neutrons incidents d'abord anti-parallèle au champ appliqué, puis parallèle.

$$I_p(K) = I_{\downarrow}(K) - I_{\uparrow}(K) . \qquad (50)$$

Les autres composantes magnétiques considérées lors de l'équation (49) sont nulles. On voit d'après l'équation (2) que $I_p(K)$ est le double du terme d'interférence magnétique-nucléaire ; la moitié de la différence définie par l'équation (50) est transformée en valeurs de section efficace de diffusion qui sont représentées sur la figure 40.

2 - Mesure des moments géants

Un programme FORTRAN combine les équations (10) et (14) et les compare aux sections efficaces expérimentales déduites des équations (49) et (50). La concentration en moments géants " c " est donnée

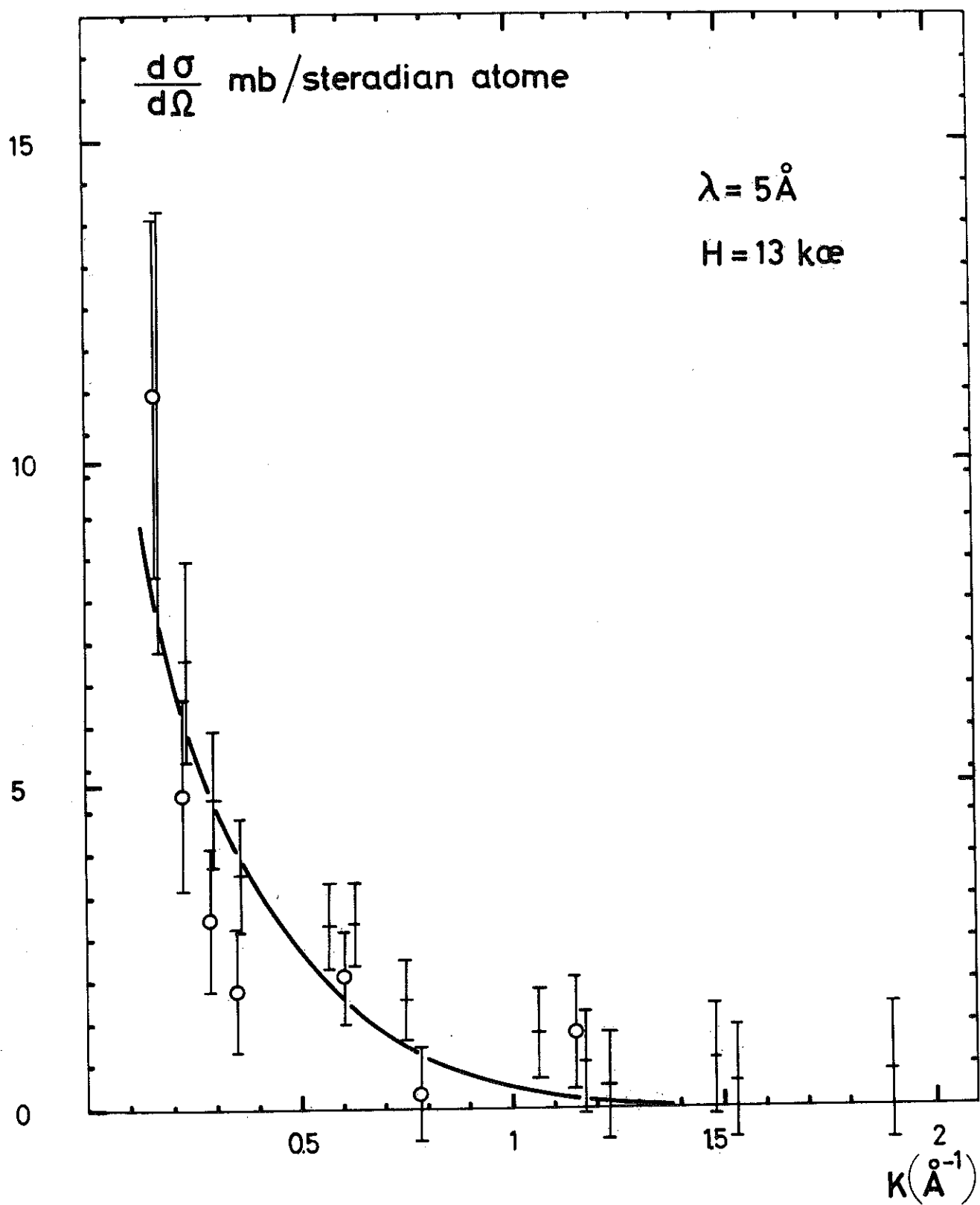


FIG. 39

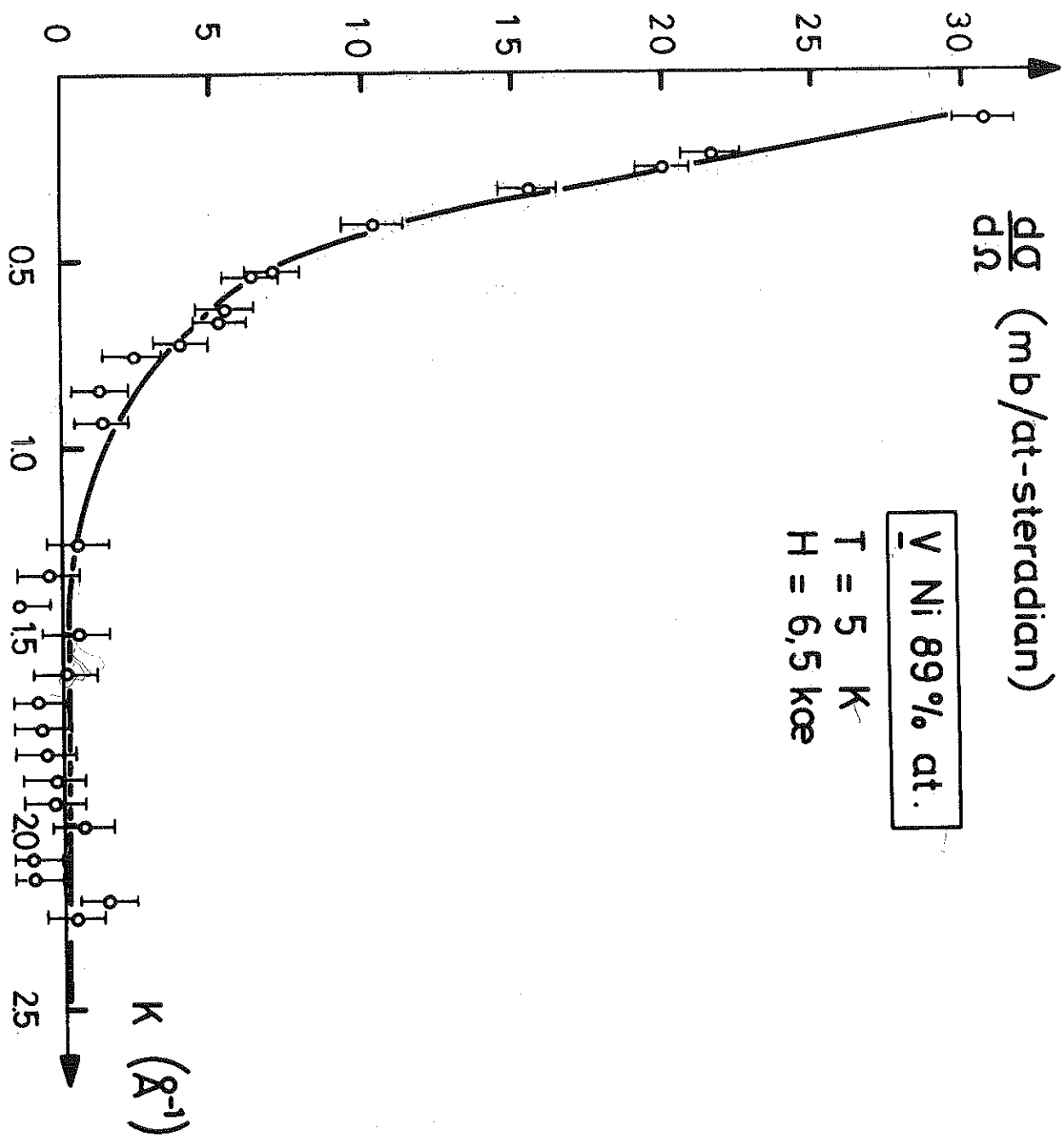


FIG. 40

à priori jusqu'à ce que son produit avec la valeur des moments géants fournie par le programme soit égal à l'aimantation de l'échantillon en champ magnétique $H = 14$ kOe lorsque la température passe de $T_1 = 5$ K à $T_2 = 20$ K.

On impose que l'atome central porte le moment maximum du Nickel ($\mu(0) = 0,606 \mu_B$). Les moments individuels sont déduits de l'équation (10) par une méthode de moindres carrés non linéaires et les probabilités moyennes d'occupation sont déduites ensuite de l'équation (14) par une méthode de moindres carrés linéaires en imposant que l'atome central est un atome de Nickel ($g(0) = 1$). Les courbes continues représentées sur les figures 39 et 40 représentent les meilleurs accords obtenus. On en déduit les variations de $\mu(R)$ et $g(R)$ fonction de la distance R au centre du moment géant, représentées sur la figure 41, où les barres d'erreurs verticales représentent les différentes solutions équivalentes fournies par le programme FORTRAN, et où les barres d'erreur horizontales sont dues à la résolution de l'appareillage $\frac{\Delta K}{K} = 6 \%$.

On en déduit aussi que

Moment géant	$= 9,8 \mu_B$
Concentration	$= 0,34 \%$

Ces valeurs sont à comparer à celles déduites des mesures magnétiques, où $G = 42 \mu_B$ et $c = 0,079 \%$. Ceci indique que même dans l'état paramagnétique où la constante de Curie est mesurée, plusieurs moments géants (ici quatre) se couplent entre eux et s'alignent comme un seul moment géant quand un champ magnétique est appliqué⁽¹³⁵⁾.

On remarque sur la figure 41 que la concentration en Nickel est partout supérieure à la concentration nominale ($x = 89 \%$) sauf pour la seconde couche. Le nombre d'atomes de Nickel en excès par rapport à la moyenne est égal à 3,32 : la concentration réelle en Nickel dans les moments géants est donc de 92 %.

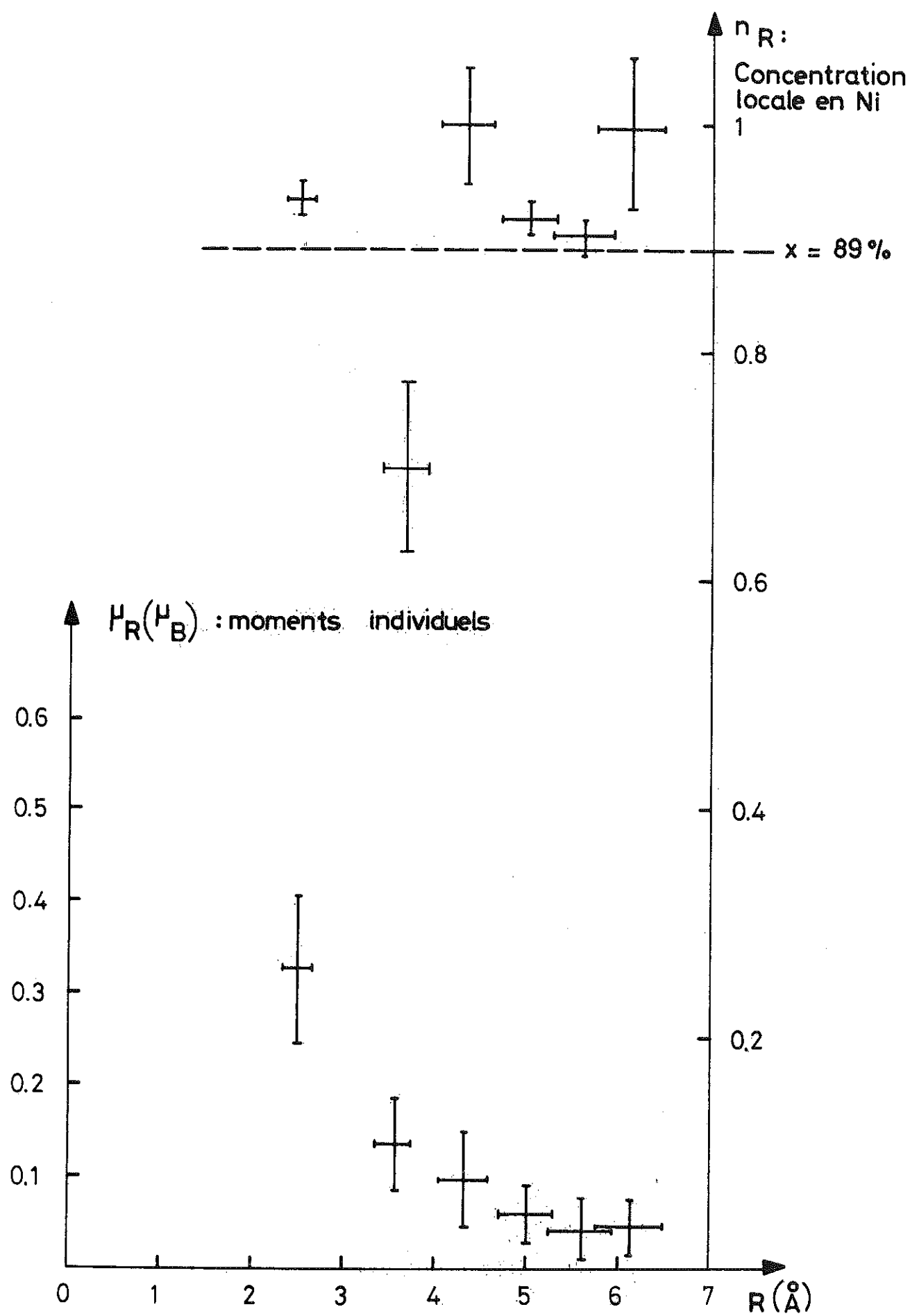


FIG.41

3 - Remarque sur les valeurs des sections efficaces en $K = 0$

On remarque que l'équation (22) indique en fait que la contribution magnétique est une Lorentzienne. Cette contribution intervient linéairement en neutrons polarisés mais quadratiquement en neutrons non polarisés. Dans ce dernier cas, on suppose donc que :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(K) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) \left(\frac{K_0^2}{K_0^2 + K^2} \right)^2,$$

ou

$$\left| \frac{d\sigma}{d\Omega}(K) \right|^{-1/2} = f(K^2). \quad (51)$$

Si cette fonction est une droite, son extrapolation en $K = 0$ fournit $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ et sa pente fournit K_0 . On a représenté sur la figure 42 les fonctions (23) et (51). Ce sont des droites dans le domaine de K où la précision est suffisante. On en déduit que

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = 83,3 \text{ mb} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = 18,1 \text{ mb}$$

$$K_0 = 0,25 \pm 0,01 \text{ \AA}^{-1} \quad K_0 = 0,23 \pm 0,02 \text{ \AA}^{-1}.$$

On vérifie que les valeurs de K_0 sont voisines ; elle caractérisent en effet l'extension de la même inhomogénéité magnétique et la valeur $1/K_0 \approx 4 \text{ \AA}$ correspond à la quatrième couche.

L'équation (21) indique alors que $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = 3,5$. D'après les mesures magnétiques reportées au chapitre précédent, $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = 3,7$, l'accord est bon. On retrouve ici le résultat expérimental observé pour le Cu Ni. L'équation (21) fournit la valeur correcte de $\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x}$ à partir du rapport des sections efficaces des neutrons polarisés et non polarisés en $K = 0$ pour le V Ni 89 %. Elle semble donc être vérifiée aussi bien dans le cadre du modèle de MARSHALL que lorsque les moments géants sont indépendants.

Toutefois, si on considère les sections efficaces individuelles pour $K = 0$ et non leur rapport uniquement, on remarque que l'équa-

V Ni 89 %

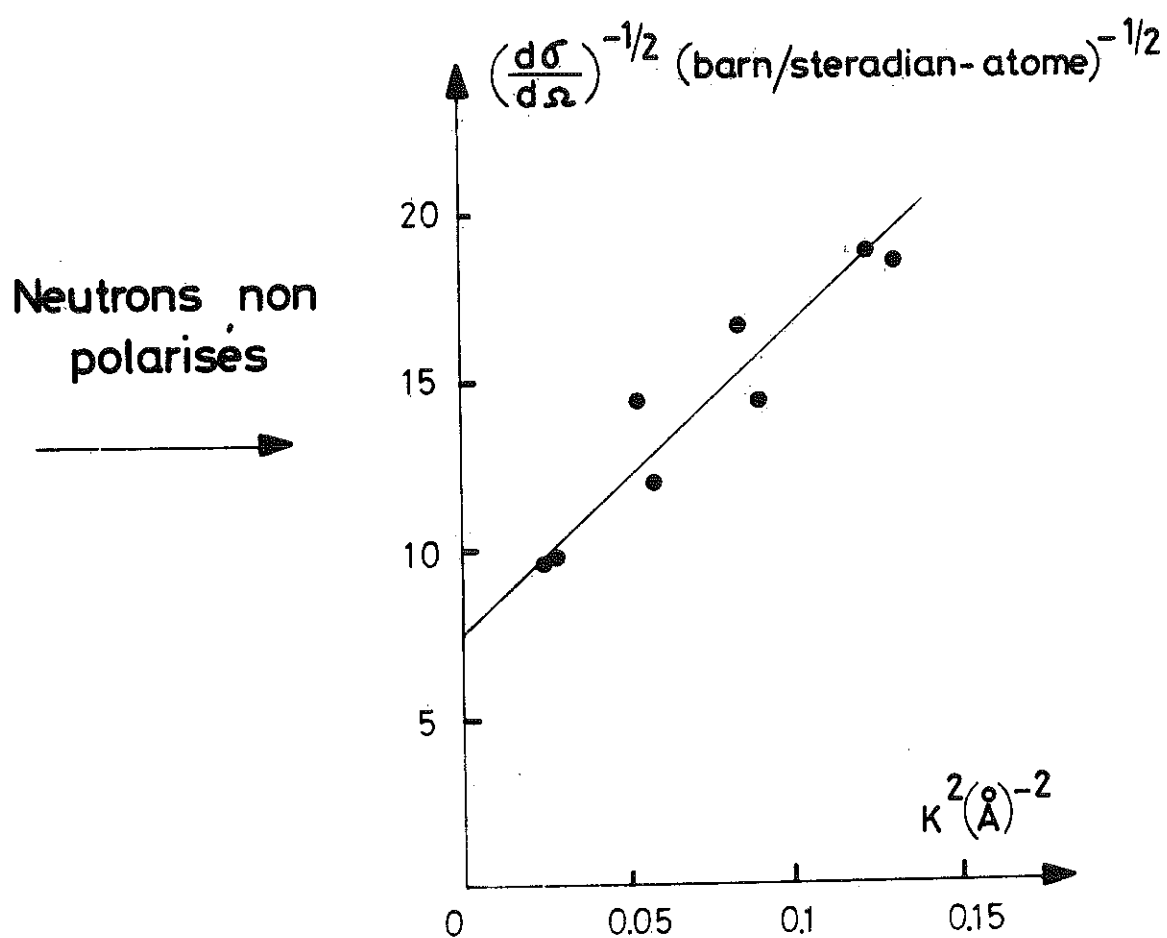
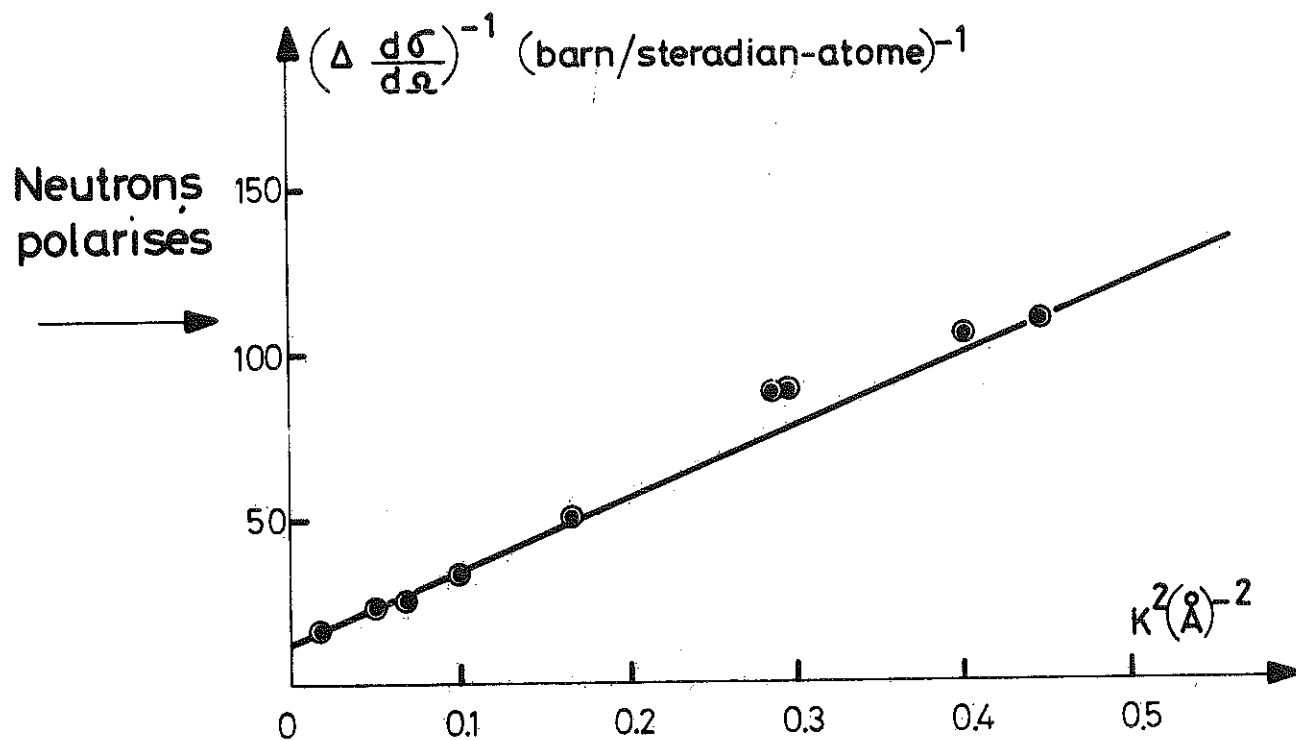


FIG. 42

tion (20) permet de connaître l'influence de l'ordre chimique à courte distance. On trouve $S(0) = 0,19$. Cette valeur inférieure à l'unité indique que certains atomes de Nickel sont entourés par un nombre inférieur à la moyenne d'autres atomes de Nickel. Le traitement thermique destiné à l'élimination des précipités de Nickel peut aussi favoriser dans une faible mesure la formation du composé $Ni_3 V$, dont on a décelé des traces aux rayons X dans l'échantillon utilisé. Dans cette phase, chaque atome de Nickel a en moyenne 2,7 autres atomes de Nickel en position de premier voisin. Ce nombre est inférieur à 10,7 qui correspond à la phase cubique face centrée pour $x = 89 \%$. Cette tendance à l'anti-clustering des atomes de Nickel entre eux fait que $S(0)$ doit être inférieur à 1. Toutefois, la valeur 0,2 trouvée expérimentalement est petite devant 1 et semblerait prouver que le modèle de MARSHALL ne s'applique pas totalement à l'alliage V Ni 89 %.

4 - Discussion sur l'application des modèles MARSHALL et moments géants

Le modèle de moments géants que nous avons développé au premier chapitre et appliqué au V Ni 89 % ne nécessite aucune condition de linéarité et n'est pas limité aux paires comme le Modèle de MARSHALL. Tous les atomes d'un même moment géant sont pris en compte. Par contre, toutes corrélations entre moments géants sont supposées négligeables. Il faut pour cela que les résultats de l'analyse montrent effectivement que les moments géants sont indépendants. On vérifie ceci à l'aide des caractéristiques mesurées.

On trouve une concentration égale à 0,34 % d'amas qui s'étendent jusqu'à la sixième couche ($6 \text{ \AA}$ à partir de l'origine). Leur ensemble contient 40 % des atomes de l'alliage : ils ne se recouvrent donc pas en moyenne. La distribution d'aimantation (voir figure 41) est limitée à six couches. On va comparer cette valeur à ce que l'on attend dans une solution solide parfaite. Dans ce cas, la fluctuation Δn du nombre d'atomes de Nickel n , dans une région contenant N_2 sites, autour de la valeur moyenne xN_2 est

$$\Delta n = \pm \sqrt{(n - xN_2)^2}$$

En calculant cette moyenne et en ne retenant que le signe > 0 , on a

$$\Delta n = \sqrt{N_2 x (1-x)} .$$

Pour 6 couches et une concentration nominale de 89 %, on trouve

$$\Delta n = 3 .$$

Expérimentalement, on arrive à

$$\Delta n = 3,3 .$$

Il semble vérifié que les moments géants s'étendent sur 6 couches.

On peut alors dire que les résultats expérimentaux sont plus cohérents dans le cadre de l'analyse en moments géants que dans le cadre de la théorie de MARSHALL pour le V Ni 89 %, car la valeur de $S(0)$ semble trop petite.

Le fait que la valeur de $S(0)$ soit vérifiée dans le Cu Ni 50 % alors qu'elle semble trop faible dans le V Ni 89 % constitue le seul argument pour préférer un modèle par rapport à l'autre si on ne considère que les résultats des neutrons.

Des mesures à différentes concentrations seraient donc utiles pour contrôler les différentes valeurs de l'ordre chimique à courte distance $S(0)$.

II - Mise en évidence de l'inhomogénéité magnétique : le Pt Ni

Les mesures magnétiques que nous avons réalisées montrent que des moments géants existent pour $x \leq 42$ %. Nous avons mesuré la section efficace du Pt Ni 50 % pour déterminer si la distribution de l'aimantation en moments géants persiste. Le modèle alors proposé

indique que l'inhomogénéité magnétique persiste au-delà de $x = 50 \%$ car il y a encore des atomes de Nickel porteurs du moment magnétique maximum (ceux qui existent dans le Cu Ni de mêmes concentrations). La comparaison entre les alliages Pt Ni et Cu Ni se continue ici par la mesure de leur section efficace de diffusion à une concentration nominale commune aux deux alliages.

1 - Technique expérimentale

La concentration choisie est la plus élevée possible à laquelle les alliages Pt Ni sont encore inhomogènes. Elle est égale à 50% d'après la figure 36. La température de Curie du Pt Ni ($x=50 \%$) est de 100 K : il n'est donc pas possible de déduire la section efficace de neutrons non polarisés par mesures à des températures $T_1 \neq \theta_p/2$ et $T_2 \neq 2\theta_p$ car la contribution des phonons serait différente à T_1 et T_2 et ne pourrait être éliminée de l'équation (49). Ceci enlève tout espoir de connaître directement la distribution d'aimantation à l'intérieur d'un moment géant ainsi que la probabilité d'occupation de chaque site car on ne dispose pas de mesures à l'aide de neutrons non polarisés.

Seule la section efficace de diffusion élastique des neutrons polarisés est mesurable bien qu'elle soit très faible pour le Pt Ni. En effet, la différence entre les longueurs de diffusion nucléaire $b^B - b^A$ apparaissant dans l'équation (14) ne vaut que $0,08$, alors qu'elle vaut $1,08$ pour le V Ni. L'intensité $I_p(K)$ définie par l'équation (50) est obtenue pour $T = 5 \text{ K}$ et $H = 6,5 \text{ kOe}$ et est transformée en section efficace à l'aide de la même méthode que pour le V Ni et les contributions inélastiques en sont absentes pour la même raison. La figure 43 représente les résultats obtenus pour le Pt Ni ($x = 50 \%$). La taille des barres d'erreur indique que la précision statistique n'est pas très bonne bien que le temps de comptage soit de neuf jours.

2 - Résultats expérimentaux du Pt Ni 50%

Nous avons aussi représenté par une courbe discontinue sur la figure 43 la section efficace des neutrons polarisés dans le cadre du modèle de SHULL et WILKINSON⁽¹⁴⁾. Les hypothèses sont les suivantes :

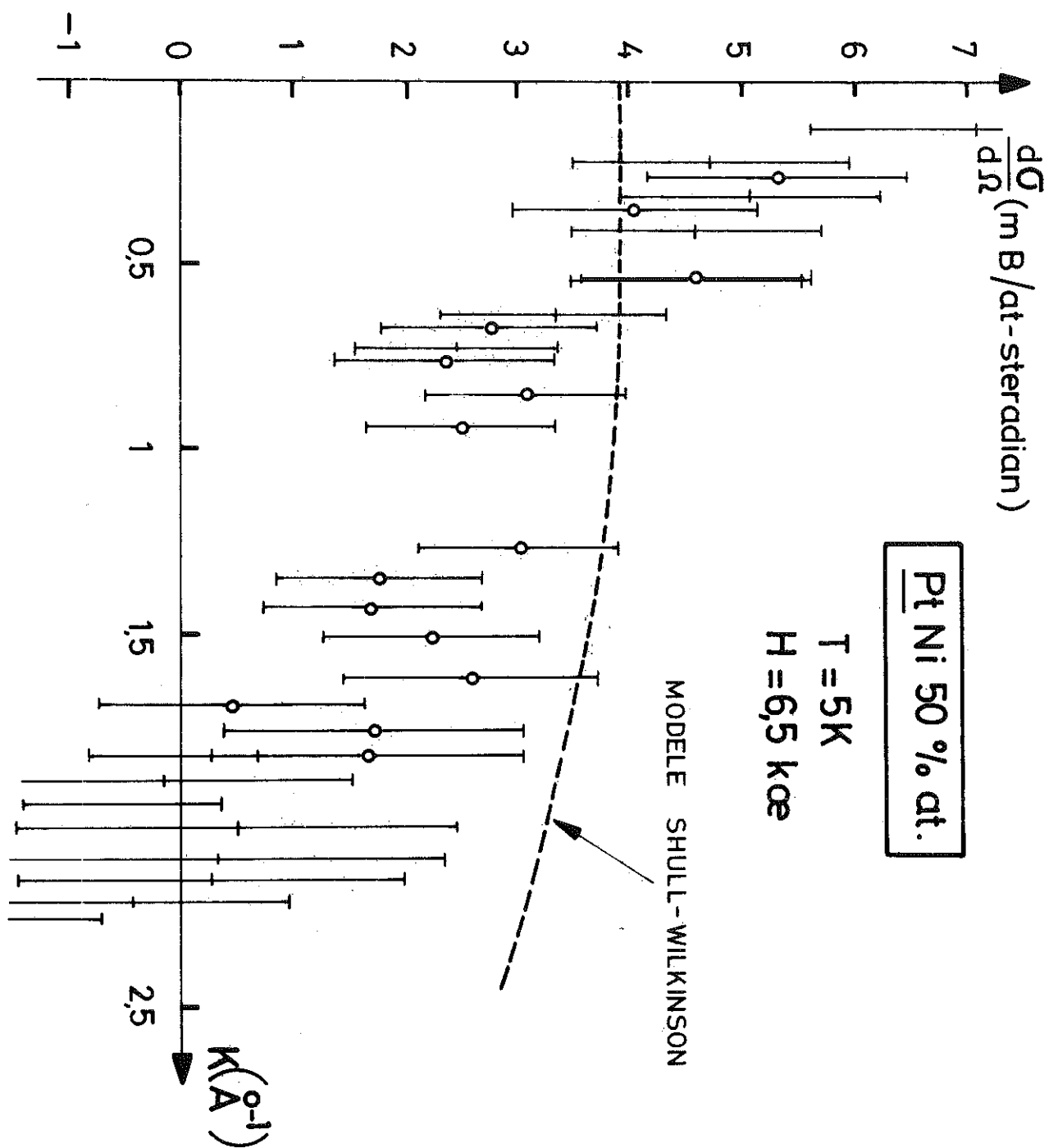


FIG. 43

le platine n'est pas magnétique et tous les atomes de Nickel portent le même moment ; le facteur de forme atomique du Nickel est identique à celui déjà utilisé pour le Cu Ni 50 % (aux petits angles, $f(K) = 1 - 0,05 K^2$). Toute la dépendance en K est alors due à ce facteur de forme atomique.

On remarque alors que la section efficace magnétique décroît avec K plus rapidement que ce qui est prédit par le modèle de SHULL et WILKINSON. Ceci indique que des corrélations entre plusieurs atomes sont présentes dans le Pt Ni 50 %.

On a vu au premier chapitre que la section efficace de diffusion des neutrons polarisés (et non polarisés) du Cu Ni 50 % est bien décrite par le modèle de MARSHALL. Nous utiliserons donc le même modèle pour le Pt Ni 50 %. Son application conduit aux résultats suivants : L'extrapolation en $K = 0$ de l'inverse de la section efficace de diffusion conduit à

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = 13,3 \text{ mb/st-atome}$$

d'après l'équation (22). Les mesures magnétiques⁽¹²³⁾ indiquent que

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial x} = 0,83 .$$

On en déduit d'après l'équation (20) que

$$S(0) = 0,74 .$$

Cette valeur inférieure à l'unité indique qu'il existe de l'anti-clustering. Toutefois aucune réflexion due à un composé défini n'est décelée aux rayons X.

La différence entre les moments portés en moyenne par le Platine et le Nickel se déduit des mesures à grand K d'après l'équation (18) ; on trouve :

$$\bar{\mu}_{\text{Ni}} - \bar{\mu}_{\text{Pt}} = 0,08 \pm 0,02 \mu_B/\text{atome} .$$

Les mesures magnétiques indiquent que⁽¹²³⁾

$$\bar{\mu} = 0,156 \mu_B/\text{atome} .$$

Par suite :

$$\bar{\mu}_{Ni} = 0,196 \mu_B/\text{at.} \quad \bar{\mu}_{Pt} = 0,116 \mu_B/\text{at.} .$$

La section efficace de diffusion des neutrons polarisés est donnée par l'équation (17) pour des valeurs intermédiaires de K. Comme il n'est pas possible de connaître séparément les fonctions $G_A(K)$ et $G_B(K)$, on se limite à la fonction $G(K)$ définie par :

$$G(K) = x G_A(K) + (1-x) G_B(K) .$$

Elle caractérise tous les atomes autour d'un atome de Platine. L'équation (17) devient dans le cas présent

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}(K) = 4 \left(\frac{\gamma c^2}{2mc^2} \right) (b_{Ni} - b_{Pt}) S(K) x(1-x) \left[f(K) (\bar{\mu}_{Ni} - \bar{\mu}_{Pt}) - G(K) \right] .$$

Comme seules les petites valeurs de K sont utilisées lors de l'analyse à base de Lorentzienne, on ne tient pas compte de la variation en K de $S(K)$ car $S(0)$ est proche de l'unité ($S(0) = 0,74$). On remplace $S(K)$ par $S(0)$ dans la formule ci-dessus. Dans cette formule tout est connu sauf $G(K)$. Son inverse est tracé en fonction de K^2 conformément à l'équation (23) et est représenté sur la figure 44 qui montre que

$$G(0) = - 0,714 .$$

$$K_0 = 0,470 \pm 0,075 \text{ \AA}^{-1} .$$

On en déduit l'écart à la densité moyenne autour de chaque atome de platine à l'aide de la transformée de Fourier habituelle. Le résultat $\rho(r)$ obtenu est détaillé ci-dessous.

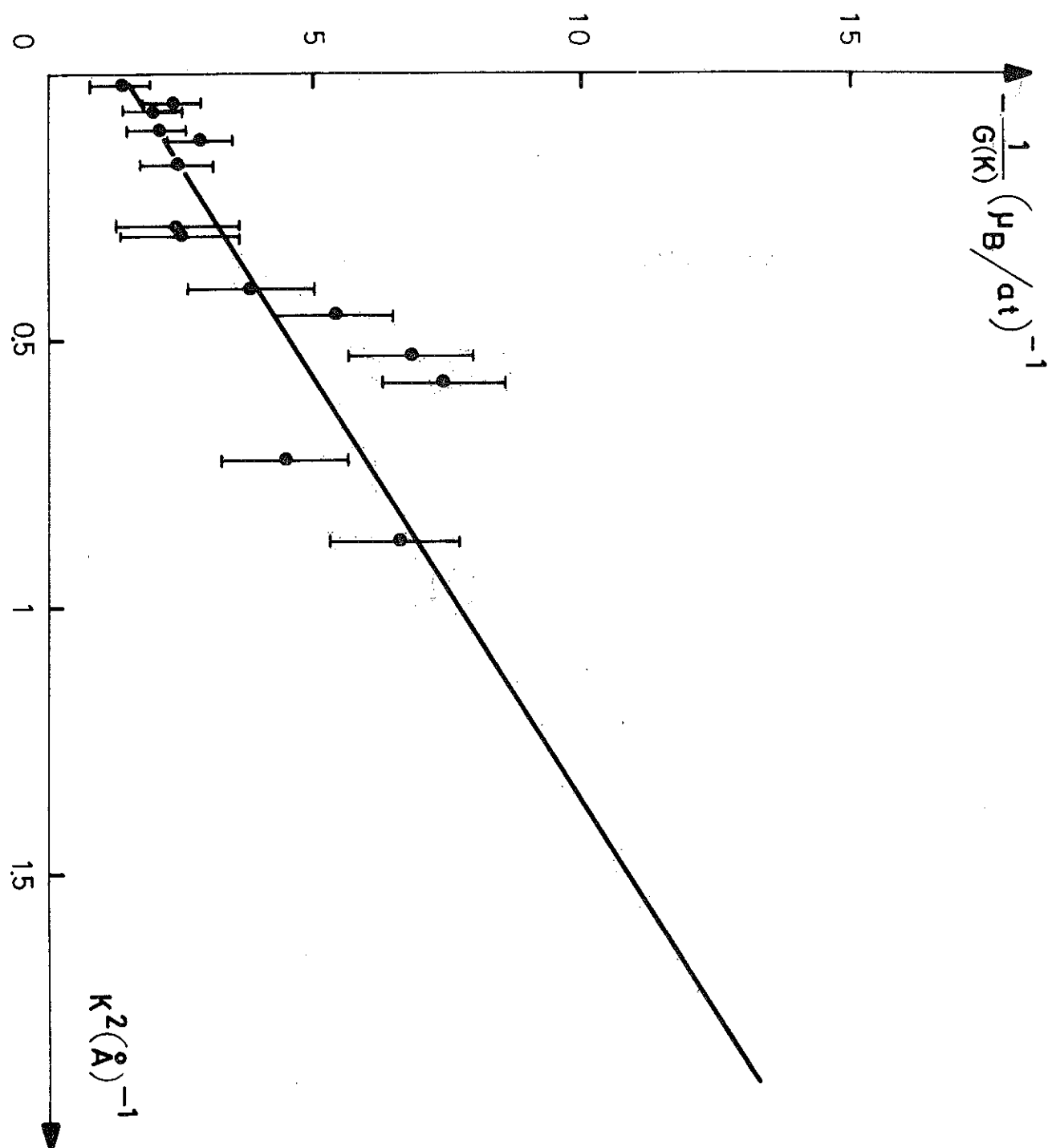


FIG. 44

3 - Similitude d'apparition du magnétisme dans le Cu Ni et le Pt Ni

Soit $m(r)$ la densité d'aimantation autour d'un atome de matrice (Cuivre ou Platine). Elle est égale à la somme

$$m(r) = \bar{\rho} + \rho(r) .$$

Ici $\bar{\rho}$ est la densité moyenne d'aimantation : elle est égale à l'aimantation à saturation divisée par le volume de l'échantillon, puis convertie en μ_B . La fonction $\rho(r)$ décrite par l'équation (24) diverge à l'origine. Les valeurs $m(0)$ sont donc arbitrairement obtenues en divisant le moment moyen localisé sur un atome de matrice (Cuivre ou Platine) par le quart de la maille élémentaire.

Afin de pouvoir comparer $m(r)$ dans les deux alliages, on préfère exprimer la distance r en fonction du numéro de la couche n et du paramètre de la maille a .

$$r = a \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{n} \quad n < 7 .$$

La figure 45 représente alors $m(n)$ pour les deux alliages. On y remarque surtout que l'écart $\rho(n)$ à la densité moyenne s'étend à la même distance (exprimée en nombre de couches). Sachant d'après l'équation (24) que

$$\rho(n) = \frac{G(0) K_0^2}{2\sqrt{2} \pi a \sqrt{n}} e^{-\frac{\sqrt{2}}{2} K_0 a \sqrt{n}} ,$$

la décroissance de $\rho(n)$ est commandée par l'exponentielle, qui ne dépend que du produit $K_0 a$. On trouve

<u>Cu Ni</u>	<u>Pt Ni</u>
$K_0 a = 1,95 \pm 0,10$	$K_0 a = 1,80 \pm 0,25 .$

Ces deux valeurs étant pratiquement égales indiquent que la perturbation apportée par un atome de matrice s'étend à la même distance moyenne (toujours exprimée en nombre de couches) dans les deux alliages.

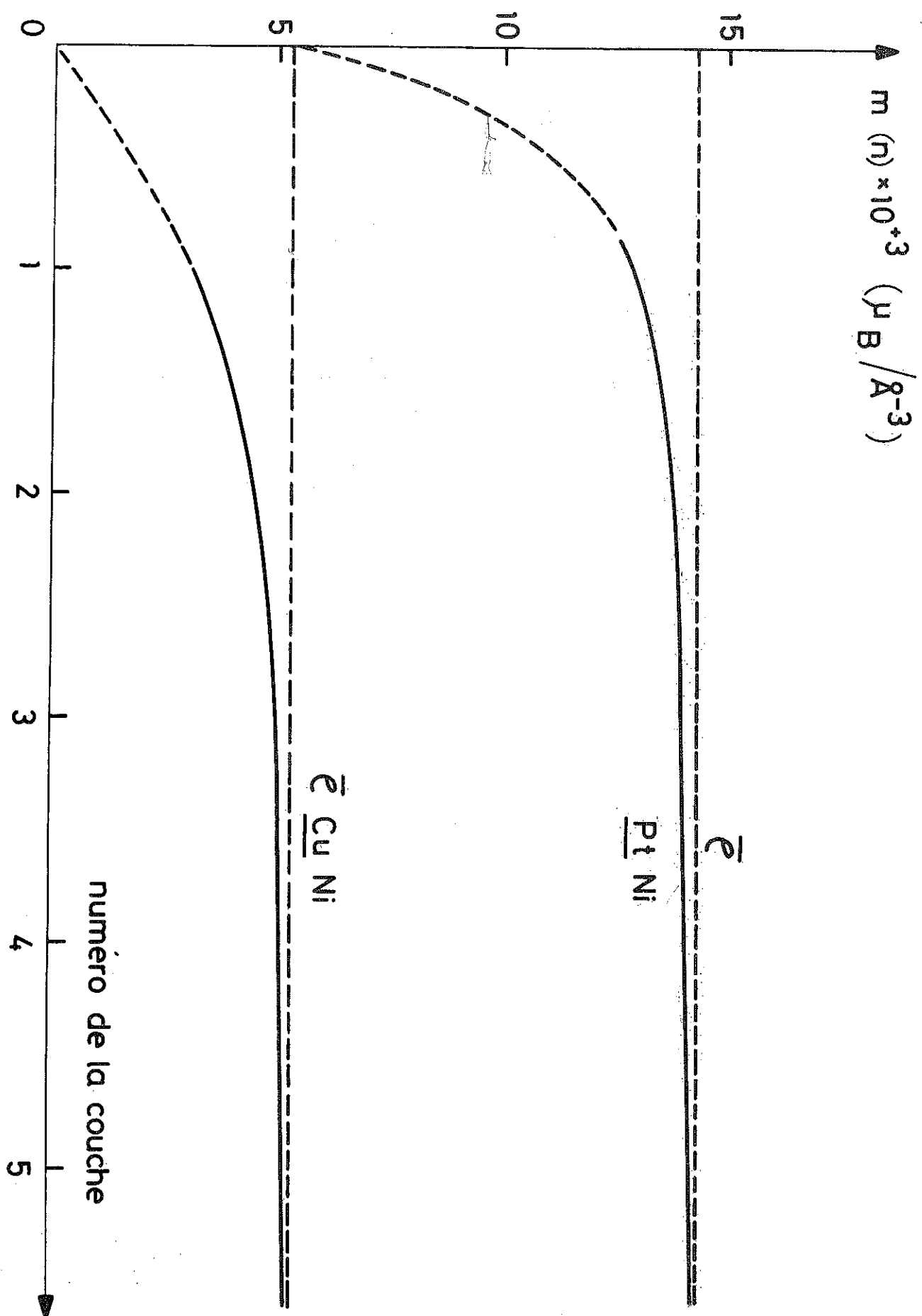


FIG. 45

On rappelle le résultat principal établi lors de la comparaison des Pt Ni et des Cu Ni à basses concentrations au chapitre précédent. Les rapports entre les moments géants des deux alliages, leur aimantation à saturation, l'aimantation induite par un atome de Fer dans le Cu Ni et le Pt Ni sont semblables (# 3). Nous en avons déduit que l'apparition du magnétisme était identique dans les deux alliages.

La mesure de la diffusion dans les deux alliages des neutrons polarisés indique donc que la similitude des distributions spatiales d'aimantation est conservée à concentration plus haute ($x = 50 \%$), à température plus haute (5 K), en champ plus fort (6,5 kOe) que ce qui a été utilisé lors de l'étude magnétique.

La cohérence de ces résultats semble donc bien montrer que la condition d'apparition du magnétisme est la même dans le Cu Ni et le Pt Ni.

4 - Comparaison entre neutrons polarisés et constantes de Curie

On a vu dans les chapitres précédents que les mesures magnétiques permettent de connaître un aspect de la distribution d'aimantation si on suppose que les moments géants n'interagissent pas entre eux et se comportent comme des spins atomiques individuels. La grandeur physique la plus importante est alors la constante de Curie. Or celle-ci est mesurée à des températures bien supérieures à la température d'ordre magnétique. L'énergie thermique mise en jeu peut alors casser des moments géants si les températures de mesure sont trop élevées (voir le V Ni au chapitre précédent). Plus la concentration en Nickel augmente, plus la valeur des moments géants déduite des constantes de Curie s'éloigne de la réalité lorsque l'alliage est ferromagnétique.

Les températures de Curie paramagnétiques des alliages étudiés ici sont de 40 K pour le Cu Ni 50 % et de 100 K pour le Pt Ni 50 %. Les interactions magnétiques sont trop grandes pour que les constantes de Curie fournissent la valeur correcte des moments géants.

L'intérêt de la mesure aux neutrons est que la température de mesure est de 5 K ; elle est très inférieure aux températures d'ordre. On a donc directement accès à l'inhomogénéité dans l'état ferromagnétique sans qu'elle soit masquée par l'agitation thermique.

III - Détection des atomes presque magnétiques : le V Fe

Une des propriétés communes aux systèmes considérés est la présence d'atomes presque magnétiques, c'est-à-dire d'atomes qui ne portent un moment magnétique localisé qu'en présence de champ magnétique extérieur. La taille des moments géants doit donc croître avec la valeur du champ magnétique appliqué car le nombre d'atomes porteurs de moment magnétique augmente.

Afin de mettre cette variation en évidence, on évalue le paramètre K_0 caractéristique d'une lorentzienne. On choisit une telle fonction car elle représente correctement toutes les sections de diffusion que nous avons mesurées.

L'extension moyenne R_0 d'un moment géant est proportionnelle à l'inverse de K_0 : $R_0 = \frac{A}{K_0}$ où A est une constante caractéristique de l'alliage considéré. Nous évaluons donc K_0 .

1 - Technique expérimentale

La contribution des atomes presque magnétiques à l'aimantation globale est maximum aux concentrations où apparaissent les maximum de densité d'états au niveau de Fermi (figures 14, 27, 38). Pour que l'effet soit mesurable, il faut que l'aimantation à saturation soit la plus grande possible sans que les moments géants se recouvrent. Parmi tous les alliages des trois systèmes étudiés, c'est le V Fe ($x = 30 \%$) qui satisfait le mieux à ces conditions.

La variation de K_0 peut être déduite indifféremment de mesures de neutrons non polarisés ou polarisés. Nous avons choisi les neutrons polarisés car la différence entre les longueurs de dif-

fusion nucléaires cohérente intervenant dans l'équation (14) est proche de l'unité ($b^B - b^A = 1,01$). La présence de moments magnétiques géants est confirmée par des mesures de neutrons non polarisés déjà effectuées⁽¹⁴¹⁾.

La température de mesure est la plus basse possible ($T = 2,17$ K) et on utilise deux valeurs du champ magnétique extérieur : $H_1 = 6,5$ kOe et $H_2 = 2$ kOe. L'échantillon n'a pas été déplacé lors du changement de champ magnétique et tous les autres paramètres sont restés les mêmes, y compris le temps de mesure. Pour le champ magnétique $H_2 = 2$ kOe, la contribution des ondes de spin pourrait ne pas être négligeable à haute température, mais elle est nulle à la température utilisée ($T = 2,17$ K) et la différence $I_p(K)$ définie par l'équation (50) ne représente que la diffusion élastique magnétique.

A la différence des paragraphes précédents, il n'est pas nécessaire d'étalonner les compteurs car on compare deux mesures relatives au même échantillon dans des conditions identiques au point de vue diffusion des neutrons. Les figures 46 et 47 représentent les résultats obtenus respectivement pour $H_1 = 6,5$ kOe et $H_2 = 2$ kOe. Les unités de la section efficace de diffusion sont arbitraires mais identiques pour les deux valeurs du champ magnétique.

2 - Résultats expérimentaux

On détermine K_0 par une méthode de moindres carrés en assimilant la diffusion pour $K < 0,7 \text{ \AA}^{-1}$ à une Lorentzienne représentée par l'équation (22). Le programme FORTRAN indique

$$K_0 = 0,96 \text{ \AA}^{-1} \quad \text{pour} \quad H = 6,5 \text{ kOe}$$

$$K_0 = 1,18 \text{ \AA}^{-1} \quad \text{pour} \quad H = 2 \text{ kOe} .$$

(On a soustrait la valeur à grand K des sections efficaces de diffusion car elle semble indépendante de K d'après les figures 46 et 47). Les rayons moyens des extensions sont donc :

$$R_0(H = 6,5 \text{ kOe}) = 1,2 R_0(H = 2 \text{ kOe}) .$$

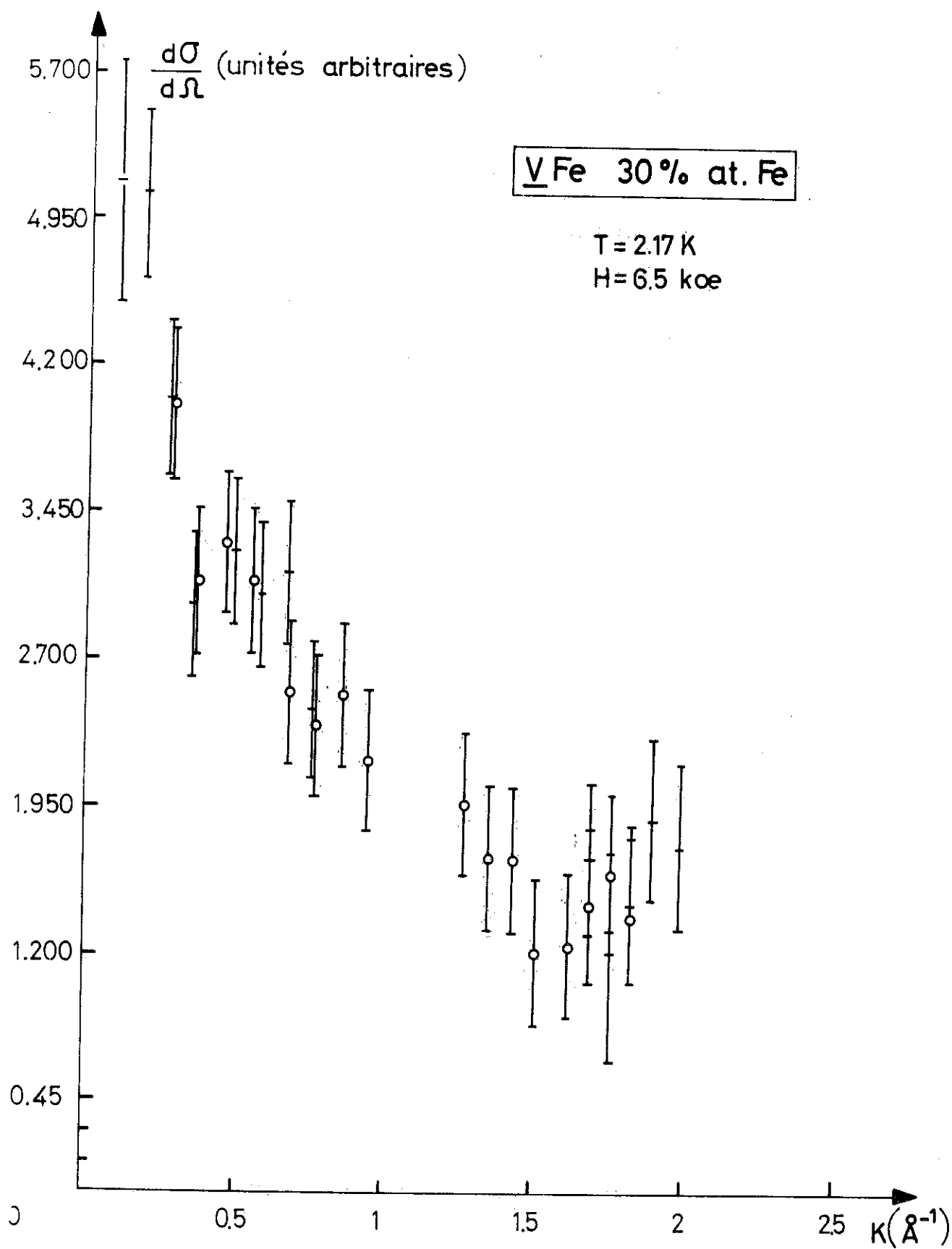


FIG. 46

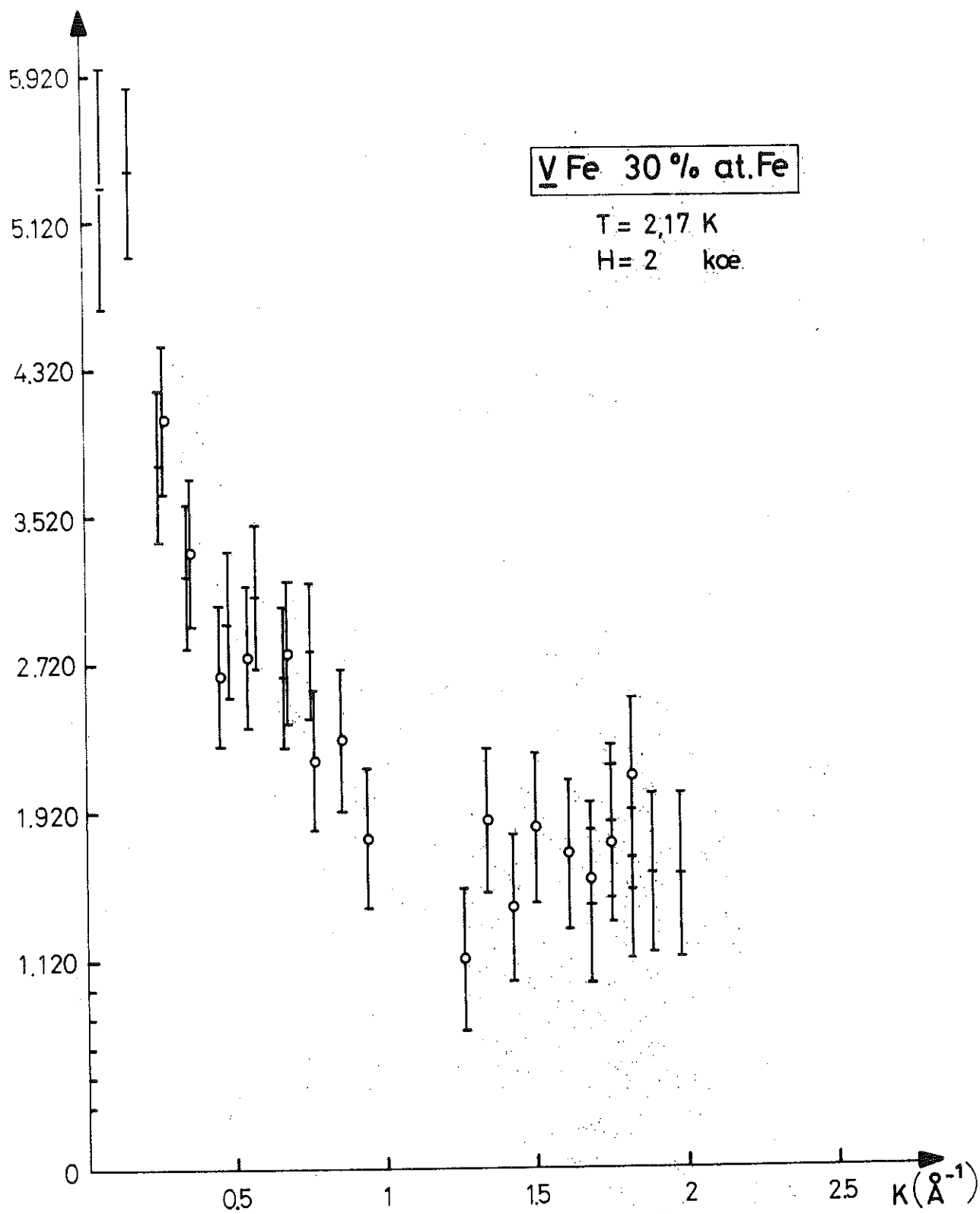


FIG.47

En supposant toujours que le nombre d'atomes contenus dans un moment géant supposé sphérique est proportionnel au volume, on en déduit qu'un moment géant sous un champ de 6,5 kOe contient 1,8 fois plus d'atomes que ce même moment géant sous un champ de 2 kOe, après s'être ramené par normalisation à des valeurs identiques de l'aimantation globale. Pour ceci, la section efficace est divisée par 3,81 uem/g pour $H=6,5$ kOe et par 3,55 uem/g pour $H = 2$ kOe (l'aimantation à saturation est de 3,98 uem/g). Ces valeurs sont déduites de la courbe d'aimantation à $T = 2,17$ K corrigée de la susceptibilité paramagnétique χ_0 déterminée en champs forts (voir figure 8).

3 - Rôle des atomes presque magnétiques

On voit que les moments géants "grossissent" lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Ceci n'est pas dû à une différence d'alignement car cet effet est corrigé par la normalisation. Ce phénomène ne peut donc qu'être dû à des atomes de Fer qui ne portent un moment magnétique que si un champ extérieur est appliqué. Ceci est la définition que nous avons donnée aux atomes de Fer presque magnétiques : les mesures de diffusion élastique des neutrons polarisés prouvent donc l'existence de ces atomes.

IV - Propriétés dynamiques : le coefficient d'onde de Spin (D) dans le Pt Ni

Les magnons éventuellement présents échangent de l'énergie avec les neutrons et sont à l'origine de la diffusion magnétique inélastique. La section efficace correspondante donne lieu à des pics pour certaines valeurs de K et à une contribution importante aux très petits angles (raie 000)⁽¹⁴²⁾.

L'appareil D11 est employé au lieu de D7 car les angles beaucoup plus petits sont accessibles. L'analyse d'énergie n'est pas utilisée toujours pour des raisons d'intensité du faisceau incident : seule est donc accessible la section efficace inélastique intégrée sur toutes les énergies des neutrons transmis sous réserve que la

contribution magnétique élastique soit négligeable dans les conditions expérimentales réalisées.

1 - Choix de la technique expérimentale

Le système le plus approprié à ce genre de mesure est l'alliage Pt Ni car l'aimantation y est plus uniforme que dans les autres. Les concentrations choisies sont $x = 45 \%$ et $x = 50 \%$. La température est la plus élevée possible (tout en restant inférieure à la température de Curie de l'échantillon considéré) parce que l'équation (26) montre que la section efficace inélastique augmente avec la température tandis que la contribution élastique diminue.

L'appareillage D11 offre de nombreuses possibilités expérimentales grâce à ses 4096 compteurs indépendants (la géométrie du système de détection complet est décrite au dernier chapitre). Afin de déterminer la meilleure méthode de mesure, nous avons évalué la section efficace théorique de diffusion inélastique intégrée sur toutes les énergies des neutrons transmis à l'aide de l'équation (31). Les paramètres sont les suivants :

$$x = 45 \% \qquad T = 4,5 \text{ K} \qquad S = 0,08 \text{ } \mu_B/\text{atome}.$$

Les valeurs trouvées sont représentées sur la figure 48 où "R" indique la distance entre le compteur considéré et le point d'impact du faisceau direct (figures 4c et 50b) pour différentes valeurs de l'angle de coupure θ_0 défini par

$$\sin \theta_0 = \frac{a}{D} . \quad (a = \frac{\hbar^2}{2m}) \qquad (52)$$

On vérifie ainsi qu'il existe un rayon limite dépendant de θ_0 au-delà duquel il n'y a pas de diffusion inélastique. La courbe avec $\theta_0 = 2^\circ$ n'est pas représentée car le rayon limite correspondant est inférieur au plus petit rayon utilisable par l'appareillage.

Si le champ magnétique est égal à 4 kOe au lieu d'être nul, on voit sur la figure 5 que l'angle limite θ_0 devient inférieur à 2° pour $x = 45 \%$ ($S = 0,08 \text{ } \mu_B$) ; la section efficace n'est donc plus

observable même pour $\theta_0 = 6^\circ$. La technique expérimentale choisie découle de cette situation.

On choisit d'abord les compteurs tels que $\sin\theta_q \neq 1$ pour se placer dans le cas de la figure 5 et de la relation de dispersion définie par l'équation (30). Ces conditions sont réalisées à l'aide d'un champ magnétique horizontal et par un ensemble de cellules placées sur un secteur de part et d'autre de la verticale. Un angle d'ouverture de 15° entraîne une erreur maximum de 1,7 % sur la correction dipolaire. Elle est négligeable et on considère que le vecteur de diffusion q et le champ magnétique sont perpendiculaires ($\theta_q = 90^\circ$) pour l'ensemble du secteur utilisé.

On effectue une première mesure à champ nul : la section efficace magnétique est alors exprimée par l'équation (31). Puis on applique un champ extérieur qui annule la diffusion par les ondes de spin. La différence d'intensité $I_M(K)$ entre les deux mesures fournit la contribution cherchée.

$$I_M(K) = I_0(K) - I_H(K) . \quad (53)$$

Elle est toutefois sous-estimée car la diffusion élastique est plus faible pour un champ magnétique nul que pour un champ magnétique non nul.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ élastique } (H = 0) = \frac{2}{3} \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ élastique } (H = \infty) .$$

Comme l'alliage est relativement uniforme et que le champ appliqué n'est que de 4 kOe, la contribution élastique est négligée d'autant plus que la température est assez haute. La valeur $T = 30$ K est déterminée par un compromis entre la minimisation de la diffusion élastique et la persistance des ondes de spin avant que n'apparaisse la diffusion magnétique critique au voisinage de la température de Curie.

2 - Résultats expérimentaux

L'intensité $I_M(K)$ définie par l'équation (53) est transformée

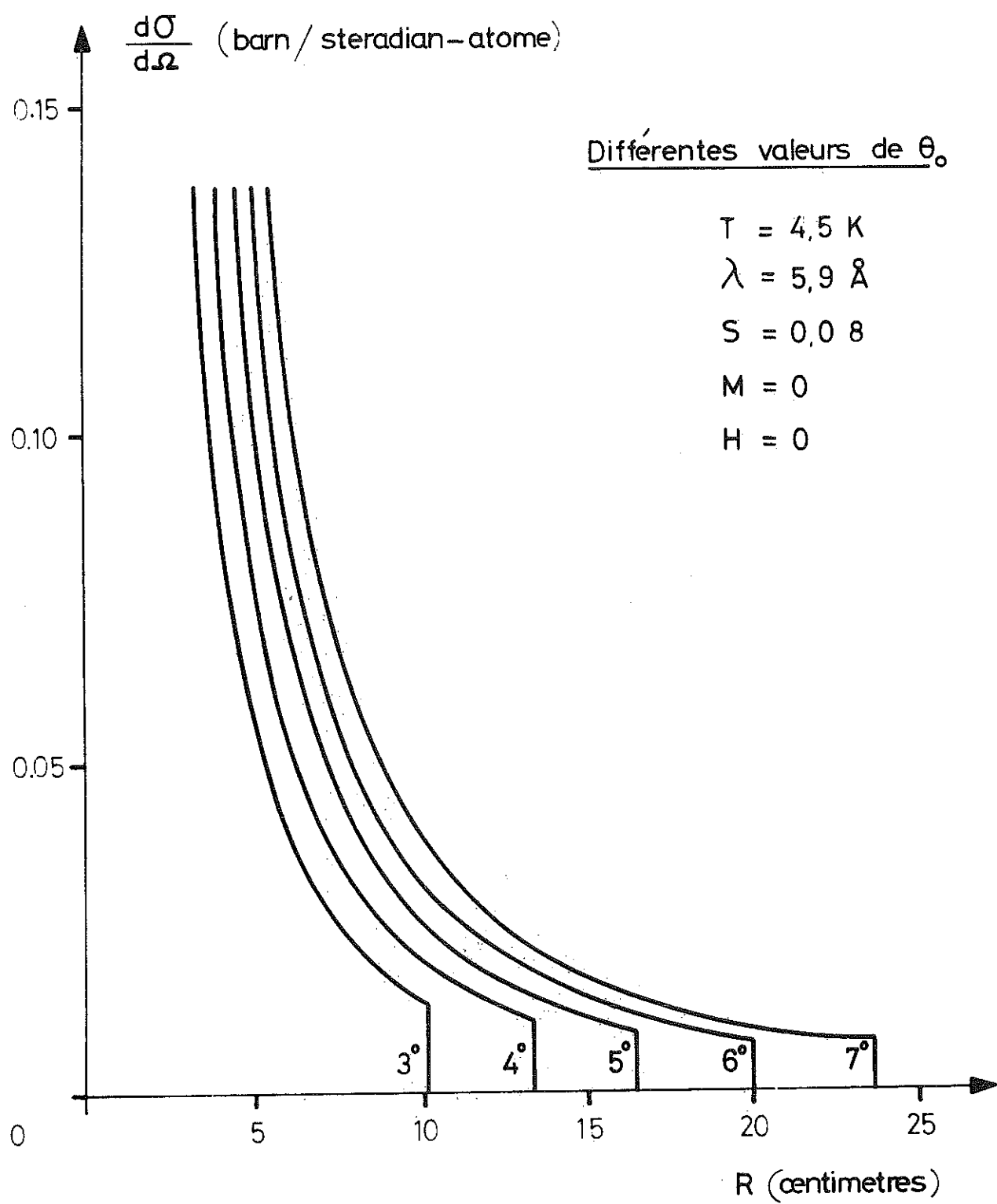


FIG. 48

en section efficace de diffusion de la même façon que pour les mesures élastiques. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 49 pour $x = 45 \%$ et $x = 50 \%$ en fonction de la distance R entre les compteurs et le point d'impact du faisceau direct. On remarque que la chute d'intensité n'apparaît pas clairement à un angle bien défini qui correspondrait à θ_0 ; il disparaît à cause de la résolution de l'appareillage.

La figure 48 montre que l'échantillon lui-même se comporte comme un collimateur pour les neutrons diffusés magnétiquement car l'intensité disparaît au-delà d'un certain angle (θ_0) et est maximum dans la direction du faisceau direct. Cet effet n'est pas pris en compte lors de la normalisation habituelle à l'aide du Vanadium car il résulte d'une diffusion magnétique absente dans le Vanadium et assez intense. En effet, on voit sur la figure 49 que la section efficace mesurée peut atteindre 150 millibarns par atome et par stéradian, soit le tiers de la section efficace incohérente nucléaire du Vanadium qui sert à étalonner.

On introduit alors une fonction de convolution gaussienne comme dans le cas de fentes collimateur, à savoir

$$\exp - (\theta/\theta_g)^2$$

où le paramètre θ_g est peu différent de θ_0 . La section efficace effectivement observée est alors

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{observée}} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\theta/\theta_g)^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta-t) dt$$

où $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta-t)$ est la valeur définie par l'équation (31) avec un argument égal à $(\theta-t)$ à la place de θ . Pour éviter toute discontinuité à $\theta = \theta_0$, on préfère utiliser l'expression équivalente suivante

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{observée}} = \int_0^{\theta_0} e^{-\frac{(\theta-\tau)^2}{\theta_g^2}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau) d\tau, \quad (54)$$

où τ est une variable muette d'intégration.

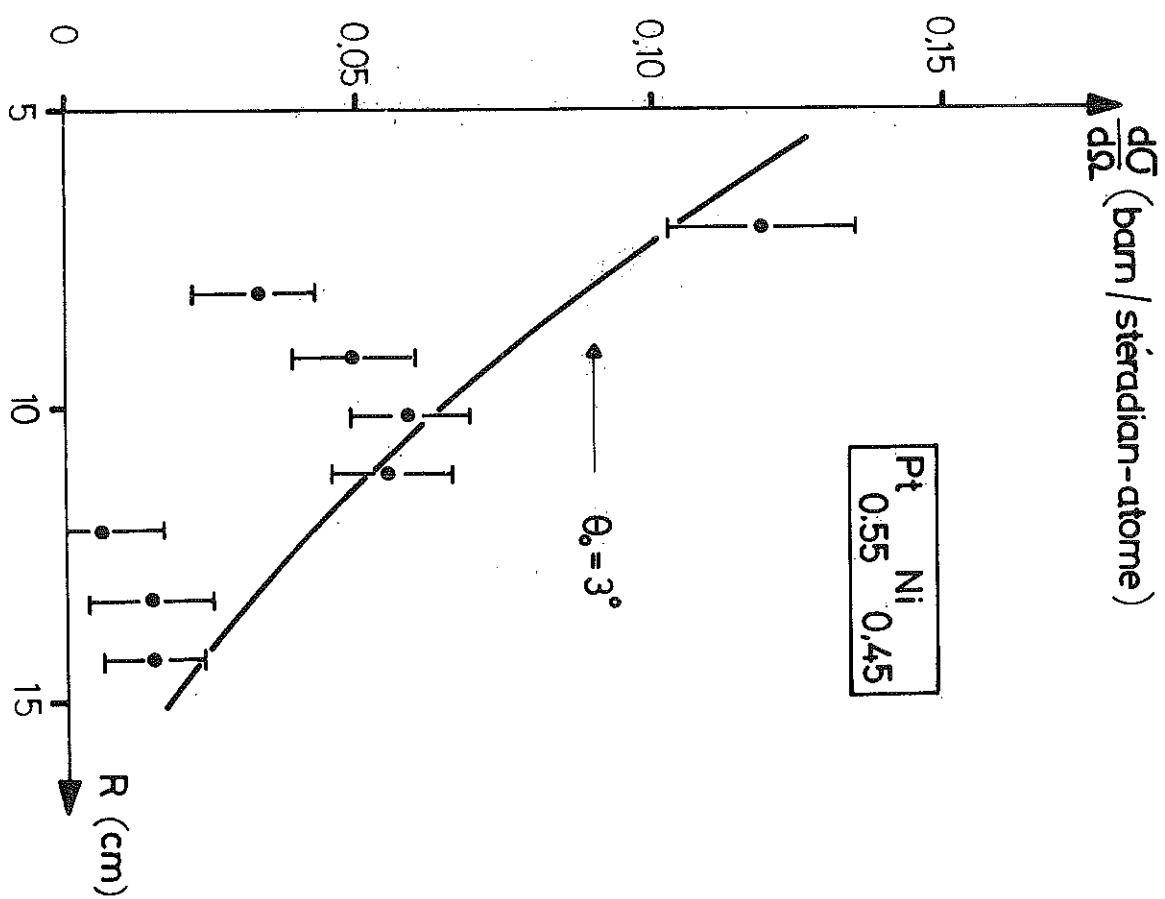
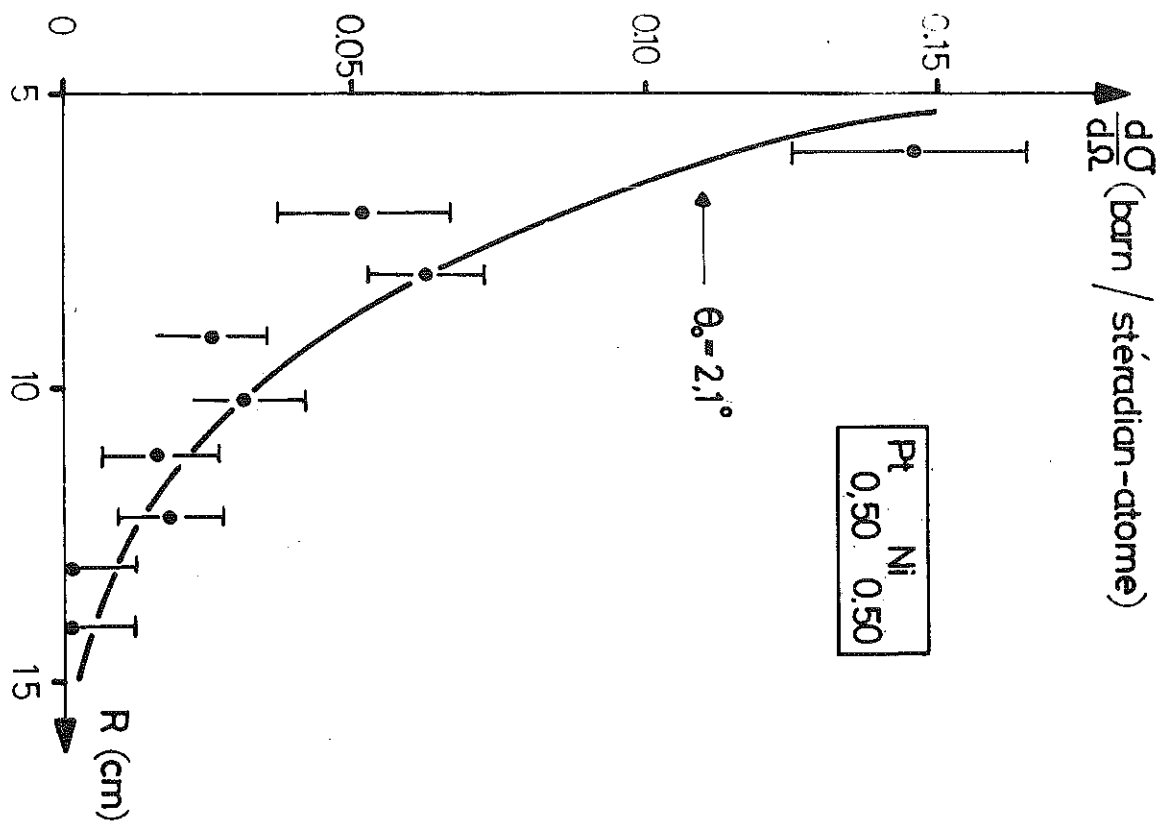


FIG. 49

L'équation (53) est comparée aux résultats expérimentaux à l'aide d'une méthode de moindres carrés non linéaire pour déterminer θ_0 . La valeur du paramètre θ_g de l'équation (54) est fixée à priori et choisie telle que $\theta_g \neq \theta_0$ (le programme FORTRAN fournit une solution unique en θ_0 car il n'y a qu'une seule inconnue). Les sections efficaces ainsi calculées sont représentées par les courbes continues de la figure 49 et conduisent aux résultats suivants :

$x = 45 \%$	$\theta_0 = 2,15^\circ$	$\theta_g = 2^\circ$
$x = 50 \%$	$\theta_0 = 2,95^\circ$	$\theta_g = 3^\circ$

3 - Importance de la section efficace inélastique dans la section efficace totale

Les valeurs de θ_0 conduisent à des valeurs de D d'après l'équation (52) inférieures de moitié à celles déduites des mesures magnétiques⁽¹²³⁾ ; ceci est normal car la détermination du coefficient des ondes de spin se fait alors à l'aide des courbes d'aimantation en champ intense. Les termes correctifs (dipolaires et de champ extérieur) ne sont plus nuls et surestiment la valeur ainsi mesurée.

Les valeurs de D déterminée par diffusion des neutrons sont inférieures à celles déterminées par la même méthode pour d'autres alliages plus homogènes mais dont l'aimantation à saturation est identique⁽¹⁴²⁾. Ceci indique que le système d'ondes de spin est affecté par l'inhomogénéité magnétique qui subsiste dans les alliages Pt Ni ($x = 45 \%$, $x = 50 \%$) à $H = 4$ kOe et $T = 30$ K.

Les autres alliages considérés ont un coefficient d'ondes de spin bien inférieur car leur aimantation est moins uniforme. La section efficace inélastique est donc moins importante. On a vu qu'un champ de 4 kOe suffit pour détruire toute diffusion aux angles de diffusion supérieurs à 2° ; ceci justifie que la diffusion inélastique soit négligée lors des mesures directes des désordres magnétiques, d'autant plus que les températures alors utilisées sont inférieures à celle de la mesure inélastique du Pt Ni ($T = 30$ K).

CHAPITRE V

DETAILS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DIFFUSION

DES NEUTRONS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE

Les mesures de diffusion de neutrons ont été réalisées à l'aide des appareillages construits à l'Institut Laue-Langevin. Le caractère original de ces appareils nécessite des techniques expérimentales différentes de celles mises en œuvre lors de mesures plus classiques ainsi qu'ils ont nécessité l'établissement de sections efficaces de diffusion particulières.

En cours de travail, un des deux appareils utilisés a été modifié afin qu'il permette l'emploi de neutrons polarisés. Le dernier paragraphe, consacré au choix de son monochromateur supplémentaire, traite du type de diffraction non considéré jusqu'ici : la diffraction de Bragg. En effet, le faisceau de neutrons incidents polarisés est fourni par une telle réflexion aussi totale que possible du faisceau monochromatique non polarisé qui provient du premier monochromateur de graphite.

I - Caractéristiques des appareils

Les mesures élastiques ont été effectuées à l'aide de l'appareil de diffusion diffuse appelé "D7" et les mesures inélastiques à l'aide de l'appareil de diffusion aux petits angles appelé "D11".

1 - Monochromation du faisceau incident

Le guide de neutrons utilisé par D7 et D11 est en contact avec la source froide ($T = 20$ K) placée au cœur du réacteur. La

vitesse des neutrons produits obéit à une distribution de Maxwell-Boltzmann dont le maximum est à la température de 20 K . La longueur d'onde des neutrons monochromatiques dont le nombre est maximum dans le flux initial correspond à cette température et est égale à $6 \text{ \AA}$.

L'analyse de l'énergie des neutrons transmis est en principe possible sur les deux appareils si on intercale un chopper simple entre le monochromateur et l'échantillon à étudier et en mesurant le temps de vol suivant une longueur fixe et connue. Mais ceci entraîne une diminution de l'intensité du faisceau incident par un facteur 10. L'analyse d'énergie entraîne alors des temps de comptage très longs car le signal magnétique cherché est très petit devant le signal total mesuré ; elle n'est alors pas utilisée. Les contributions élastiques ou inélastiques sont mesurées dans les conditions où l'une des deux est nulle ou négligeable devant l'autre, toutes les contributions nucléaires restant inchangées. $\lambda \neq 5 \text{ \AA}$ pour D7 et $\lambda \neq 6 \text{ \AA}$ pour D11.

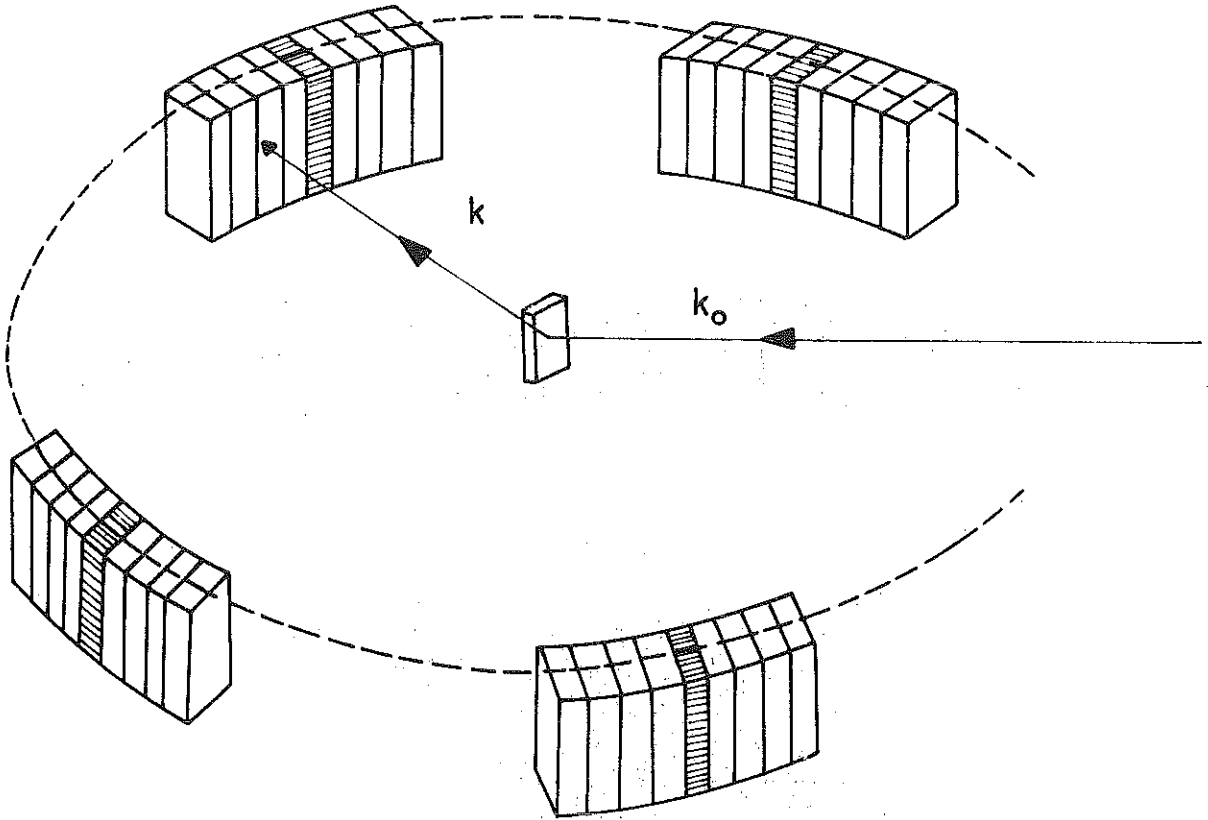
2 - Détection

La détection des neutrons transmis est assurée par un système de multicompteurs ; ils sont positionnés avant chaque expérience et restent immobiles pendant toute la durée de la mesure.

D7 : Les compteurs sont groupés en quatre bancs de huit unités chacun (figure 50 a). Leur distance à l'échantillon est de 130 cm pour les neutrons non polarisés et de 97 cm pour les neutrons polarisés.

D11 : Les compteurs sont des cellules carrées de 1 cm^2 de surface, placées côte à côte sur un disque plan de 100 cm de diamètre. Il est placé perpendiculairement au faisceau incident à 200 cm de l'échantillon et comprend 4096 cellules. En pratique, chaque cellule n'est pas individuellement prise en compte car un neutron peut être compté par une cellule contigüe à celle traversée en premier lieu. Le dépouillement se fait alors en sommant les données fournies par les compteurs se trouvant sur un même secteur, comme indiqué sur la figure 50 b. Chaque secteur est caractérisé par son angle d'ouverture ϕ et par sa

b



a

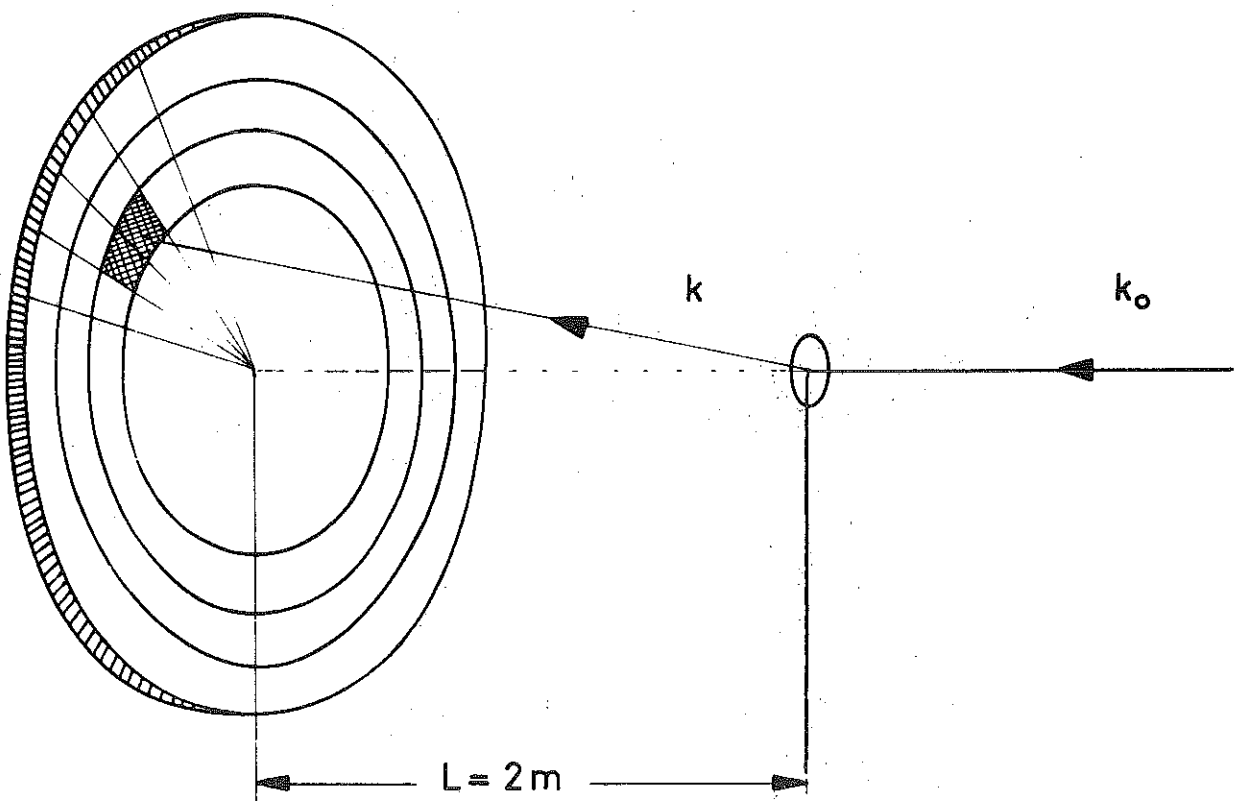


FIG. 50

distance R au centre du détecteur.

3 - Forme des échantillons

Le but principal est d'obtenir une intensité diffusée la plus élevée possible. La forme en plaquette satisfait le mieux à cette condition car elle permet d'avoir un volume maximum pour une épaisseur traversée par les neutrons relativement faible. La valeur de cette dernière est le résultat d'un compromis entre la diffusion et l'absorption : elle est déterminée par la relation

$$d \times a(\lambda) = 1$$

où

d = épaisseur optimum cherchée

$a(\lambda)$ = coefficient linéaire d'absorption de l'échantillon à la longueur d'onde λ . La référence (143) indique les valeurs de $a(\lambda_0)$ pour $\lambda_0 = 1,08 \text{ \AA}$; l'absorption linéaire étant en première approximation proportionnelle à la longueur d'onde, on a

$$a(\lambda) = a(\lambda_0) \frac{\lambda}{\lambda_0} .$$

Pour un alliage, $a(\lambda)$ et $a(\lambda_0)$ sont des combinaisons linéaires de ces valeurs pour les métaux purs :

$$a_{\text{(alliage)}} = (1-x)a_{\text{(matrice)}} + xa_{\text{(impureté)}} .$$

L'épaisseur des quatre alliages étudiés a été déterminée par les conditions suivantes :

V Ni

d = 6 mm est l'épaisseur optimum aux longueurs d'onde de D7 ($\lambda = 5,03 \text{ \AA}$ pour les neutrons non polarisés et $\lambda = 4,74 \text{ \AA}$ pour les neutrons polarisés).

Pt Ni (144)

d = 3 mm est proche de l'épaisseur optimum à la longueur d'onde de D11

($d = 4$ mm pour $\lambda = 6 \text{ \AA}$). Elle n'est pas égale à 4 mm pour des raisons métallurgiques.

Cu Ni⁽¹⁴⁵⁾

Son épaisseur de $d = 2,4$ mm a été choisie pour être la plus près possible de celle du Pt Ni. Des difficultés métallurgiques ont empêché que l'on prenne $d = 3$ mm.

V Fe

L'échantillon n'est pas une plaquette mais un cylindre de diamètre 7 mm. Cette forme est celle des échantillons utilisés pour les mesures magnétiques, et il était primordial de réaliser les mesures magnétiques et les mesures de diffusion de neutrons sur le même échantillon. De plus, l'épaisseur optimum est $d = 7$ mm pour $\lambda = 4,74 \text{ \AA}$.

II - Dépouillement des résultats

Dans une expérience de diffusion de neutrons, les compteurs indiquent l'intensité du faisceau transmis à une constante multiplicative près (efficacité). La transformation des données ainsi recueillies en valeurs des sections efficaces de diffusion nécessite la détermination de cette constante, ce qui devrait être fait en principe une fois pour toutes. En réalité, ceci n'est pas le cas d'abord parce que l'efficacité des compteurs varie avec le temps et surtout parce que la géométrie de la diffusion varie avec le type d'expérience effectuée.

De plus, la relation entre intensité mesurée et section efficace de diffusion dépend de la forme de l'échantillon et de son absorption linéaire. Pour toutes ces raisons, un étalonnage à l'aide de Vanadium très pur et bien connu de même forme que l'échantillon à étudier accompagne toujours chaque mesure.

1 - Bruit de fond

Chaque compteur enregistre indistinctement les neutrons dif-

fusés par l'échantillon et ceux transmis par les différentes parties de l'appareillage, qu'ils proviennent de l'atmosphère ambiante, du faisceau direct ou de l'échantillon lui-même.

Une première estimation du bruit de fond consiste à faire une mesure avec un échantillon de Cadmium de même forme que celui à étudier. Le Cadmium absorbant pratiquement tous les neutrons qui le touchent, les compteurs indiquent alors l'intensité diffusée par tout ce qui n'est pas l'échantillon.

Ceci ne tient pas compte des neutrons d'abord transmis par l'échantillon puis diffusés une seconde fois par l'environnement, c'est-à-dire une partie de ceux absorbés par le Cadmium. On réalise donc une mesure en l'absence de tout échantillon et la différence entre ces deux mesures fournit la correction désirée, mais sans tenir compte de l'absorption des neutrons incidents par l'échantillon, puis de leur déviation (correction de transmission). Il est donc nécessaire de multiplier la différence ci-dessus par un facteur de transmission traduisant le fait que des neutrons sont absorbés et déviés lors de leur passage à travers l'échantillon : ils ne doivent donc pas être comptés dans le fond continu.

Ce facteur est déterminé expérimentalement en faisant le rapport entre l'intensité transmise par l'échantillon dans la direction du faisceau direct et celle diffusée dans la même direction en l'absence de tout échantillon. Le bruit de fond déterminé expérimentalement à chaque vecteur d'onde K est donc donné par la relation

$$B(K) = Cd(K) + \frac{Vi(0)}{Ec(0)} [Vi(K) - Cd(K)]$$

où

$B(K)$ = bruit de fond expérimental

$Cd(K)$ = diffusion par le Cadmium

$Vi(K)$ = diffusion par le Vide

$Ec(0)$ = diffusion par l'échantillon à $K = 0$.

2 - Etalonnage à l'aide du Vanadium

Dans chacune des expériences réalisées, l'intensité magnétique a été obtenue par différence entre deux mesures correspondant chacune à une valeur différente du paramètre magnétique que l'on a choisi de faire varier, à savoir :

- (i) diffusion élastique des neutrons non polarisés : température ;
- (ii) diffusion élastique des neutrons polarisés : sens de polarisation des neutrons incidents par rapport à l'aimantation de l'échantillon ;
- (iii) diffusion inélastique : champ magnétique extérieur.

Toutes les autres grandeurs physiques étaient maintenues constantes, en particulier l'ensemble de la diffusion nucléaire.

La valeur du bruit de fond expérimental ne dépend pas des paramètres utilisés pour isoler l'intensité magnétique cherchée des autres contributions à la section efficace de diffusion. Il disparaît donc lors de la différence et sa détermination n'est utile que pour la mesure du Vanadium qui sert à étalonner les compteurs à cause de l'absence totale de diffraction cohérente dans ce métal.

L'intensité diffusée par le Vanadium est

$$I_{\text{Va}}(K) = \sigma_{\text{Va}} \Omega_{\text{Va}} n_{\text{Va}} t_{\text{Va}} e(K)$$

où

$I_{\text{Va}}(K)$ = Intensité diffusée par le Vanadium

σ_{Va} = section efficace de diffusion incohérente du Vanadium (5,1 barn pour 4π stéradians)

$e(K)$ = efficacité des compteurs

n_{Va} = nombre d'atomes du Vanadium

t_{Va} = temps de mesure

Ω_{Va} = angle solide

De la même façon, l'intensité magnétique $I_{\text{Ec}}(K)$ est

$$I_{EC}(K) = \sigma_{EC} \Omega_{EC} n_{EC} t_{EC} e(K) .$$

Pour des temps de comptage et des angles solides identiques déterminés par les mêmes compteurs, on a

$$\sigma_{EC} = B I_{EC}(K)$$

$$\text{avec } B = \frac{\sigma_{Va}}{I_{Va}(K)} \frac{n_{EC}}{n_{Va}} .$$

On rappelle que $I_{Va}(K)$ est la diffusion du Vanadium corrigée du bruit de fond, tandis que $I_{EC}(K)$ n'a pas besoin de cette correction.

3 - Corrections d'absorption et de forme

B est la constante d'étalonnage en l'absence d'absorption. Or, le Vanadium et les échantillons étudiés absorbent les neutrons d'une façon différente qui dépend aussi de la forme des échantillons. Il est possible de corriger par le calcul les intensités mesurées à l'aide de théories sophistiquées, mais ceci n'est pas nécessaire ici où une méthode très simple est employée. Elle est basée sur le fait que le Vanadium, le Ni V 89 %, le V Fe 30 %, le Pt Ni 50 %, le Cu Ni 50 % ont des coefficients d'absorption linéaires voisins les uns des autres, et que chaque échantillon est accompagné d'un échantillon de Vanadium de même forme. On admet donc que

$$I_{\text{corrigée}}^{(K)} = I_{\text{non corrigée}}^{(K)} A(K) e^{-a \cdot \bar{z}}$$

où

$I_{\text{corrigée}}^{(K)}$ = intensité corrigée d'absorption et de forme

$I_{\text{non corrigée}}^{(K)}$ = intensité mesurée

$A(K)$ = coefficient de forme indépendant de la nature des échantillons

a = coefficient d'absorption linéaire de l'échantillon considéré

$\bar{z}$ = distance moyenne parcourue par un neutron dans l'échantillon (épaisseur ou diamètre).

La section efficace magnétique cherchée est donc égale à

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = B e^{-\bar{z}(a_{EC} - a_{Va})} I_{EC}(K) .$$

III - Monochromateur de neutrons polarisés

L'équation (2) s'écrit sous une forme plus simple

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N^2 + 2\epsilon NM + M^2$$

où

N = amplitude nucléaire totale

M = amplitude magnétique totale

$\epsilon = \pm 1$ suivant que le spin du neutron est parallèle ou anti-parallèle à l'aimantation de l'échantillon.

Il existe des cas où $|M| = |N|$, c'est-à-dire $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 0$ pour une des valeurs de ϵ .

On a alors réalisé un monochromateur à neutrons polarisés car le faisceau transmis par l'échantillon ne contient plus que des neutrons dont le spin a un seul sens.

Le monochromateur habituellement utilisé pour obtenir un faisceau de neutrons polarisés est un alliage Co Fe où 8 % de Fer stabilisent la phase cubique à faces centrées du Cobalt. Un autre type est l'alliage d'HEUSLER $\text{Cu}_2 \text{Mn Al}$.

Seul le second est utilisable pour $\lambda \neq 5 \text{ \AA}$ car alors il n'existe pas de réflexion de Bragg pour le Co Fe.

En pratique, on est intéressé par les cristaux qui fournissent le flux de neutrons le plus élevé possible avec la polarisation la meilleure possible. Or, ces deux effets sont antagonistes, car la seule façon pratique d'augmenter l'intensité du faisceau diffusé par un cristal d'orientation donnée est d'augmenter son épaisseur, ce qui entraîne une extinction croissante des neutrons transmis. La mosaïque entraîne aussi un effet contraire sur les deux caractéristiques : elle ne sera pas étudiée systématiquement car son contrôle à priori est trop malaisé.

En ce qui concerne l'intensité, elle n'est pas proportionnelle au nombre de diffuseurs présents dans l'échantillon : l'absorption linéaire et l'extinction atténuent d'autant plus le faisceau que le trajet des neutrons dans le cristal est plus long. Il existe alors une épaisseur au-delà de laquelle toute augmentation n'entraîne pas de gain notable d'intensité.

Mais avant que cette limite ne soit atteinte, la polarisation du faisceau est diminuée. L'extinction est plus forte pour les réflexions intenses que pour les faibles : elle affecte donc préférentiellement les spins déjà polarisés par le monochromateur plutôt que les autres. Le fait que la condition $|M| = |N|$ ne soit pas exactement réalisée explique aussi en partie la présence des neutrons non polarisés.

Indépendamment de leur disparition du faisceau, quelques neutrons perdent leur polarisation si l'aimantation de l'échantillon n'est pas homogène. C'est ce qui se passe si la saturation magnétique n'est pas atteinte.

Les calculs théoriques tenant compte de tous ces effets étant par trop incertains, le choix du monochromateur est déterminé expérimentalement par des mesures de l'intensité diffusée et du taux de polarisation de différents échantillons.

1 - Monochromateurs d'essais

Ce sont tous des monocristaux carrés de 16 mm de côté. Les indices de Miller du plan réticulaire réflecteur sont 1,1,1. Le monochromateur est dit travailler en position de réflexion ou de transmission suivant que ce plan est parallèle ou perpendiculaire à la surface carrée du cristal. Les deux séries correspondantes d'échantillons sont taillées chacune dans le même lingot de façon à ce que les arrêtes des échantillons d'une même série soient parallèles aux mêmes directions cristallographiques.

Ceci assure d'une part l'unicité de la composition chimique (qui correspond à la formule $\text{Cu}_{2,1}\text{Mn}_{0,9}\text{Al}$ après analyse) et de la

mosaïque et d'autre part celle de l'aimantation dans le champ magnétique extérieur fourni par l'aimant permanent.

Il faut déterminer en premier lieu laquelle des deux positions est la meilleure (réflexion ou transmission), et ceci étant fait, quelle est l'épaisseur optimum fournissant le meilleur taux de polarisation avec le maximum d'intensité.

2 - Mesures et résultats

Le montage est représenté sur la figure 51 a. Les champs magnétiques appliqués sur le monochromateur et sur l'échantillon étant de même sens, I^- est l'intensité qui devrait être nulle dans le cas idéal d'une polarisation complète.

Un premier monochromateur d'Heusler monté en réflexion sur l'appareil IN12 de l'ILL fournit un faisceau de neutrons polarisés de longueur d'onde $\lambda = 4,3 \text{ \AA}$ qui irradie les échantillons à tester.

Un compteur fixe est disposé de manière à collecter les neutrons réfléchis par le plan réticulaire (111) et indique une intensité I lorsque la bobine de flipping statique est en service, I^+ dans le cas contraire.

L'échantillon peut se déplacer par rapport au faisceau incident à l'aide d'une vis micrométrique représentée sur la figure 51 a ; ceci permet d'obtenir le profil de la raie (111). En désignant par I_M^+ et I_M^- les maximum de I^+ et I^- lorsque le déplacement varie, et I_m la valeur commune de I^+ et I^- loin de ce maximum, on définit un rapport de polarisation R par

$$R = \frac{I_M^+ - I_m}{I_M^- - I_m} .$$

(La figure 51 b représente I^+ et I^- en fonction du déplacement pour l'échantillon d'épaisseur 0,5 mm en position de transmission). Le montage utilisé ne permet pas de mesurer le flux incident. Or ce flux est constant et la géométrie inchangée : $I_M^+ - I_m$ est donc proportionnel à la réflectivité.

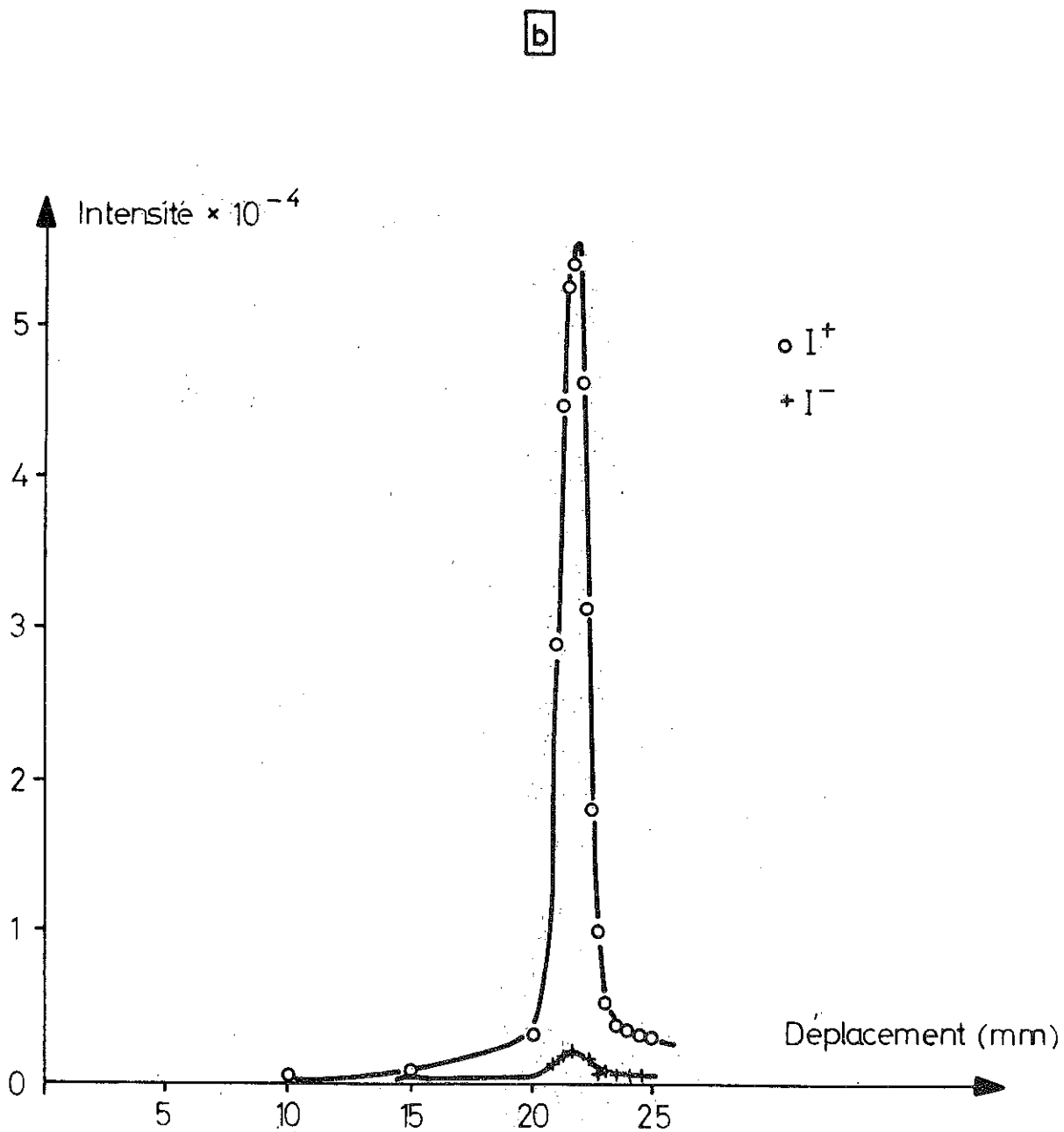
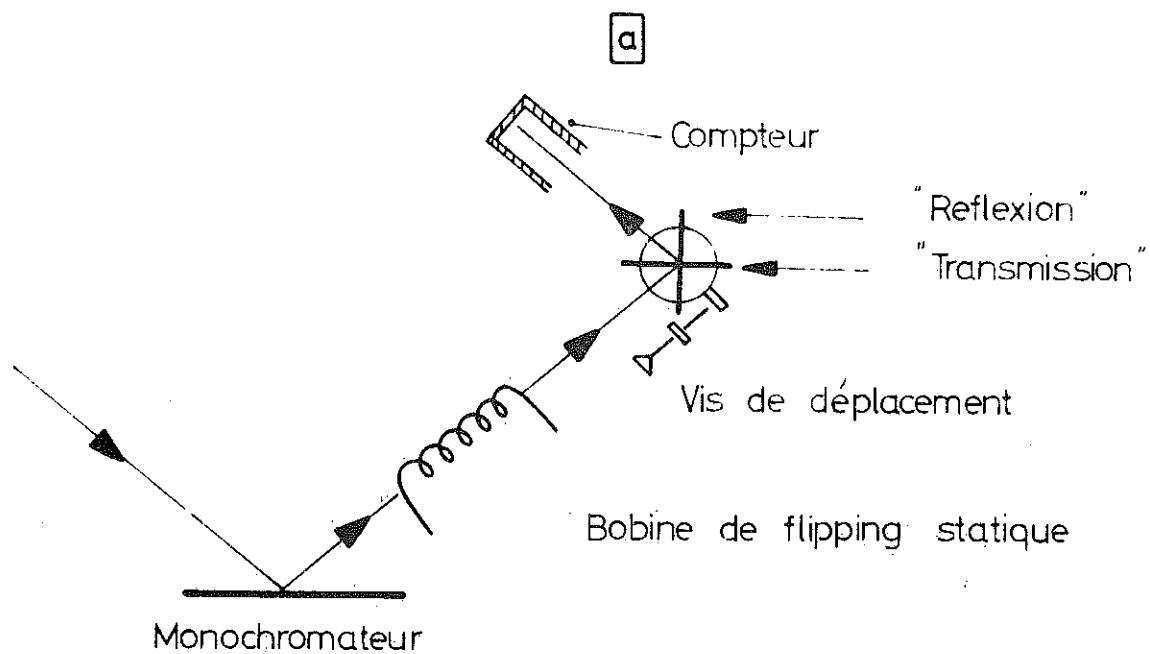


FIG. 51

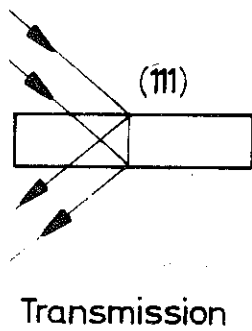
Les deux premiers diagrammes de la figure 52 représentent les valeurs de R et de I_M^+ pour les différents échantillons étudiés. La largeur de raie à mi-hauteur décrite par le troisième diagramme ne peut être déduite des mesures ci-dessus car le déplacement de la vis micrométrique n'est pas proportionnel à celui de l'échantillon. Dans quelques cas particuliers, on a déterminé la largeur de raie à mi-hauteur à l'aide d'un autre appareil de l'ILL (D13) utilisant un flux de neutrons non polarisés de longueur d'onde $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$. Les résultats montrent alors que la largeur de raie est constante pour la transmission tandis qu'elle varie pour la réflexion. Ceci est attribué à l'influence de la surface des échantillons qui prend de plus en plus d'importance en position de réflexion lorsque l'épaisseur diminue.

L'appareil D13 permet aussi de mesurer la réflectivité absolue de chaque cristal étudié. Les valeurs indiquées dans le diagramme central de la figure 52 en unités arbitraires sont en réalité peu différentes des réflectivités à $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$ exprimées en pourcentage par rapport au flux total incident. La valeur indiquée pour l'échantillon en réflexion d'épaisseur 0,5 mm est exacte (2,2 %) et sert à fixer l'unité arbitraire. Les autres valeurs ne représentent la réflectivité pour $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$ que d'une manière approchée car les variations de la réflectivité en fonction de l'épaisseur des échantillons ne sont pas toujours proportionnelles à la longueur d'onde, et les points expérimentaux correspondent à $\lambda = 4,3 \text{ \AA}$.

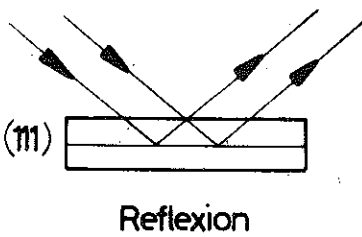
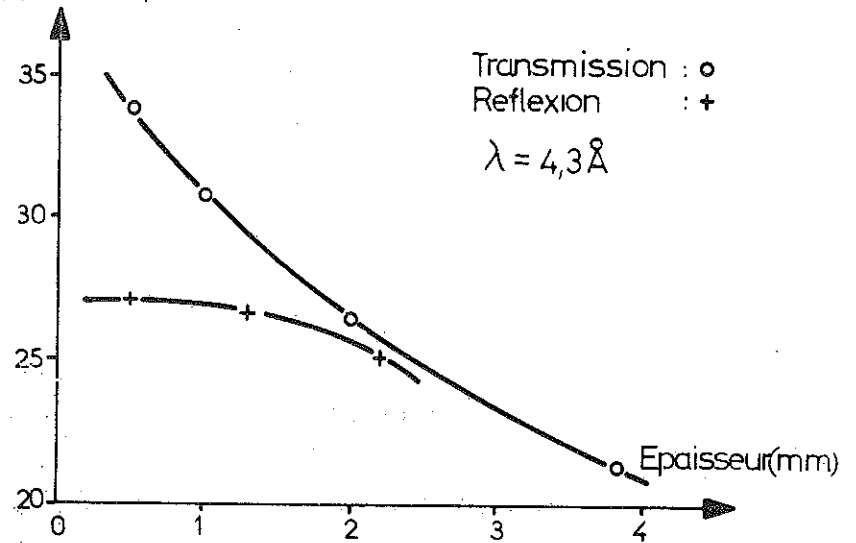
3 - Choix du monochromateur

L'analyse des résultats rapportés sur la figure 52. montre que la polarisation est meilleure en transmission qu'en réflexion tandis que le contraire se passe pour la réflectivité. Or, c'est le paramètre prioritaire car la réalisation des mesures de diffusion diffuse nécessitent une intensité importante. On a alors été amené à choisir un monochromateur dont les caractéristiques sont les suivantes :

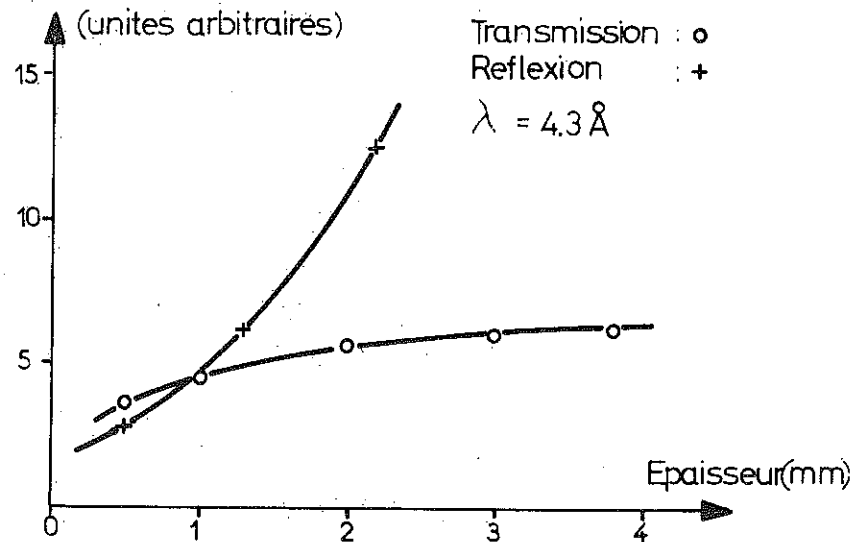
- * position de réflexion (plan 111 parallèle à la grande face du cristal)



Rapport de polarisation



Reflectivité



Largeur de raie
(minutes d'arc)

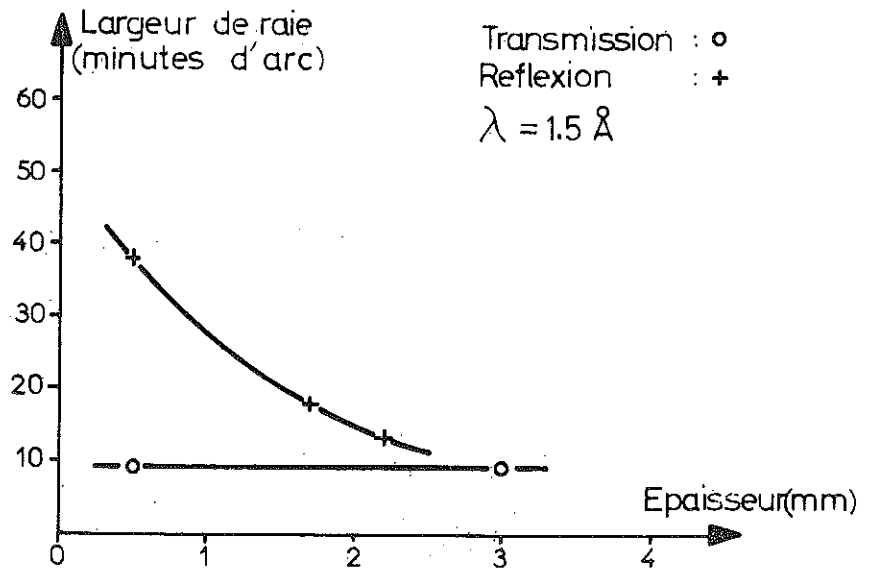


FIG.52

- * dimensions : $38 \times 48 \times 1,5 \text{ mm}^3$
- * présentation : deux cristaux identiques côte à côte (largeur utile de 76 mm)
- * largeur de raie moyenne à mi-hauteur : 14 minutes d'arc
- * réflectivité moyenne à $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$: 12 %.

Ces deux derniers paramètres sont déterminés à l'aide de D13 par des mesures effectuées en quatre points sur chacun des deux cristaux.

4 - Corrections de polarisation et d'efficacité

Ce monochromateur monté sur D7 fournit un faisceau de neutrons monochromatiques $\lambda = 4,74 \text{ \AA}$ dont la polarisation P est définie par

$$P = \frac{\text{Nombre de neutrons polarisés}}{\text{Nombre de neutrons total}}$$

Ce faisceau passe ensuite dans les bobines de flipping statique qui renversent le sens de polarisation. Elles ne sont évidemment pas aussi parfaites et leur qualité est décrite par l'efficacité de flipping e définie par

$$e = \frac{\text{Nombre de neutrons à spin renversé}}{\text{Nombre de neutrons polarisés incidents}}$$

Lors d'une expérience de neutrons polarisés la diffusion magnétique cherchée est alors dans ce cas

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = B P \left(\frac{1+e}{2} \right) e^{-\bar{z}(a_{EC} - a_{Van})} I_{EC}$$

où toutes les notations sont identiques à celles des formules établies au paragraphe précédent.

C O N C L U S I O N

Les résultats obtenus par mesures de diffusion élastique des neutrons à petit angle montrent que cette technique constitue un outil très utile dans l'étude des désordres magnétiques. La principale difficulté réside dans l'importance des flux incidents nécessaires qui limitent la nature des échantillons à étudier ainsi que le type de propriété cherchée. Dans les alliages où la concentration d'impuretés est proche de celle où le magnétisme devient observable les aimantations sont généralement très faibles. Des études quantitatives précises ne sont réalisables que dans des cas particulièrement favorables. Ceci exclue pratiquement la séparation de la section efficace de diffusion élastique de la section efficace totale par une méthode de temps de vol car ceci conduit à une forte réduction du flux de neutrons incidents. Une bonne politique concernant les cas défavorables consiste alors à ne chercher que des propriétés qualitatives ou semi-quantitatives qui correspondent à des temps de comptage raisonnable.

Cette technique n'est donc à employer que lorsque la propriété cherchée est indispensable et bien définie. Chaque mesure doit alors être précédée d'une étude magnétique détaillée en utilisant les mêmes échantillons dans la mesure du possible pour des raisons métallurgiques. En effet, la valeur de l'aimantation mesurée dépend généralement du traitement thermique employé lors de la fabrication des échantillons.

Ces études étant faites, la mesure des sections efficaces de diffusion élastique à petit vecteur de diffusion a une grande importance car chaque neutron est une sonde qui analyse la distribution d'aimantation à l'échelle atomique. Le facteur de forme qui est mesuré directement par cette méthode est l'image dans le réseau réciproque de la densité de spin ; en particulier, la présence d'un pic centré sur le faisceau incident est la preuve irréfutable de la présence d'inhomogénéités magnétiques.

Les alliages ainsi étudiés présentent des propriétés qui se retrouvent dans tous les autres systèmes connus où le magnétisme n'est observable que pour une concentration d'impuretés supérieure à une certaine valeur caractéristique. Elles sont présentes aussi bien dans un réseau cubique à faces centrées que dans un réseau cubique à corps centré, que l'impureté soit du fer ou du nickel dans une matrice de transition ou un métal normal. La généralité du comportement observé permet de penser que le processus d'apparition du magnétisme dans un alliage métallique désordonné est indépendant de la nature de l'élément allié au Fer ou au Nickel.

La concentration où la température paramagnétique de Curie devient nulle (définition de la concentration caractéristique) a souvent été considérée comme la concentration où le magnétisme apparaît. En fait, de l'aimantation à saturation existe en dessous de cette concentration dans tous les alliages que nous avons étudiés. En particulier, la présence de moments magnétiques ou de fluctuations locales de spin à partir d'une concentration égale au quart de la concentration caractéristique est mise en évidence dans l'alliage Vanadium-Fer par la diminution de la température de transition supraconductrice du Vanadium.

Si le magnétisme n'apparaît pas à une concentration définie, par contre, le ferromagnétisme à basses températures s'établit à une concentration précise. Le terme "concentration critique" est alors justifié s'il s'applique à l'apparition du ferromagnétisme. Nous avons montré l'existence d'une telle concentration dans les alliages $\underline{\text{V}}$ Fe (entre 27 % et 30 %) et $\underline{\text{V}}$ Ni (entre 88 % et 89 %) à l'aide de la susceptibilité initiale en fonction de la température. En effet, lorsque la concentration franchit sa valeur critique, cette susceptibilité à basses températures est multipliée par un facteur 100, elle prend une valeur constante qui est peu différente de l'inverse du coefficient de champ démagnétisant.

La nature de l'ordre magnétique à très basses températures en dessous de la concentration critique a été déterminée dans le $\underline{\text{V}}$ Fe. Nous y avons en effet montré la présence d'un verre de spin caractérisé par un pic de susceptibilité initiale en fonction de

la température et par des régions magnétiques indépendantes qui portent un moment non compensé de $160 \mu_B$. Les interactions RKKY entre moments localisés sont une des causes de l'existence d'un verre de spin. Comme cette existence est démontrée dans le $\underline{V}$ Fe, les moments magnétiques sont localisés dans cet alliage.

L'aimantation est distribuée en moments géants dans tous les échantillons étudiés. Nous en avons déterminé dans chaque cas la valeur et la concentration à l'aide de l'aimantation à saturation et de la constante de Curie déduite des susceptibilités initiales en fonction de la température. Nous avons de plus évalué les moments géants dans l'alliage $\underline{V}$ Ni 89 % directement à l'aide de la diffusion élastique des neutrons polarisés et non polarisés.

Les valeurs numériques obtenues pour l'aimantation à saturation et les moments géants ne sont pas complètement expliquées si on suppose que les atomes dont la condition critique d'environnement est satisfaite pour l'apparition du magnétisme sont seuls responsables de l'aimantation. Nous introduisons alors deux types d'impuretés : les sites actifs et les sites passifs. Le premier type englobe les atomes dont la condition d'environnement critique n_0 est réalisée : ils sont magnétiques. Les atomes du second type sont appelés presque magnétiques. Le terme "passif" s'explique par leur origine qui est la suivante : Chaque atome magnétique est une source de champ magnétique local au sein de l'alliage. Il polarise alors des impuretés voisines pour lesquelles la condition de magnétisme n'est pas satisfaite, et les polarise d'autant mieux que le nombre d'autres impuretés qui les entourent est proche de n_0 . Suivant que leur polarisation est forte ou faible, ils contribuent ou non à l'aimantation à saturation. Leur propriété la plus visible est qu'ils se saturent beaucoup plus difficilement que les atomes magnétiques (actifs). Nous avons séparé ces deux types dans les alliages $\underline{V}$ Fe et $\underline{Pt}$ Ni à l'aide de mesures à très basses températures.

En effet, à $T = 0,05$ K, un champ faible suffit pour saturer les moments magnétiques tandis qu'il est pratiquement sans effet sur la saturation des atomes presque magnétiques. Nous avons alors observé que la saturation à basses températures et faibles champs est

inférieure à celle obtenue en champs intenses qui englobe les deux types d'atomes. Aux concentrations inférieures à la concentration caractéristique les sites passifs ont plus d'importance dans le Pt Ni (95 % de l'aimantation en champs intenses) que dans le V Fe (25 % de l'aimantation en champs intenses). Leur présence est mise directement en évidence à l'aide de la diffusion des neutrons par l'alliage Vanadium-Fer sous champ magnétique extérieur variable.

Le magnétisme n'apparaît pas d'une manière collective dans le Pt Ni, car les critères d'Arrott ne sont pas vérifiés à faible concentration tandis qu'il existe de l'aimantation à saturation en dessous de la concentration critique d'apparition du ferromagnétisme déterminée d'après les critères d'Arrott.

Nous avons montré de plus que l'apparition du magnétisme dans le Pt Ni était identique à celle relative à l'alliage Cu Ni en mesurant les rapports entre :

- les moments magnétiques géants (obtenus à très basses températures dans le Pt Ni, et ceux qui suivent une loi de Brillouin et sont responsables de la majorité de σ_0 dans le Cu Ni).
- Les moments induits par un atome de Fer dans les alliages Pt Ni Fe et Cu Ni Fe à concentration de Nickel identique.
- Les aimantations à saturation.
- La susceptibilité du Nickel dans le platine et du Nickel dans le cuivre.

Les deux premiers ont été trouvés peu différents de 3 dans le même domaine de concentration nominale en Nickel ($30 \% < x < 40 \%$). Ceci indique que les moments géants sont formés par des atomes "actifs" et "passifs". Les premiers sont en même nombre dans les deux alliages et polarisent les seconds trois fois plus dans le Pt Ni que dans le Cu Ni. Ceci est confirmé par la valeur proche de 3 du rapport entre les aimantations à saturation des alliages plus concentrés ($x > 50 \%$) où la contribution des atomes presque magnétiques est peu importante

à cause du ferromagnétisme. Nous avons de plus établi par diffusion des neutrons polarisés que la distribution spatiale de l'aimantation était identique dans le Pt Ni 50 % et dans le Cu Ni 50 % car un atome de matrice (Platine ou Cuivre) modifie la densité moyenne d'aimantation jusqu'à la même distance dans les deux alliages.

Nous avons attribué le fait que le dernier rapport soit constant pour $0 < x < 42 \%$ à l'existence de moments géants presque magnétiques, qui se révèlent donc être découplés dans le domaine de concentration nominale étudié.

Les atomes de Platine polarisés contribuent à l'aimantation à saturation, mais en une moindre mesure que les atomes de Nickel. Le fait que les propriétés du ferromagnétisme itinérant soient observées dans le Pt Ni 50 % n'indique donc pas que le magnétisme apparaît collectivement. L'apparition du ferromagnétisme est plutôt due aux interactions croissantes entre moments géants lorsque la concentration nominale en Nickel augmente car des inhomogénéités magnétiques subsistent dans l'état ferromagnétique (mises directement en évidence par la diffusion des neutrons dans les alliages V Ni 89 % et Pt Ni 50 %).

En plus de leur structure en moments géants, tous les alliages étudiés ici présentent un point commun : c'est l'existence des fluctuations de spin. Elles sont localisées, ce qui est une autre propriété en faveur de l'apparition locale du magnétisme dans les alliages.

Afin de confirmer la généralité de l'apparition du magnétisme dans les alliages binaires et de rendre possible son interprétation théorique quantitative (calcul de n_0 par exemple), il serait utile d'étudier des alliages différents. Le système Ruthénium-Fer apparaît comme un cas intéressant car : sa concentration caractéristique est de 60 %, il est isoélectronique comme le Platine-Nickel, il a un réseau de Bravais hexagonal compact. De plus, le Ruthénium pur est un métal supraconducteur à très basses températures ; la combinaison des mesures magnétiques et de la diffusion élastique des neutrons peut donner des résultats intéressants.

REFERENCES

- 1 - O. HALPERN, M.H. JOHNSON, Phys. Rev. 55, 898 (1938).
- 2 - E. BALCAR, W. MARSHALL, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) 1, 966 (1968).
- 3 - ANTONINI, LUCARI, MENZINGER, Solid State Com. 8, 1 (1970).
- 4 - Y. NAKAI, J. Phys. Soc. of Japan 33, 1348 (1972).
- 5 - ANTONINI, MENZINGER, PAOLETTI, SACHETTI, International J. of Magn. 1, 183 (1971).
- 6 - MENZINGER, PAOLETTI, Nuovo cimento 10B, 565 (1972).
- 7 - A. ARROTT, J. Applied Physics 36, 1093 (1965).
- 8 - T.J. HICKS, A.R. PEPPER, J.H. SMITH, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) 1, 1683 (1968).
- 9 - J.W. CABLE, E.O. WOLLAN, Phys. Rev. B 7, 2005 (1973).
- 10 - G. FROLANI, F. MENZINGER, F. SACHETTI, Phys. Rev. B 11, 2030 (1975).
- 11 - J.W. CABLE, WOLLAN, KOEHLER, Phys. Rev. 138, A755 (1965).
- 12 - J.W. CABLE, WOLLAN, KOEHLER, WILKINSON, J. Applied Physics 33, 1340 (1962).
- 13 - COLLINS, WHEELER, Proc. Phys. Soc. 82, 633 (1963).
- 14 - SHULL, WILKINSON, Phys. Rev. 97, 304 (1955).
- 15 - W. MARSHALL, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) 1, 88 (1968).
- 16 - COLLINS, FORSYTH, Philosophical Magazine 8, 401 (1963).

- 17 - COLLINS, JONES, LOWDE, J. Phys. Soc. of Japan 17, Suppl. BIII, 19 (1962).
- 18 - CABLE, CHILD, Phys. Rev. B 1, 3809 (1970).
- 19 - DOBRZYNSKI, MANIAWSKI, MODRZEJEWSKI, SIKORSKA, Phys. Stat. Solidi 38, 103 (1970).
- 20 - LANDER, HEATON, J. Phys. Chem. of Solids 32, 427 (1971).
- 21 - ARKHIPOV, MENSNIKOV, SIDOROV, J.E.T.P. 12, 243 (1970).
- 22 - J.W. CABLE, H.R. CHILD, Journal de Physique colloques 32, C1-67 (1971).
- 23 - LEBECH, MIKKE, J. Phys. Chem. of Solids 33, 1651 (1972).
- 24 - MANIAWSKI, DOBRZYNSKI, SIKORSKA, Physica 51, 627 (1971).
- 25 - CABLE, HICKS, Phys. Rev. B 2, 176 (1970).
- 26 - CABLE, HICKS, J. Applied Physics 41, 870 (1970).
- 27 - I.A. CAMPBELL, Proc. Phys. Soc. 89, 71 (1966).
- 28 - G.G. LOW, Advances in Physics 18, 371 (1969).
- 29 - LOW, COLLINS, J. Applied Physics 34, 1195 (1963).
- 30 - COLLINS, LOW, Proc. Phys. Soc. 86, 535 (1965).
- 31 - COMLY, HOLDEN, LOW, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) 1, 458 (1968).
- 32 - G.G. LOW, J. Applied Physics 39, 1174 (1968).
- 33 - HOLDEN, COMLY, LOW, Proc. Phys. Soc. 92, 726 (1967).
- 34 - COLLINS, LOW, Journal de Physique 25, 596 (1964).

- 35 - STASSIS, SHULL, J. Applied Physics 41, 1146 (1970).
- 36 - STASSIS, SHULL, Phys. Rev. B 5, 1040 (1972).
- 37 - D. MENEGHETTI, S.S. SIDHU, Phys. Rev. 105, 130 (1957).
- 38 - E.R. VANCE, J.H. SMITH, T.M. SABINE, J. Phys. C : Metal Physics Suppl. 1, S-34 (1970).
- 39 - P. WELLS, J.H. SMITH, J. Phys. F : Metal Physics 1, 763 (1971).
- 40 - S.A. WERNER, H. SATO, M. YESSIK, A.I.P. Conf. Proc. 10, 679 (1972).
- 41 - H. SATO, S.A. WERNER, M. YESSIK, A.I.P. Conf. Proc. 5, 508 (1971).
- 42 - N. AHMED; T.J. HICKS, Solid Stat. Com. 15, 415 (1974).
- 43 - NAKAI, URANO, KUNITOMI, J. Phys. Soc. of Japan 34, 1197 (1973).
- 44 - NAKAI, KUNITOMI, ENDOH, ISHIKAWA, Solid Stat. Com. 9, 921 (1970).
- 45 - Y. NAKAI, N. KUNITOMI, Y. YAMADA, J. Phys. Soc. of Japan 29, 978 (1970).
- 46 - N. KUNITOMI, Y. NAKAI, Y. YAMADA, K. INOUE, J. Phys. Soc. of Japan 28, 795 (1970).
- 47 - PHILLIPS, Phys. Rev. 138, A-1649 (1965).
- 48 - N. AHMED, T.J. HICKS, J. Phys. F : Metal Physics 4, L-124 (1974).
- 49 - LOW, HOLDEN, Proc. Phys. Soc. 89, 119 (1966).
- 50 - HICKS, HOLDEN, LOW, J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.) 1, 528 (1968).
- 51 - F. GAUTIER, Annales de Physique 8, 251 (1973-1974).
- 52 - ALDRED, RAINFORD, STRINGFELLOW, J. Applied Physics 41, 1153 (1970).

- 53 - ALDRED, RAINFORD, STRINGFELLOW, Phys. Rev. Letters 24, 897 (1970).
- 54 - C.J. DE PATER, C. VAN DIJK, G.J. NIEUWENHUYS, J. Phys. F : Metal Physics 5, L-58 (1975).
- 55 - CABLE, WOLLAN, CHILD, Phys. Rev. Letters 22, 1256 (1969).
- 56 - ALDRED, RAINFORD, HICKS, KOUVEL, Phys. Rev. B 7, 218 (1973).
- 57 - Y. ITO, J. AKIMITSU, J. Phys. Soc. of Japan 35, 1000 (1973).
- 58 - HICKS, RAINFORD, KOUVEL, LOW, COMLY, Phys. Rev. Letters 22, 531 (1969).
- 59 - B.D. RAINFORD, A.T. ALDRED, G.G. LOW, Journal de Physique colloques 32, C1-575 (1971).
- 60 - W. MARSHALL, S.W. LOVESEY, Théory of Termal Neutron scattering (Clarendon Press Oxford 1971) chap. IX.
- 61 - T.A. KITCHENS, W.A. STEYERT, R.D. TAYLOR, Phys. Rev. 138, A-475 (1965).
- 62 - VON MEERWALL, ROWLAND, Solid Stat. Com. 9, 305 (1971).
- 63 - DEVOS, J. Phys. Chem. of Solids 33, 31 (1972).
- 64 - DRAIN, Bulletin Ampère 9, 425 (1960).
- 65 - VON MEERWALL, ROWLAND, Phys. Rev. B 5, 2480 (1972).
- 66 - CHILDS, GARDNER, PENFOLD, Philosophical Magasine 8, 419 (1963).
- 67 - LAM, VAN OSTENBURG, NEVITT, TRAPP, PRACHT, Phys. Rev. 131, 1428 (1963).
- 68 - C.H. CHENG, C.T. WEI, P.A. BECK, Phys. Rev. 120, 426 (1960).

- 69 - VAN OSTENBURG, SOWERS, SPOKAS, Physics Letters 20, 461 (1966).
- 70 - MASUDA, OKAMURA, J. Phys. Soc. of Japan 19, 1249 (1964).
- 71 - Y. MASUDA, M. NISHIOKA, J. Phys. Soc. of Japan 22, 238 (1967).
- 72 - BREWER, HOWE, TURRELL, Physics Letters 13, 204 (1964).
- 73 - C.T. WEI, C.H. CHENG, P.A. BECK, Phys. Rev. 122, 1129 (1961).
- 74 - KOI, TSUJIMURA, HIHARA, J. Phys. Soc. of Japan 19, 1493 (1964).
- 75 - KOGAN, KUL'KOV, NIKITIN, REINOV, SOLOKOV, STEL'MAKH, J.E.T.P. 13, 78 (1961).
- 76 - CAMERON, CAMPBELL, COMPTON, GRANT, HILL, LINES, Proc. of LT 9 (Columbus) B, 1033 (1969).
- 77 - KONTANI, HIOKI, MASUDA, J. Phys. Soc. of Japan 32, 416 (1972).
- 78 - DEAN, FURLEY, SCURLOCK, J. Phys. F : Metal Physics 1, 78 (1971).
- 79 - MENDIS, ANDERSON, Phys. Stat. Solidi 41, 375 (1970).
- 80 - RUBINSTEIN, STAUSS, DWECK, Phys. Rev. Letters 17, 1001 (1966).
- 81 - RUBINSTEIN, STAUSS, STEARNS, J. Applied Physics 37, 1334 (1966).
- 82 - M. NOMURA, Y. FUJIWARA, H. FUJIWARA, N. TATUMOTO, J. Phys. Soc. of Japan 33, 566 (1972).
- 83 - WERTHEIM, JACCARINO, WERNICK, BUCHANAN, Phys. Rev. Letters 12, 24 (1964).
- 84 - STEARNS, Phys. Rev. 147, 435 (1966).
- 85 - VINCZE, GRUNER, Phys. Rev. Letters 28, 178 (1972).

- 86 - C.E. JOHNSON, M.S. RIDOUT, T.E. CRANSHAW, Proc. Phys. Soc. 81, 1079 (1963).
- 87 - NEVITT, ALDRED, J. Applied Physics 31, 463 (1963).
- 88 - S.J.M. STOELINGA, A.J.T. GRIMBERG, R. GERSDORF, G. DE VRIES, Journal de Physique colloques C1-330 (1971).
- 89 - A.T. ALDRED, International J. of Magn. 2, 223 (1972).
- 90 - ARAJS, COLVIN, CHESSIN, PECK, J. Applied Physics 33, 1353 (1962).
- 91 - ARROTT, SHINOZAKI, Ann. Acad. Sci. Fennicae AVI 210, 31 (1966).
- 92 - Y. FUJIWARA, M. NOMURA, H. FUJIWARA, J. Phys. Soc. of Japan 34, 1690 (1973).
- 93 - M. SAINT-PAUL, J. SOULETIE, D. THOULOZE, B. TISSIER, J. of Low Temperatures Physics 7, 129 (1972).
- 94 - ERNST, SCHELTEN, SCHMATZ, Phys. Stat. Solidi (a) 7, 469 (1971).
- 95 - ERNST, SCHELTEN, SCHMATZ, Phys. Stat. Solidi (a) 7, 477 (1971).
- 96 - L. NEEL, Annales de Géophysique 5, 99 (1949).
- 97 - HANSEN, Constitution of Binary Alloys (Mc Graw Hill) p. 729.
- 98 - I.S. JACOBS, C.P. BEAN, Magnetism (RADO et SUHL edit.) III, 271 (1963).
- 99 - E.P. WOHLFARTH, Magnétism (RADO et SUHL edit.) III, 351 (1963).
- 100 - K. SCHRODER, J. Applied Physics 32, 880 (1961).
- 101 - R. TOURNIER, Thèse Grenoble (1965).
- 102 - NELLIS, BRODSKY, J. Applied Physics 43, 1961 (1972).

- 103 - H. CLAUS, J.A. MYDOSH, Solid Stat. Com. 14, 209 (1974).
- 104 - BURR, ZINGG, PETER, Helvetica Physica Acta 43, 771 (1970).
- 105 - N. MORI, T. MITSUI, J. Phys. Soc. of Japan 26, 1087 (1969).
- 106 - N. MORI, T. MITSUI, J. Phys. Soc. of Japan 22, 931 (1967).
- 107 - J.P. PERRIER, B. TISSIER, R. TOURNIER, Phys. Rev. Letters 24, 313 (1970).
- 108 - C. CHOUTEAU, C. MANHES, R. TOURNIER, Proc. of LT 11 (St Andrews) 2, 1316 (1968).
- 109 - B. CAROLI, P. LEDERER, D. SAINT-JAMES, Phys. Rev. Letters 23, 700 (1969).
- 110 - D.L. MILLS, M.T. BEAL MONOD, P. LEDERER, Magnetism (RADO et SUHL edit.) V, 89 (1973).
- 111 - J.L. THOLENCE, Thèse Grenoble (1973).
- 112 - SCURLOCK, WRAY, Physics Letters 6, 28 (1963).
- 113 - W.T. BROWN Jr., American J. of Physics 28, 542 (1960).
- 114 - H. CLAUS, Phys. Rev. Letters 34, 26 (1975).
- 115 - J. MULLER, Helvetica Physica Acta 32, 141 (1959).
- 116 - R.L. RUSBY, B.R. COLES, J. Phys. F : Metal Physics 4, L-161 (1974).
- 117 - A.R. MIDIEMA, J. Phys. F : Metal Physics 4, 120 (1974).
- 118 - J.S. KOUVEL, J.B. COMLY, Phys. Rev. Letters 24, 598 (1970).
- 119 - A. HANN, E.P. WOHLFARTH, Helvetica Physica Acta 41, 857 (1968).

- 120 - A. AMAMOU, B. LOEGEL, J. Phys. F : Metal Physics 3, L-79 (1973).
- 121 - A. AMAMOU, Thèse Strasbourg (1975).
- 122 - B. LOEGEL, Thèse Strasbourg (1974).
- 123 - J. BEILLE, Thèse Grenoble (1975).
- 124 - GREGORY, MOODY, J. Phys. F : Metal Physics 5, 36 (1975).
- 125 - A. ARROTT, Phys. Rev. 108, 1394 (1957).
- 126 - J. BEILLE, D. BLOCH, M.J. BESNUS, J. Phys. F : Metal Physics 4, 1275 (1974).
- 127 - M.J. BESNUS, A. HERR, Physics Letters 39A, 83 (1972).
- 128 - H.L. ALBERTS, J. BEILLE, D. BLOCH, E.P. WOHLFARTH, Phys. Rev. B 9, 2233 (1974).
- 129 - J. BEILLE, D. BLOCH, E.P. WOHLFARTH, Physics Letters 43A, 207 (1973).
- 130 - B. CORNUT, J.P. PERRIER, B. TISSIER, R. TOURNIER, Journal de Physique colloques 32, C1-746 (1971).
- 131 - C.G. ROBBINS, H. CLAUS, P.A. BECK, Phys. Rev. Letters 22, 1307 (1969).
- 132 - B. TISSIER, Thèse 3ième Cycle Grenoble (1968).
- 133 - C.G. ROBBINS, H. CLAUS, P.A. BECK, J. of Applied Physics 40, 2269 (1969).
- 134 - A.I. SCHINDLER, D.J. GILLESPIE, Proc. of LT 12 (Kyoto), 777 (1971).
- 135 - G. CHOUTEAU, Thèse Grenoble (1973).

- 136 - H. LAUNOIS, Thèse Orsay (1969).
- 137 - W.C. MUELLNER, J.S. KOUVEL, A.I.P. Conf. Proc. 5, 487 (1971).
- 138 - J.P. PERRIER, J.L. THOLENCE, Journal de Physique colloques, C4-163 (1974).
- 139 - R. TOURNIER, Proc. of LT 13 (Boulder) 2, 257 (1974).
- 140 - P. PATAUD, J.P. PERRIER, R. TOURNIER, Journal de Physique colloques, C4-189 (1974).
- 141 - B.D. RAINFORD (non publié).
- 142 - M.W. STRINGFELLOW, Rapport interne de Harwell n° 4535 (1966).
- 143 - G.E. BACON, Neutron diffraction (Clarendon Press), chap. III (1962).
- 144 - J. BEILLE, P. PATAUD, P. RADHAKRISHNA, Solid State Com. 18, 1291 (1976).
- 145 - P. RADHAKRISHNA, P. PATAUD, W. JUST, R. TOURNIER, Solid State Com. 18, 1213 (1976).

T A B L E D E S M A T I E R E S

<u>INTRODUCTION</u>	1
 <u>PREMIER CHAPITRE : LA DIFFUSION DES NEUTRONS PAR LES DESORDRES</u>	
<u>MAGNETIQUE</u>	5
<u>I - Diffusion par les différents types de désordres magnétiques</u> ...	7
1) Alliages concentrés entre métaux magnétiques	7
2) Alliages dilués dans une matrice magnétique	11
3) Impuretés magnétiques dans matrice non magnétique	12
4) Concentration caractéristique	13
<u>II - Diffusion des neutrons polarisés par les moments géants</u>	15
1) Exposé des hypothèses de calcul	15
2) Elimination de la diffusion de Bragg	16
3) Calcul du terme de diffusion	18
4) Comparaison entre neutrons polarisés et non polarisés.	
Conclusion	19
<u>III - Cas des fortes interactions entre moments géants</u>	20
1) Application du modèle de MARSHALL	20
2) Résultats expérimentaux et méthode d'analyse	22
3) Résumé de la Méthode	23
<u>IV - Diffusion inélastique magnétique à petit angle</u>	24
1) Formules	24
2) Etude de la relation de dispersion	27
3) Calcul complet de la section efficace de diffusion ...	30
 <u>SECOND CHAPITRE : L'ALLIAGE VANADIUM-FER</u>	
<u>I - Etude des alliages dilués en Vanadium ou en Fer</u>	33
1) Impuretés isolées de Fer et modèle de bande rigide ...	33
2) Impuretés isolées de Vanadium et ferromagnétisme	34
3) Résumé	35
<u>II - Homogénéité des échantillons</u>	36
1) Préparation des échantillons	36
2) Effet de la trempe	37
3) Rappel de superparamagnétisme	38

4) Interprétation de l'ARI	38
<u>III - Description du magnétisme proche de la concentration caractéristique</u>	40
1) Aimantation à saturation et susceptibilité initiale ..	40
2) Condition d'apparition du magnétisme	42
3) Comportement presque magnétique	44
4) Comportement non magnétique	46
5) Présence des fluctuations locales de spin	47
6) Nature de l'ordre magnétique	48
<u>IV - Supraconductivité des alliages dilués</u>	49
1) Mesure des températures de transition	50
2) Présence d'impuretés magnétiques	50
3) Conclusion	51
 <u>TROISIEME CHAPITRE : LES ALLIAGES A BASE DE NICKEL</u>	53
<u>I - Le système Vanadium-Nickel</u>	53
1) Conditions expérimentales	54
2) Etat de la solution solide	55
3) Moments géants	55
4) Homogénéisation de l'aimantation	57
5) Propriétés du ferromagnétisme faible	59
6) Présence des fluctuations locales de spin	60
7) Description de l'apparition du magnétisme	60
<u>II - Le système Platine-Nickel</u>	61
1) Description des mesures magnétiques	62
2) Présence d'aimantation à saturation	62
3) Faibles concentrations : moments géants	63
4) Fortes concentrations : déviations aux lois d'Arrott .	64
5) Mécanisme d'apparition du magnétisme	65
6) Présence des fluctuations de spin	71
<u>III - Conclusion sur l'apparition du magnétisme et relation avec le ferromagnétisme itinérant</u>	72
 <u>QUATRIEME CHAPITRE : MESURE DIRECTE DE L'INHOMOGENEITE MAGNETIQUE PAR DIFFUSION DES NEUTRONS</u>	77
<u>I - Structure magnétique et métallurgique d'un moment géant : le V Ni</u>	78
1) Technique expérimentale	79

2) Mesure des moments géants	80
3) Remarque sur les valeurs des sections efficaces en K = 0	82
4) Discussion sur l'application des modèles MARSHALL et moments géants	83
<u>II - Mise en évidence de l'inhomogénéité magnétique : le Pt Ni</u>	84
1) Technique expérimentale	85
2) Résultats expérimentaux du Pt Ni 50 %	85
3) Similitude d'apparition du magnétisme dans le Cu Ni et le Pt Ni	88
4) Comparaison entre neutrons polarisés et constantes de Curie	89
<u>III - Détection des atomes presque magnétiques : le V Fe</u>	90
1) Technique expérimentale	90
2) Résultats expérimentaux	91
3) Rôle des atomes presque magnétiques	92
<u>IV - Propriétés dynamiques : le coefficient d'ondes de spin (D) dans le Pt Ni</u>	92
1) Choix de la technique expérimentale	93
2) Résultats expérimentaux	94
3) Importance de la section inélastique dans la section efficace totale	96
 <u>CINQUIEME CHAPITRE : DETAILS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DIFFUSION</u>	
<u>DES NEUTRONS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE</u>	97
<u>I - Caractéristiques des appareils</u>	97
1) Monochromation du faisceau incident	97
2) Détection	98
3) Forme des échantillons	99
<u>II - Dépouillement des résultats</u>	100
1) Bruit de Fond	100
2) Etalonnage à l'aide du Vanadium	102
3) Correction d'absorption et de forme	103
<u>III - Monochromateur de neutrons polarisés</u>	104
1) Monochromateurs d'essais	105
2) Mesures et résultats	106
3) Choix du monochromateur	107
4) Corrections de polarisation et d'efficacité	108

<u>CONCLUSION</u>	109
<u>REFERENCES</u>	114

