

TO 358

1966/3^{ec}

T H E S E
présentée à la
FACULTE DES SCIENCES DE L' UNIVERSITE DE GRENOBLE
pour obtenir le titre de

Docteur du 3ème Cycle
de Magnétisme et Physique du Solide

par

Francis CHAISSÉ

--!--

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES MAGNETIQUES
DES FERRITES D'YTTRIUM ET DE TERRES RARES
A STRUCTURE GRENAT SOUS PRESSION HYDROSTATIQUE

--!--

Soutenue le 1966, devant la Commission d'examen

MM.	L. NÉEL	Président
	R. PAUTHENET	} Examineurs
	E.F. BERTAUT	
	D. BLOCH	

Je tiens à exprimer ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur L. NÉEL, membre de l'Institut, qui a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire.

Monsieur le Professeur R. PAUTHENET a assuré la direction de cette étude ; je suis heureux de l'en remercier ici.

Je remercie également Monsieur E.F. BERTAUT, Directeur de Recherche au C.N.R.S., qui a bien voulu accepter de faire partie du Jury.

D. BLOCH, Chargé de Recherche au C.N.R.S., a toujours suivi mon travail avec intérêt, son enseignement et ses conseils fructueux m'ont donné le goût de la recherche scientifique ; qu'il soit assuré ici de toute ma gratitude.

Je remercie enfin tous les chercheurs et techniciens du Laboratoire pour leur aide amicale et efficace.

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

Les ferrites grenats de terres rares ont pour formule $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{M}_2\text{O}_3$ où M est un ion terre rare trivalent ou bien l'ion yttrium Y^{3+} .

Les études cristallographiques [1] ont montré que le réseau de Bravais possède une configuration du type cubique corps centré ; la répartition des ions magnétiques au sein de la maille est définie par l'empilement des ions oxygène qui détermine trois sortes de sites cristallographiques. La maille élémentaire comprend 32 atomes magnétiques répartis sur 32 sites ; 8 sites octaédriques (a) sont occupés par des ions Fe^{3+} , 12 sites tétraédriques (d) par des ions Fe^{3+} également et 12 sites pseudo-cubiques (c) par les ions M^{3+} . Dans ces substances les moments sont définis par un état électronique localisé au niveau du porteur, les interactions entre proches voisins sont de type superéchange du fait de la présence des anions oxygène.

Pour interpréter l'étude des propriétés magnétiques de ces corps [2] , L. NÉEL [3] a proposé le modèle ferrimagnétique suivant : entre les sous-réseaux (a) et (d) existent de fortes interactions négatives qui orientent antiparallèlement les ions Fe^{3+} des sites octaédriques d'une part aux ions Fe^{3+}

des sites tétraédriques d'autre part ; sous l'influence d'interactions négatives entre les sous-réseaux (c) et (d), plus faibles que les précédentes, l'assemblage ferrimagnétique des ions Fe^{3+} aimante les ions M^{3+} des sites (c) en sens inverse de sa propre aimantation résultante. La théorie de ce modèle ferrimagnétique dans le formalisme du champ moléculaire a permis, en interprétant les résultats magnétostatiques expérimentaux, de calculer les valeurs numériques des diverses intégrales d'échanges [2] . Le champ cristallin créé par l'environnement des ions diamagnétiques oxygène, perturbe les propriétés de l'ion M^{3+} .

Nous nous sommes proposés d'étudier l'influence du paramètre "pression" sur quelques propriétés magnétiques de ces ferrites.

Dans le chapitre I, nous décrivons brièvement l'appareillage utilisé pour produire la pression, ainsi que les montages expérimentaux donnant accès aux grandeurs mesurées : point de Curie, température de compensation, courbes d'aimantation en fonction du champ.

Dans le chapitre II, nous indiquons les résultats expérimentaux obtenus.

Dans le chapitre III, nous établissons des relations permettant de relier les variations expérimentales observées aux grandeurs fondamentales caractérisant ces ferrites et nous esquissons une interprétation de nos résultats en utilisant les connaissances déjà acquises en ce domaine.

CHAPITRE I.

. APPAREILLAGE EXPERIMENTAL .

APPAREILLAGE HAUTE PRESSION.

Nous avons utilisé l'ensemble expérimental étudié et mis au point par D. BLOCH [4] [5] ; nous le décrivons brièvement (Figures 1 à 5).

LE GENERATEUR DE PRESSION.

Les pressions sont hydrostatiques ; elles peuvent atteindre 10 000 bar . Un compresseur, du type Luchard (XV. Figure 1) permet d'obtenir une pression de 1 000 bar en phase gazeuse (azote ou hélium) dans la chambre haute pression d'un multiplicateur de pressions du type Basset [6] (III. Figure 1) ; un piston hydraulique permet ensuite d'élever la pression, par palier fixe, de 1 000 à 10 000 bar . Le même appareil peut être également utilisé avec un liquide ; celui-ci est généralement le pétrole, qui conserve une faible viscosité dans le domaine des températures et des pressions étudiées.

I : échantillon ; II : cylindre à paroi épaisse ; III : multiplicateur Basset ; IV : Raccord ; V : tube en forme de S ; VI : Vase Dewar ; VII : Ressort d'extraction ; VIII : joints isolés et étanches. ; IX : bobines de mesure ; X : électro-aimant ; XI : détente ; XII : système automatique d'armement ; XIII : jauges de pression ; XIV : raccord ; XV : compresseur Luchard ; XVI : obturateur fixe ; XVII : dispositif de centrage de l'échantillon ; XVIII : guidage de la course d'extraction ; XIX : dispositif amortisseur.

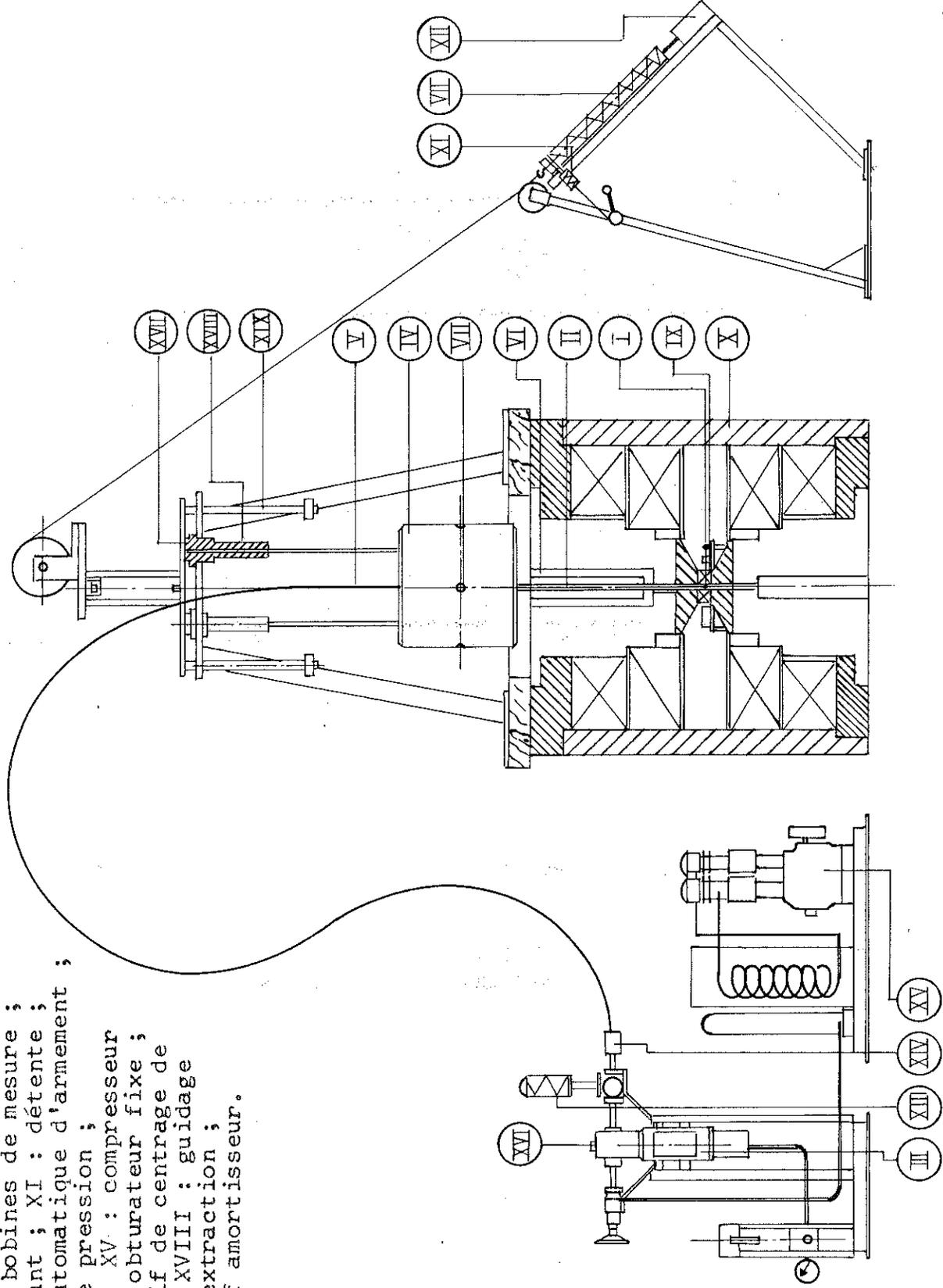


Fig. 1 - Montage pour l'étude de la variation des aimantations sous pression hydrostatique

LES CHAMBRES D'EXPERIENCES.

Les chambres d'expériences sont en alliage de cuivre avec 2 % de béryllium ; cet alliage n'est pas magnétique et après un revenu de 4 heures à 320°C, il possède une charge de rupture de 134 kg/mm².

A titre d'exemple, nous décrivons la chambre d'expérience (Figure 2) utilisée pour mesurer des susceptibilités sous pressions et températures variables :

La chambre d'expérience est percée axialement par un trou de 3 mm de diamètre dans lequel est introduit l'échantillon (I. Figure 2). Les diamètres ont été calculés pour que la chambre supporte une pression de 12 000 bar ; le diamètre extérieur est de 27 mm dans sa partie la plus large et de 15 mm au niveau de l'échantillon.

L'enroulement de chauffage (9. Figure 2) et l'enroulement de mesure (2. Figure 2) sont extérieurs à l'enceinte sous pression. L'enroulement chauffant est en nichrome de 0,81 mm de diamètre ; lorsqu'il est parcouru par un courant continu de 8 ampère, la température de l'échantillon est de l'ordre de 600°K. L'enroulement de mesure et le raccord de branchement au générateur de pression sont refroidis par une circulation d'eau (6-7. Figure 2).

La température de 600°K ne peut être dépassée car l'alliage utilisé perd alors sa résistance mécanique. Cette chambre d'expérience peut être modifiée pour être utilisée aux basses températures, entre 77°K et l'ambiante. Le refroidissement est assuré par une circulation d'azote liquide dans une enceinte à la périphérie de la chambre d'expérience (Figure 3).

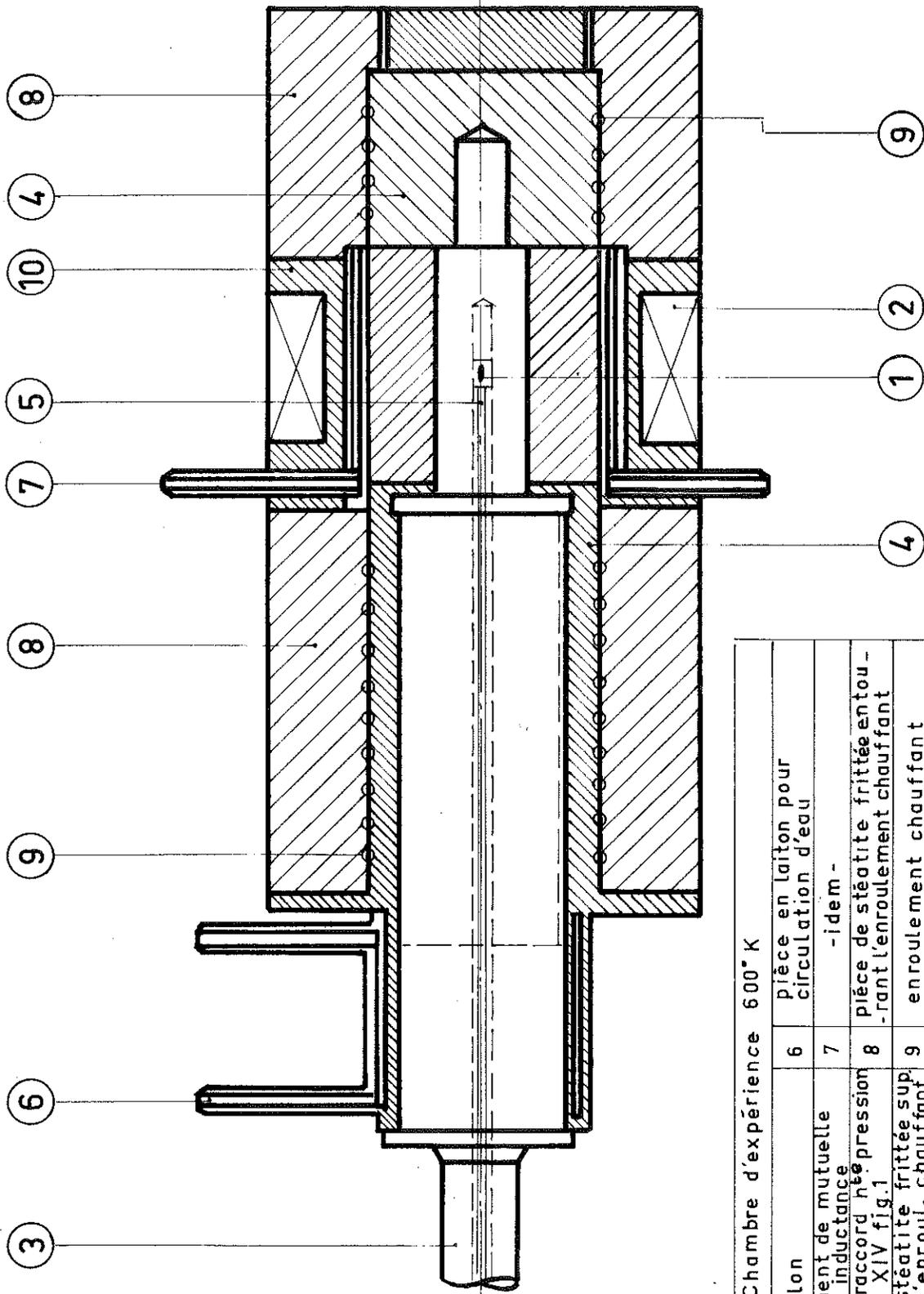


Figure 2 Chambre d'expérience 600° K

1	échantillon	6	pièce en laiton pour circulation d'eau
2	enroulement de mutuelle inductance	7	- idem -
3	embout raccord n ^o pression XIV fig.1	8	pièce de stéatite frittée entourant l'enroulement chauffant
4	pièce en stéatite frittée sup. portant l'enroul. chauffant	9	enroulement chauffant
5	tube porte échantillon	10	Support bobinage de mutuelle

Echelle 1

Fig. 3

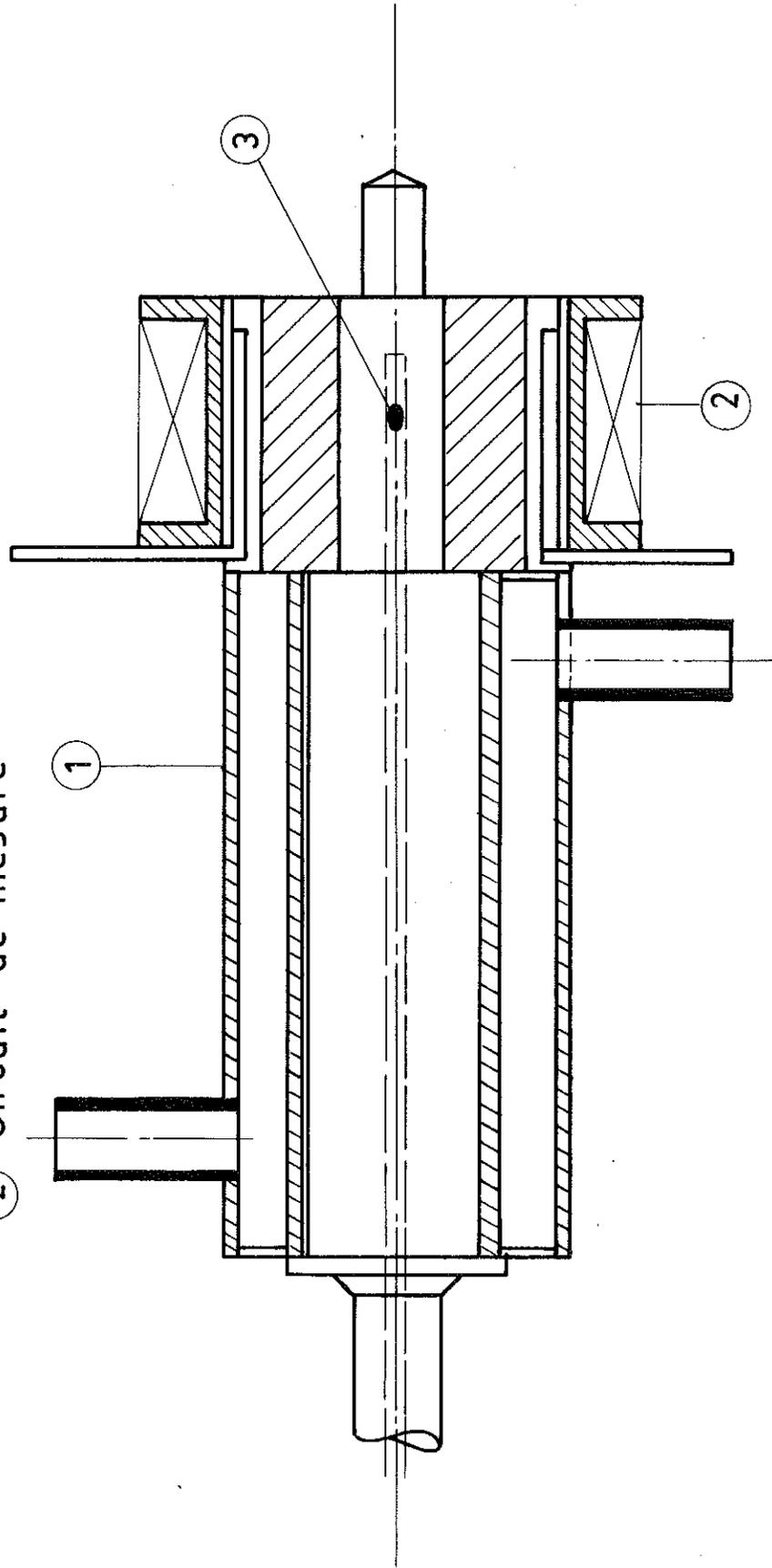
Echelle : 1

Chambre d'expérience 77° K - 300° K

① Refroidissement avec circulation

d'azote liquide

② Circuit de mesure



③ Echantillon

L'étanchéité est réalisée en appliquant les méthodes technologiques en usage avec les hautes pressions [6] [7] [8] [9] [10]. Les raccords et les joints sont du type à "zone non supportée" de BRIDGMAN, ces derniers sont auto-comprimés et de dureté différente pour réaliser l'étanchéité même à faible pression. Les traversées de fils, isolées et étanches pour le thermocouple, sont réalisées avec des joints coniques à travers l'obturateur fixe de la chambre haute pression du compresseur Basset (Figure 4)(XVI. Figure 1). L'isolement est assuré par un mélange de colle araldite et de poudre de mica.

MESURE DES PRESSIONS.

Les pressions inférieures à 2 000 bar sont mesurées au moyen d'un manomètre du type Bourdon ; la précision est de 0,5 %. Les pressions supérieures à 2 000 bar sont déduites de la variation relative avec la pression de la résistance d'un fil de manganine préalablement étalonné ; elles sont connues à 3 % près.

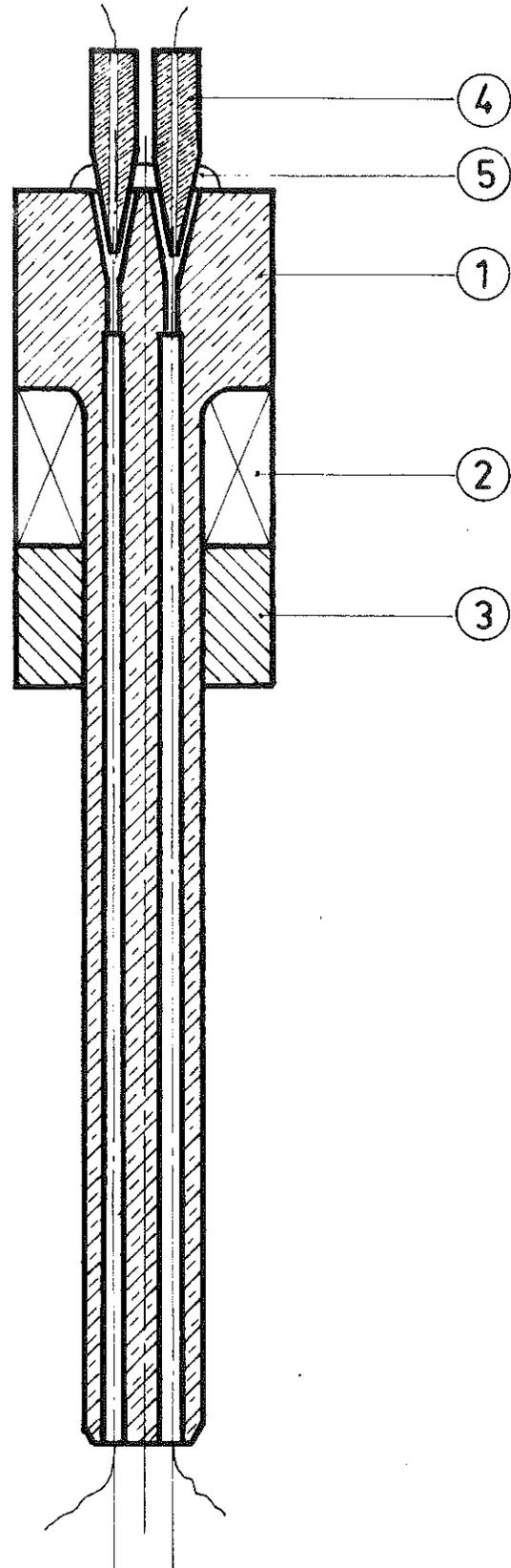
MESURE DES TEMPERATURES.

Nous avons à mesurer des températures entre 77 et 600°K ; nous utilisons un thermocouple cuivre-constantan. Les différences de températures sont connues à 0,1 degré près, et les températures sont connues à 1 degré près en valeur absolue. Lorsque la soudure du thermocouple est soumise à la pression, une correction doit être apportée à la température lue ; elle est de + 0,052° pour un intervalle de 100°C au-dessus de l'ambiante et pour une variation de pression de 1 000 bar [11].

Obturbateur fixe de la chambre haute pression du compresseur Basset avec sorties isolées et étanches

Echelle 2

- ① Corps de l'obturateur fixe
- ② Joints
- ③ Bague d'appui
- ④ Sortie isolée conique
- ⑤ Colle araldite + poudre mica



DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE CURIE.

L'échantillon ferromagnétique est soumis à la pression dans la chambre d'expérience (I. Figure 2) ; il est placé au centre d'une mutuelle inductance (2. Figure 2). Le coefficient de mutuelle inductance M dépend de la susceptibilité de l'échantillon ; en suivant sa variation thermique à pression constante au moyen d'un pont de HARTSHORN [12] (Figure 5), on détermine la température à laquelle il devient très faible. On convient de prendre pour point de Curie, la température à laquelle la tangente d'inflexion à la courbe (M, T) coupe l'axe des températures (Figure 6). Le pont de Hartshorn est alimenté sous une tension alternative de fréquence 117 Hertz ; l'amplitude du champ magnétique appliqué est de l'ordre de 0,5 Oe. En opérant pour différentes pressions, on détermine la variation du point de Curie avec la pression.

MESURE DES AIMANTATIONS SOUS PRESSION.

Les aimantations sont mesurées en utilisant la méthode classique d'extraction axiale proposée par P. WEISS (Figure 1). L'échantillon (I. Figure 1) est placé à la base d'un tube à paroi épaisse (II. Figure 1), en cuivre à 2 % de béryllium, de diamètre extérieur 16 mm et de diamètre intérieur 3 mm ; la longueur totale est de 105 cm. L'échantillon est à une température, à un champ et une pression donnés ; il est extrait brutalement du centre d'un système de bobines induites (IX. Figure 1). De l'amplitude de la déviation balistique du cadre du galvanomètre branché en série avec les bobines, et par un étalonnage préalable, on déduit l'amplitude du moment magnétique.

M_0 mutuelle étalon

M_B " de mesure

M_{A-c} " de compensation

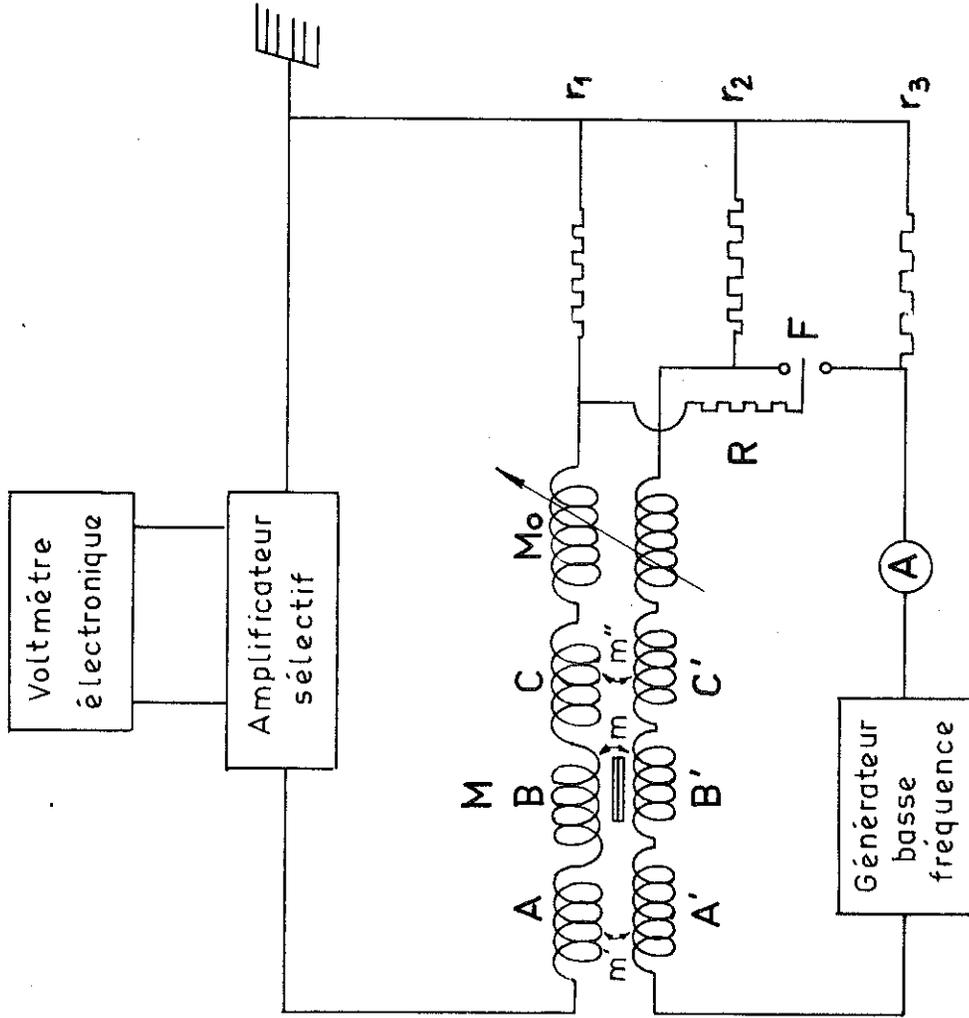


Fig:5

Pont de Hartshorn
 m' , m , m'' coefficients de couplage des bobines de mutuelle induction
 R , r_1 , r_2 , r_3 résistances variables

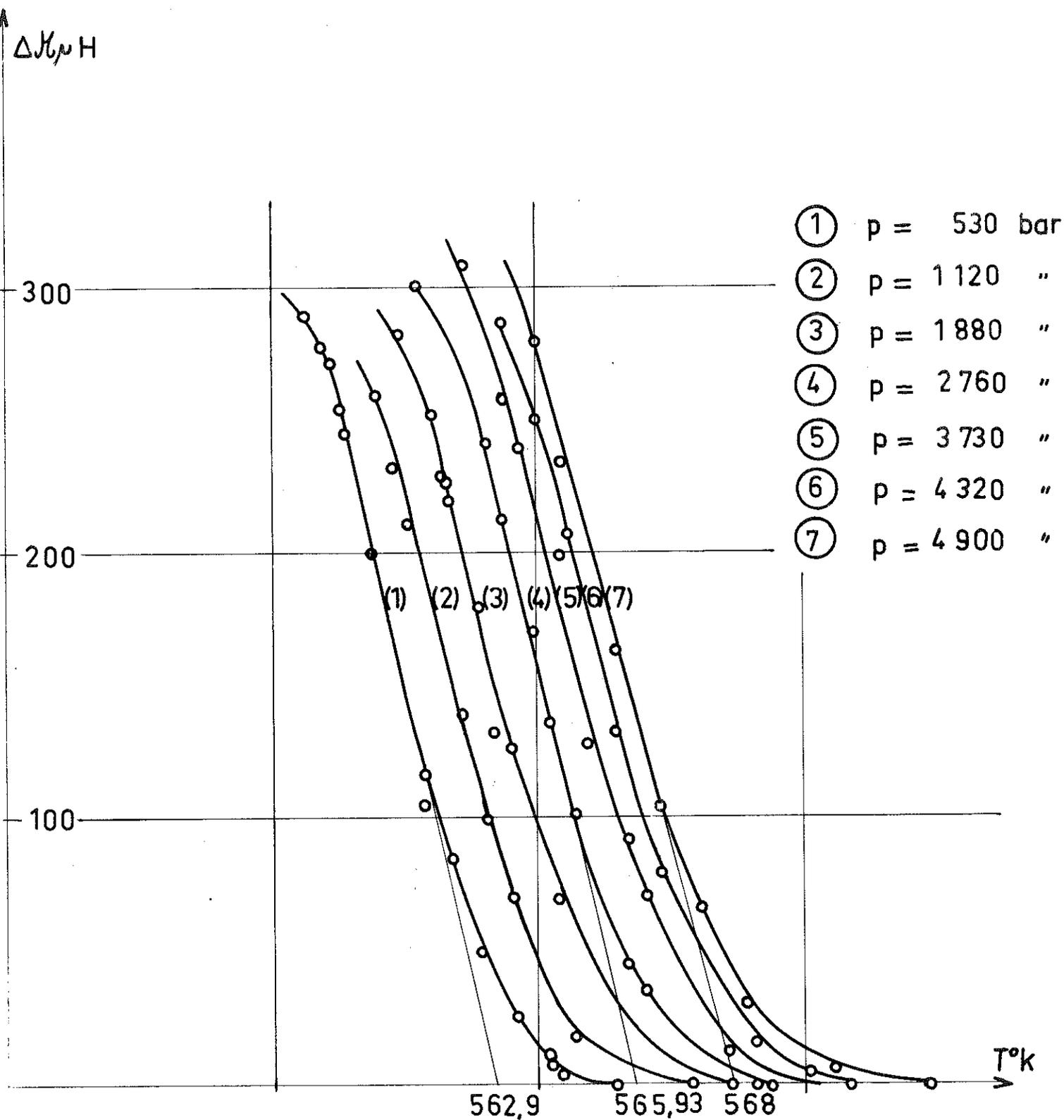


Fig:6

Variation de la température de Curie de $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Y}_2\text{O}_3$ avec la pression.

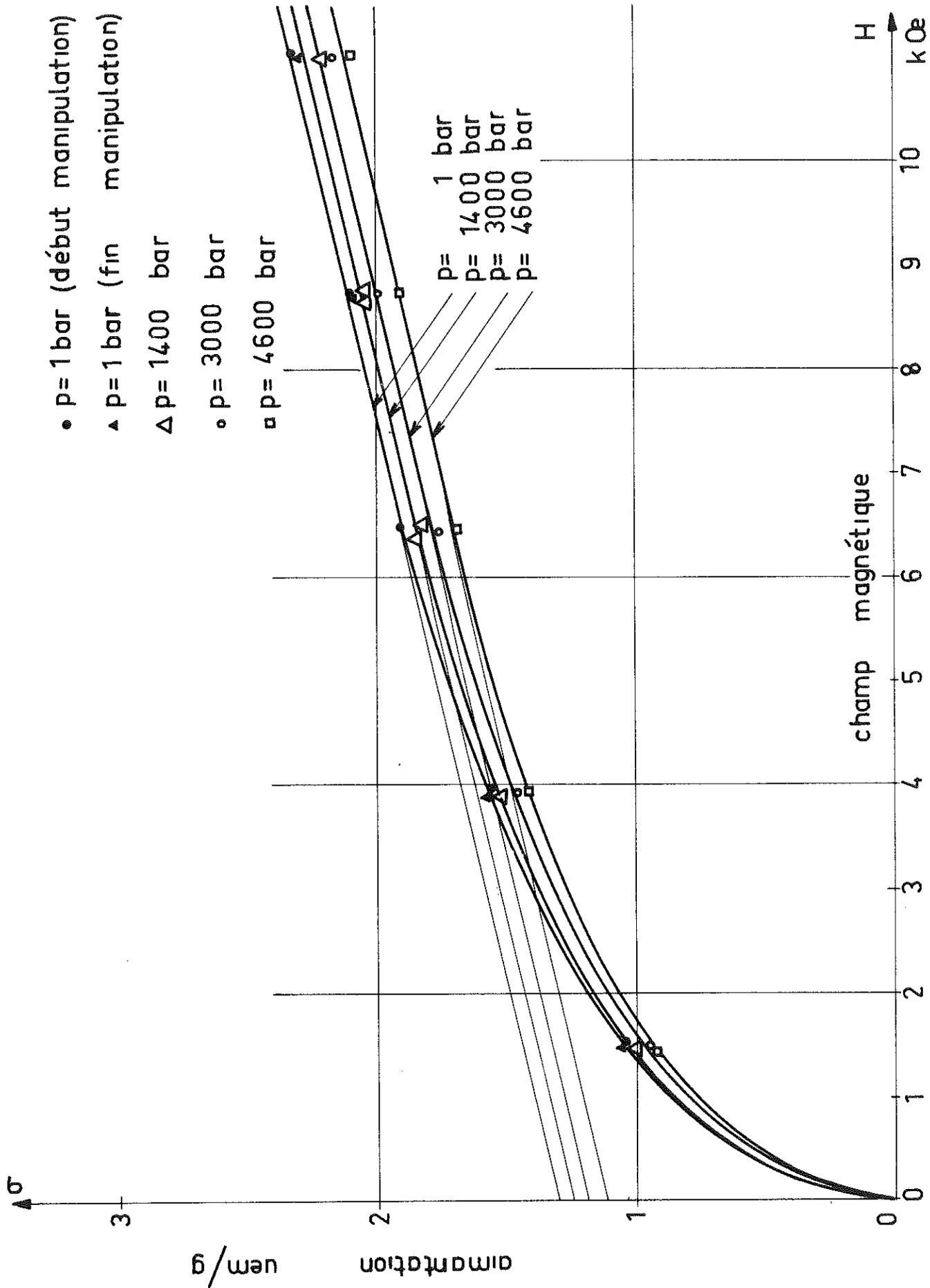


Fig. 7

La variation en fonction du champ magnétique et de la pression, de l'aimantation du ferrite grenat de gadolinium à 295°K.

En raison des difficultés expérimentales rencontrées entre 12 000 et 20 000 Oe (correction d'images magnétiques, courants de Foucault), les champs magnétiques utilisés n'ont pas dépassé 12 000 Oe.

Les expériences ont été faites sous des pressions jusqu'à 5 000 bar, à 77°K ou bien dans un intervalle de 30 degrés au voisinage de la température ambiante. A titre d'exemple, sur la figure 7 sont tracées les variations de l'aimantation spécifique σ du ferrite de gadolinium, en fonction du champ à la température de 295°K, et à différentes pressions entre 1 et 4 600 bar.

Tableau 2

	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Y}_2\text{O}_3$	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Gd}_2\text{O}_3$	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Tb}_2\text{O}_3$	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Dy}_2\text{O}_3$	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Er}_2\text{O}_3$	$5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Yb}_2\text{O}_3$
$d\theta_f/dp$ kbar ⁻¹	$+1,23 \pm 0,05$	$+1,23 \pm 0,05$	$+1,23 \pm 0,05$	$+1,15 \pm 0,05$	$+1,22 \pm 0,05$	$+1,08 \pm 0,05$
$\frac{1}{\theta_f} \frac{d\theta_f}{dp}$ kbar ⁻¹	$2,22 \cdot 10^{-3}$	$2,23 \cdot 10^{-3}$	$2,22 \cdot 10^{-3}$	$2,08 \cdot 10^{-3}$	$2,21 \cdot 10^{-3}$	$1,90 \cdot 10^{-3}$

Dans le tableau 1, les températures de Curie sont celles obtenues à partir des forces électromotrices thermo-électriques, en utilisant un étalonnage effectué à la pression atmosphérique.

Les valeurs de $\frac{d\theta_f}{dp}$ indiquées dans le tableau 2 ont été évaluées compte tenu de l'effet de la pression sur le thermocouple. Les températures de Curie, à la pression atmosphérique, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux antérieurs de R. PAUTHENET [2] et de E.E. ANDERSON [13]. On note que θ_f augmente linéairement avec la pression (figures 6 et 8). Les variations relatives $\frac{1}{\theta_f} \frac{d\theta_f}{dp}$ sont du même ordre de grandeur pour les différents ferrites étudiés, à savoir $2,2 \cdot 10^{-3}$ kbar⁻¹ ; l'écart maximum est de 9 %.

B - VARIATION DE L'AIMANTATION SPONTANEE σ_s EN FONCTION DE LA PRESSION.

a) - Le ferrite grenat d'yttrium.

Nous avons mesuré l'aimantation σ en fonction du champ à 292°K pour différentes pressions (Tableau 3, figure 9).

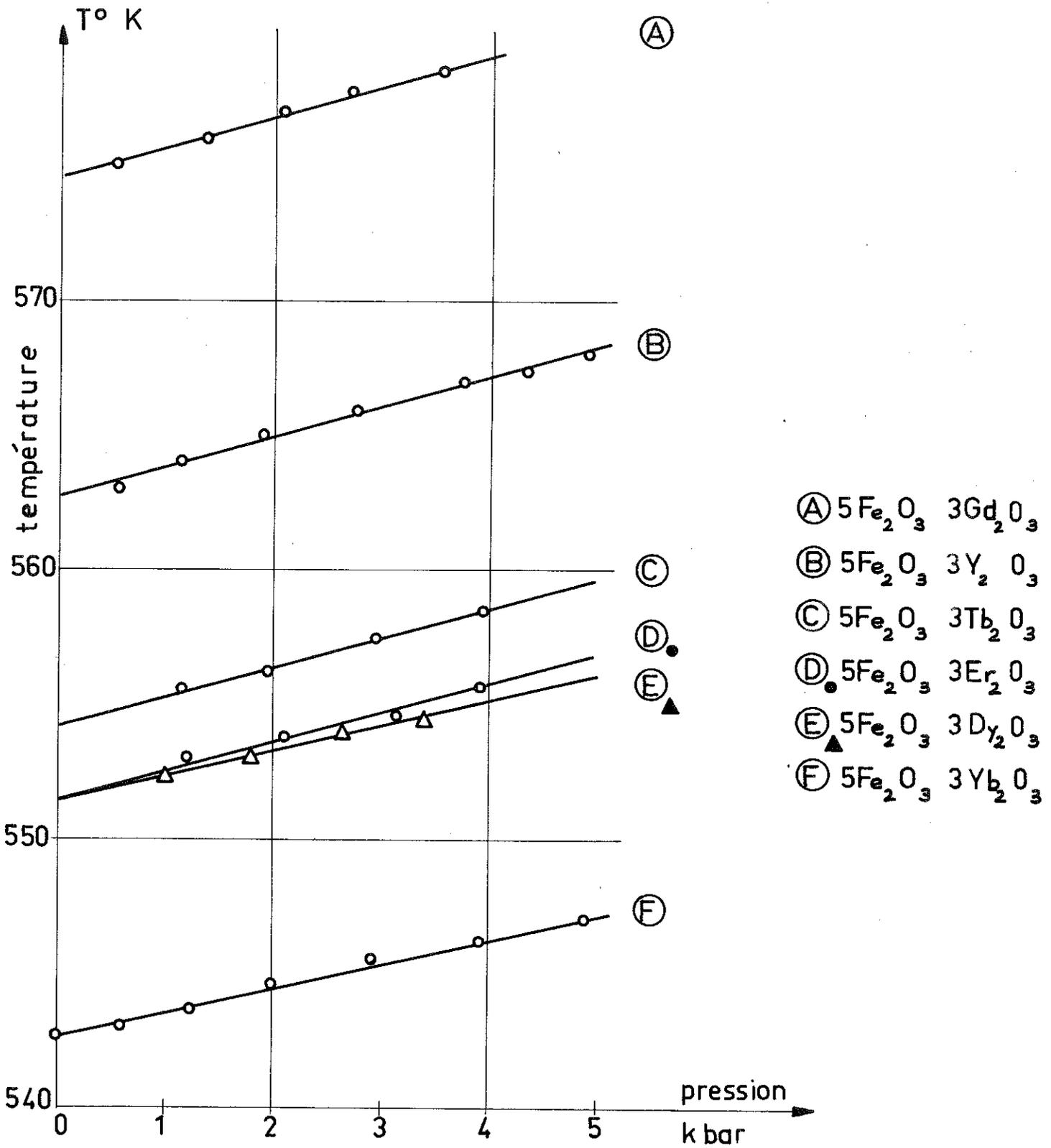


Fig:8

La variation en fonction de la pression, de la température de Curie θ_f des ferrites grenats de terres rares et d'yttrium.

Tableau 3

P = 1 bar		P = 980 bar		P = 1960 bar		P = 2950 bar		P = 3950 bar	
H _{0e}	σ _{uém/g}								
105	12,42	105	12,26	105	12,07	105	12,23	105	12,26
1537	24,07	1526	23,95	1526	24,04	1515	24,04	1515	24,01
3951	24,46	3951	24,43	3940	24,43	3940	24,43	3951	24,43
6489	24,49	6489	24,49	6489	24,46	6489	24,46	6478	24,49
8790	24,43	8734	24,43	8745	24,43	8734	24,43	8734	24,46

L'aimantation du ferrite d'yttrium se sature aisément en fonction du champ ; les courbes obtenues à différentes pressions (figure 9) montrent que l'aimantation est constante entre 4000 et 9 000 Oe ; nous convenons de considérer comme aimantation spontanée σ_s la valeur de l'aimantation σ dans un champ de 8 700 Oe. (Tableau 4).

Tableau 4

P bar	1	980	1960	2950	3950
σ_s uém/g	24,43	24,43	24,43	24,43	24,46

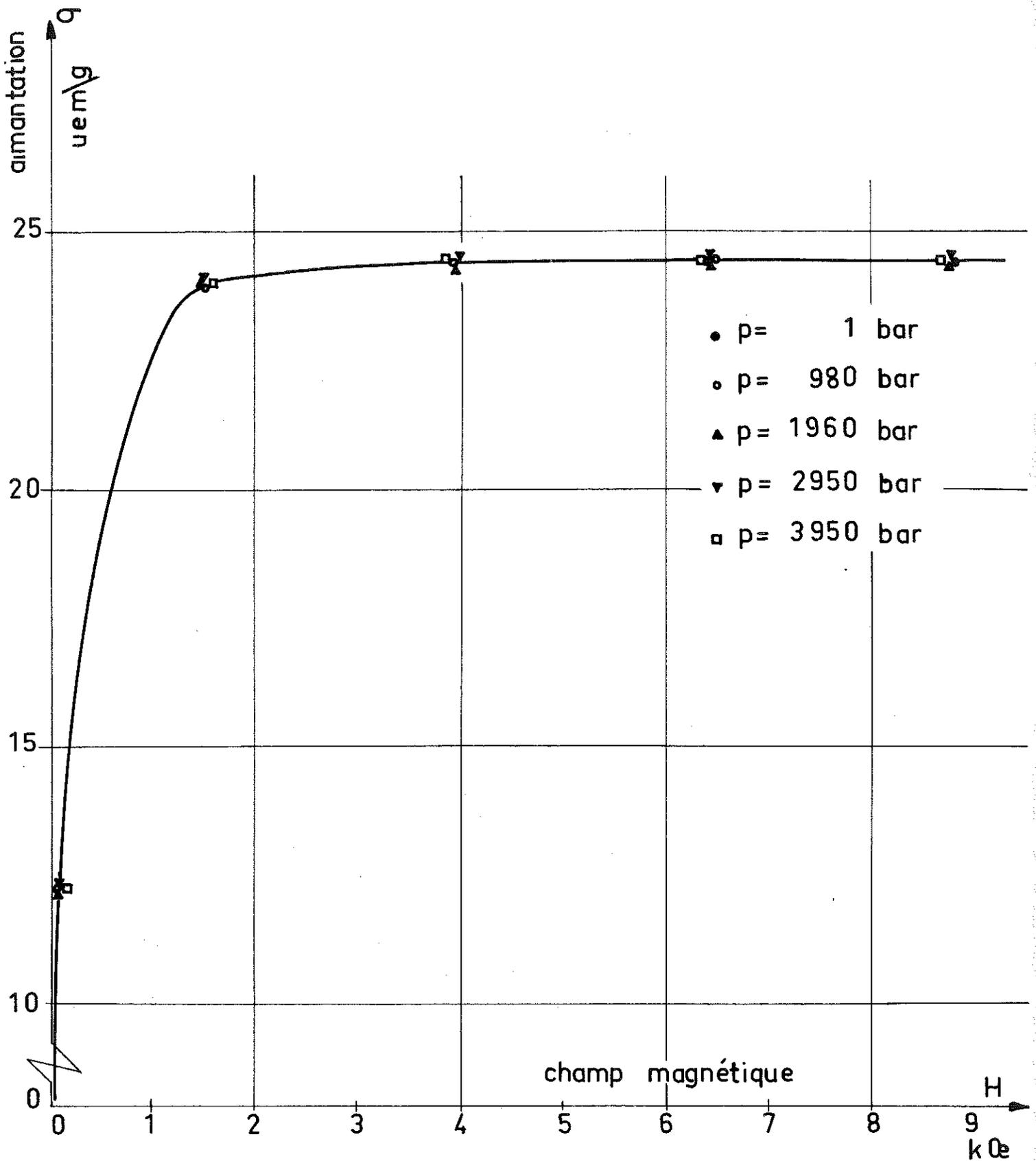


Fig: 9

La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat d'yttrium à 292°K.

A 292°K, la variation $\frac{\partial \sigma_s}{\partial p}$ de l'aimantation avec la pression est de $0 \pm 0,025$ uém/g kbar⁻¹ ; ce résultat est en accord avec celui de I.P. KAMINOW et R.V. JONES [14] qui avaient obtenu à 295°K une variation $\frac{\partial \sigma_s}{\partial p}$ égale à 0,007.

b) - Le ferrite grenat de gadolinium.

Nous avons étudié l'influence de la pression sur les courbes d'aimantation du ferrite grenat de gadolinium, au voisinage de son point de compensation (tableaux 5 et 6 ; Figures 7 et 10).

Tableau 5

5Fe ₂ O ₃ ·3Gd ₂ O ₃ T = 290°K							
P = 1 bar		P = 1 500 bar		P = 3 000 bar		P = 4 400 bar	
H _{Oe}	σ uém/g	H _{Oe}	σ uém/g	H _{Oe}	σ uém/g	H _{Oe}	σ uém/g
I 550	0,97	I 550	0,98	I 550	0,9	I 540	0,9
3 960	1,48	3 960	1,42	3 940	1,35	3 950	1,37
6 500	1,80	6 520	1,755	6 520	1,70	6 520	1,7
8 880	2,01	8 880	1,96	8 860	1,935	8 860	1,93
II 150	2,24	II 150	2,12	II 160	2,09	II 150	2,11

Tableau 6

5Fe ₂ O ₃ · 3Gd ₂ O ₃ T = 295°K									
P = 1 bar		P = 1400 bar		P = 3000 bar		P = 4600 bar		P = 1 bar	
H _{0e}	σ _{uém/g}	H _{0e}	σ _{uém/g}	H _{0e}	σ _{uém/g}	H _{0e}	σ _{uém/g}	H _{0e}	σ _{uém/g}
I 535	1,04	I 515	1,05	I 515	0,94	I 515	0,94	I 515	1,05
3 970	1,56	3 930	1,55	3 930	1,46	3 930	1,42	3 930	1,56
3 950	1,55	6 480	1,84	6 460	1,76	6 460	1,68	6 440	1,85
6 480	1,91	8 750	2,07	8 750	2	8 730	1,915	8 720	2,1
8 760	2,1	8 710	2,05	II 020	2,17	II 030	2,1	II 020	2,32
II 080	2,35	II 000	2,225						
II 060	2,32								

Dans les champs forts, l'aimantation σ est la résultante d'un terme ferromagnétique σ_s et d'un terme de susceptibilité χH (figure 10) ; l'aimantation spontanée σ_s est l'ordonnée à l'origine de la droite (σ , H) mesurée dans les champs forts. On détermine alors les variations de l'aimantation spontanée σ_s en fonction de la pression (Tableaux 7 et 8).

Tableau 7

T = 290°K				
P bar	1	1500	3000	4400
σ_s uém/g	1,17	1,125	1,08	1,08

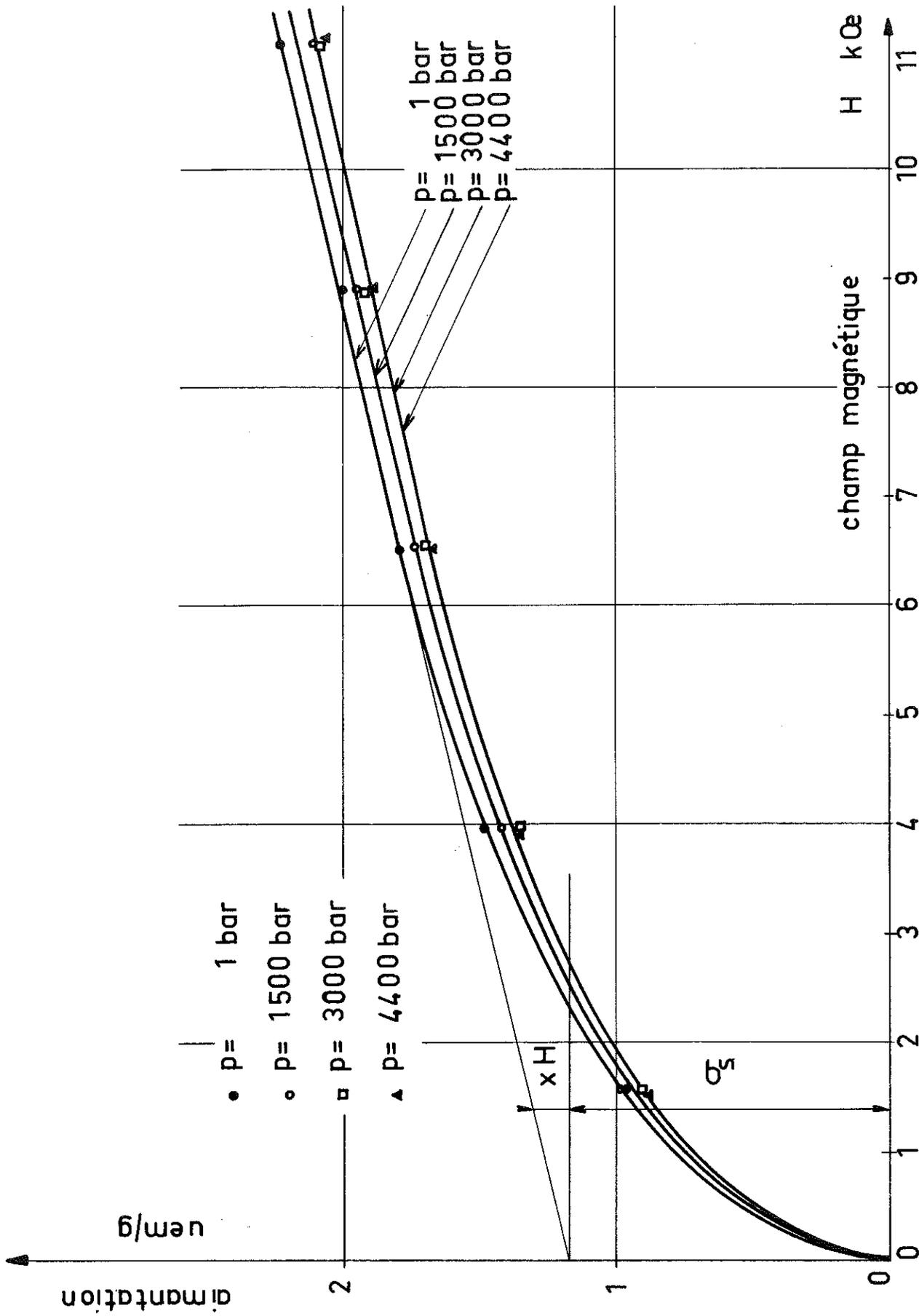


Fig:10

Variation en fonction du champ magnétique et de la pression, de l'aimantation du ferrite grenat de gadolinium à 290°K.

Tableau 8

T = 295°K				
P bar	1	1400	3000	4600
σ_s uém/g	1,3	1,25	1,19	1,13

A 295°K, l'écart $\Delta\sigma_s$ entre l'aimantation spontanée à la pression p et sa valeur à la pression atmosphérique est une fonction linéaire de la pression dans la limite des pressions utilisées (figure 16 ; tableaux 14 et 15). Il n'en est pas de même lorsque les expériences sont réalisées à 290°K (figure 16 ; tableaux 14 et 15) ; nous interpréterons plus loin ce résultat.

c) - Les autres ferrites.

Les mêmes méthodes expérimentales nous ont permis de déterminer les variations en fonction de la pression, de l'aimantation spontanée des ferrites grenats de terbium (tableau 9, figure 11), de dysprosium (tableau 10, figure 12), d'erbium (tableau 11, figure 13), d'ytterbium (tableau 12 et 13, figures 14 et 15).

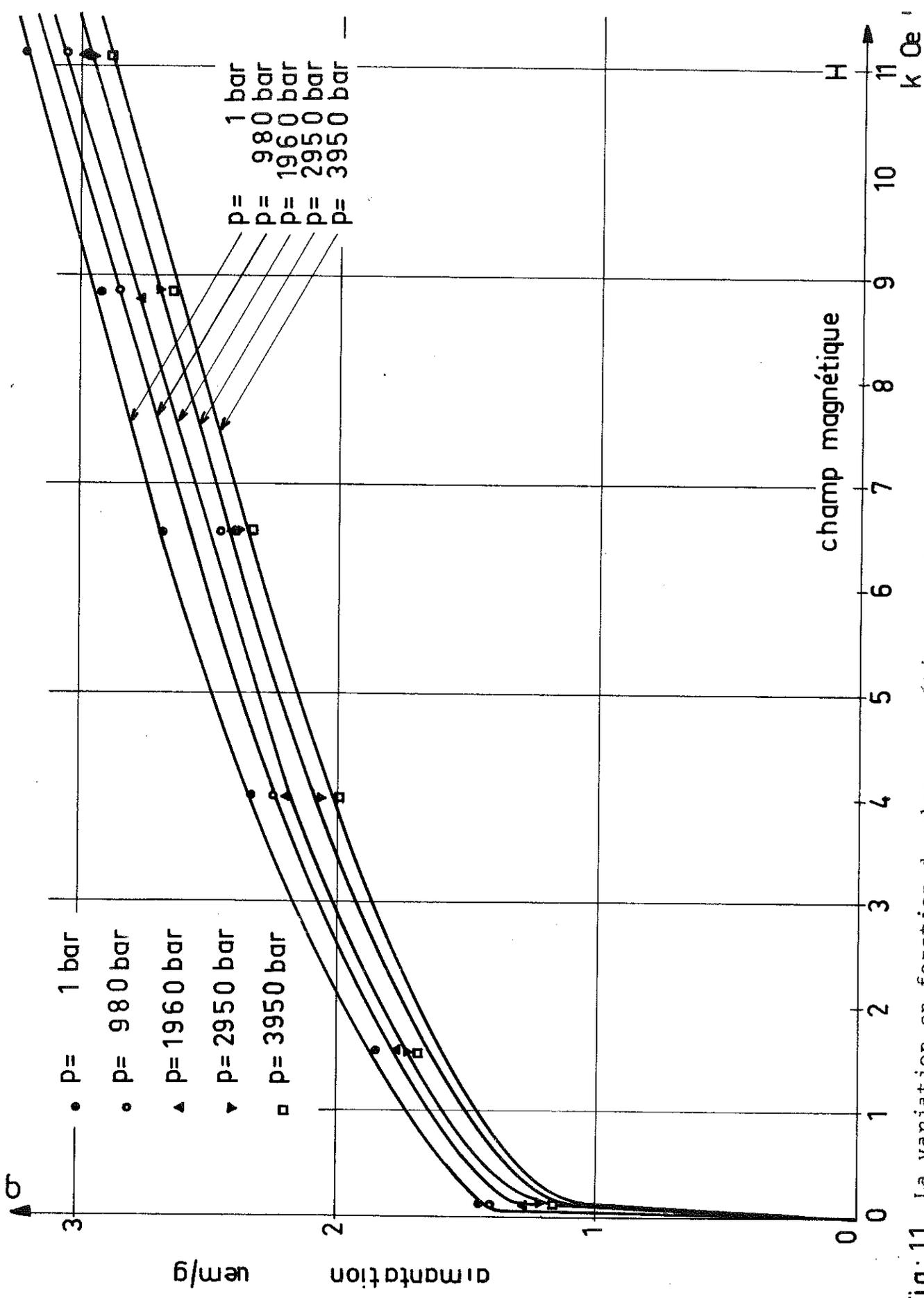


Fig:11

La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat de terbium à 291,5°K.

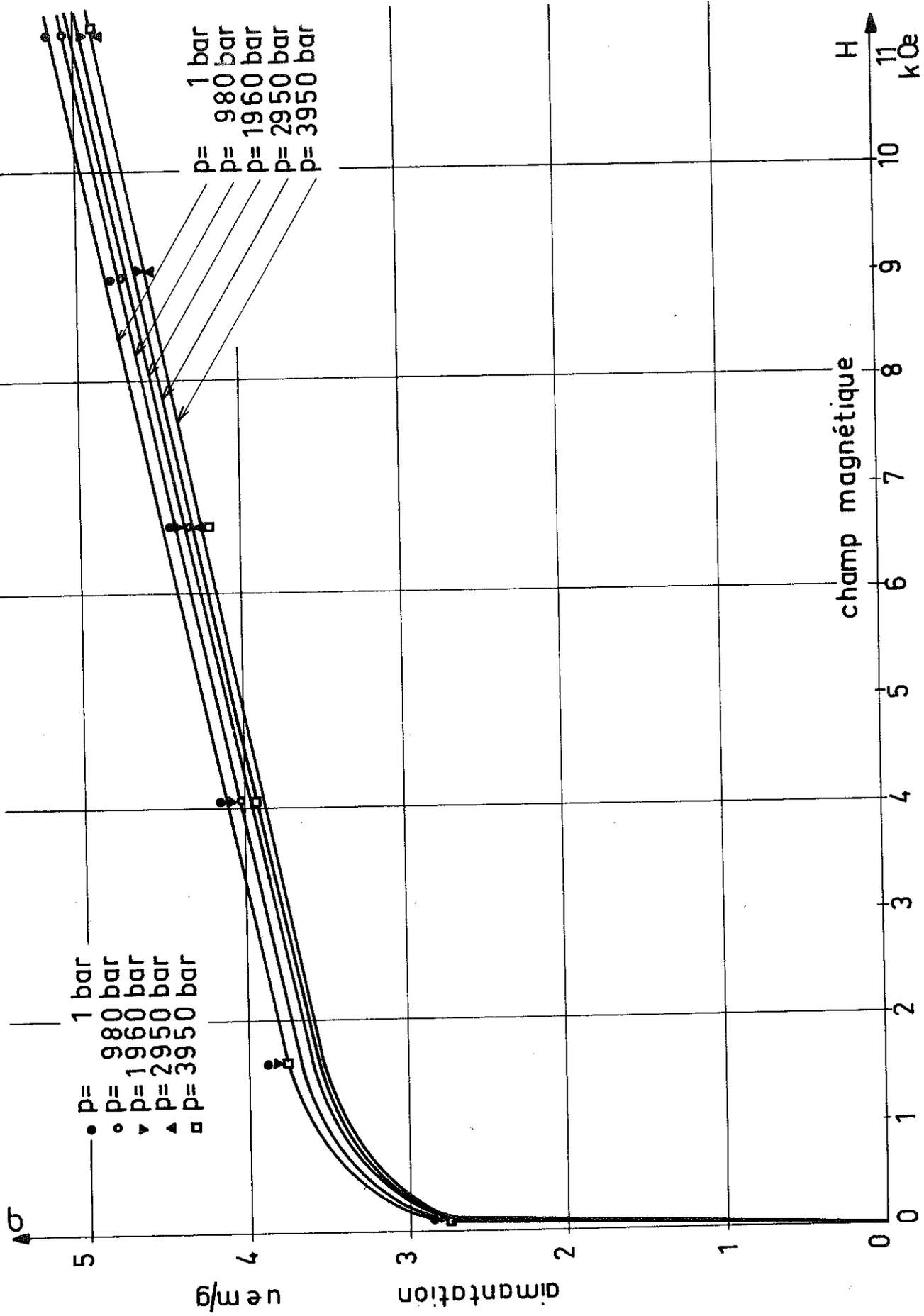


FIG:12 La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat de dysprosium à 291,5°K.

Tableau 9

5Fe ₂ O ₃ ·3Tb ₂ O ₃ T = 291,5°K									
P = 1 bar		P = 980 bar		P = 1960 bar		P = 2950 bar		P = 3950 bars	
H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g
105	1,44	105	1,4	105	1,28	105	1,21	105	1,18
1571	1,86	1571	1,876	1549	1,77	1571	1,73	1571	1,69
4019	2,37	3997	2,26	3997	2,13	3997	2,06	3997	2,03
6557	2,7	6535	2,47	6546	2,43	6535	2,4	6535	2,37
8869	2,94	8870	2,87	8813	2,8	8847	2,7	8836	2,67
11159	3,245	11159	3,08	11114	3	11114	2,97	11103	2,91

Tableau 10

5Fe ₂ O ₃ ·3Dy ₂ O ₃ T = 291,5°K									
P = 1 bar		P = 980 bar		P = 1960 bar		P = 2950 bar		P = 3950 bars	
H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g
105	2,84	105	2,84	105	2,84	105	2,84	105	2,84
1571	3,84	1571	3,84	1584	3,84	1571	3,84	1583	3,84
4053	4,15	4064	4,06	4064	4,11	4064	4,02	4064	3,93
6659	4,46	6659	4,33	6670	4,41	6659	4,37	6659	4,33
8994	4,81	8994	4,78	8994	4,72	9016	4,63	9000	4,59
11317	5,18	11306	5,09	11340	4,94	11317	4,93	11329	4,87

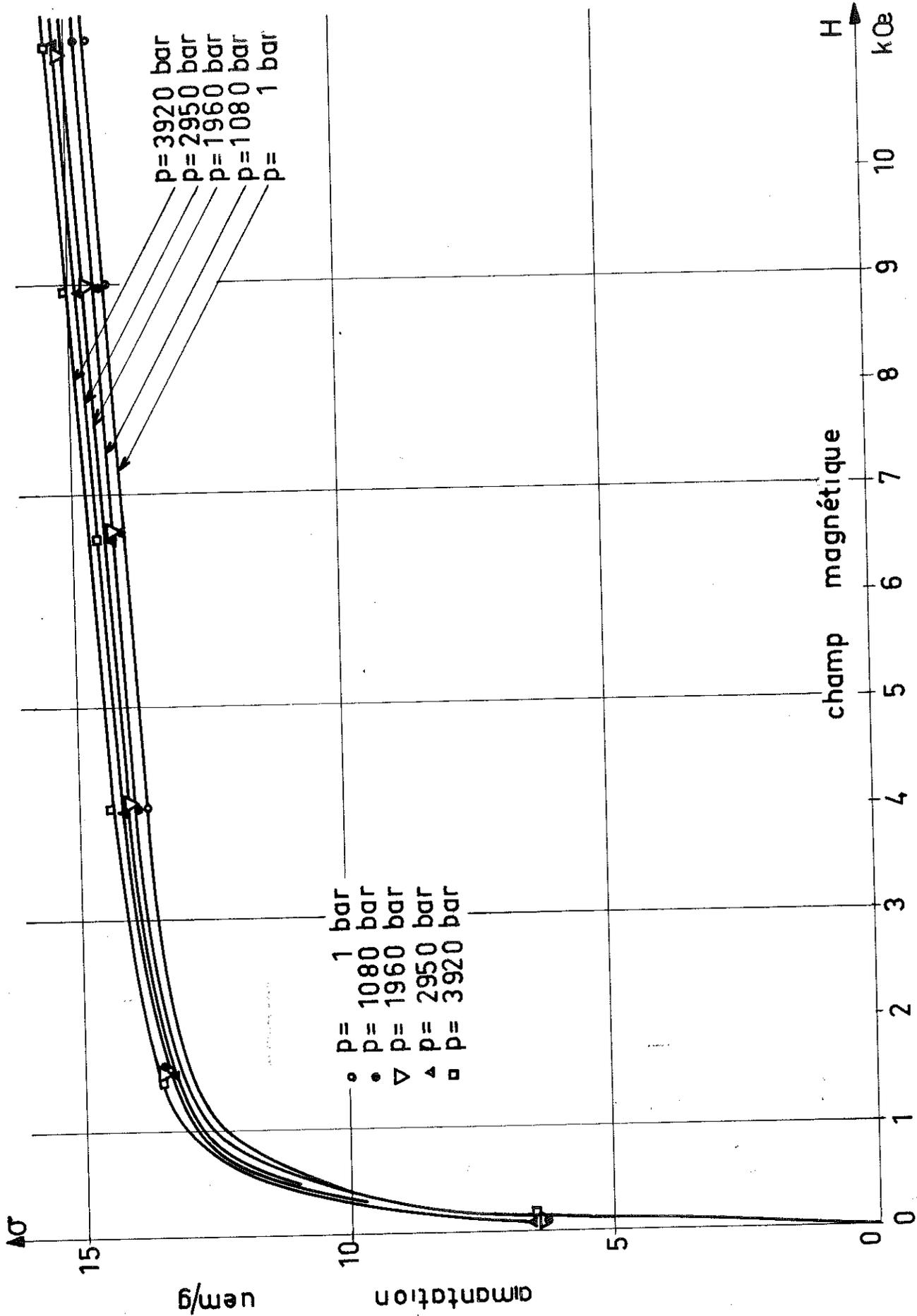


Fig:13 La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat d'erbium à 292°K.

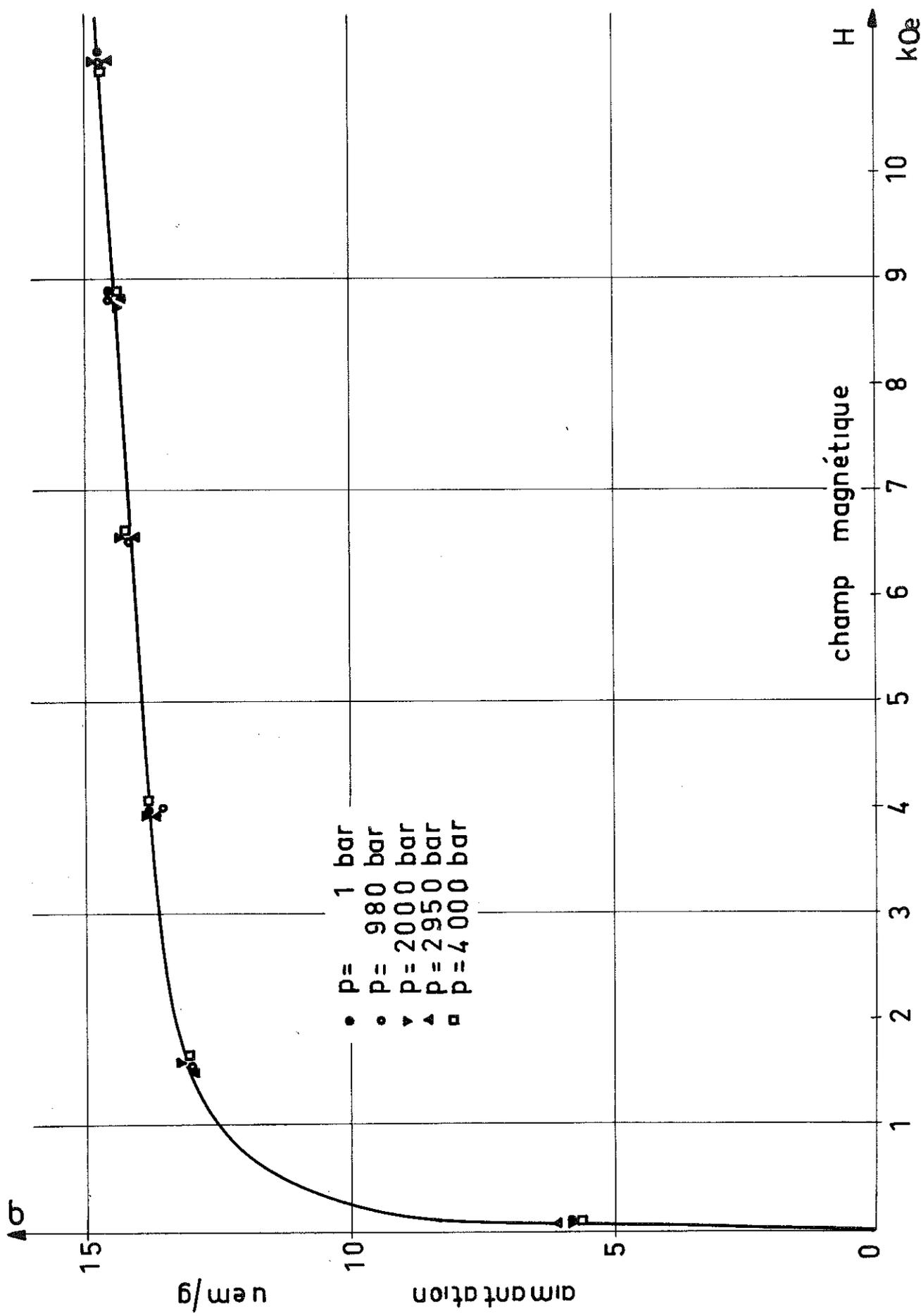


Fig:14

La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat d'ytterbium à 293°K.

Tableau 11

5Fe ₂ O ₃ · 3Er ₂ O ₃ T = 292°K									
P = 1 bar		P = 1080 bar		P = 1960 bar		P = 2950 bar		P = 3920 bar	
H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g
105	6,33	105	6,33	105	6,33	105	6,33	105	6,37
1583	13,41	1594	13,41	1583	13,41	1571	13,41	1571	13,41
4064	13,77	4064	13,87	4053	14,06	4064	14,25	4053	14,38
6659	14,16	6659	14,16	6659	14,2	6659	14,34	6647	14,53
8994	14,38	8971	14,53	8948	14,75	8948	14,90	8926	15,1
11317	14,72	11317	14,90	11272	15,28	11272	15,46	11238	15,35

Tableau 12

5Fe ₂ O ₃ · 3Yb ₂ O ₃ T = 293°K									
P = 1 bar		P = 980 bar		P = 2000 bar		P = 2950 bar		P = 4000 bar	
H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g	H _{Oe}	ouém/g
105	5,69	105	5,83	105	5,76	105	5,83	105	5,83
1571	13,12	1571	13,08	1571	13,12	1550	13,12	1549	13,12
3996	13,85	3996	13,56	3951	13,85	3963	13,92	3963	13,85
6591	14,21	6534	14,21	6534	14,29	6535	14,25	6515	14,29
8901	14,58	8824	14,58	8790	14,58	8790	14,58	8791	14,58
11159	14,76	11069	14,76	11058	14,80	11047	14,76	11013	14,76

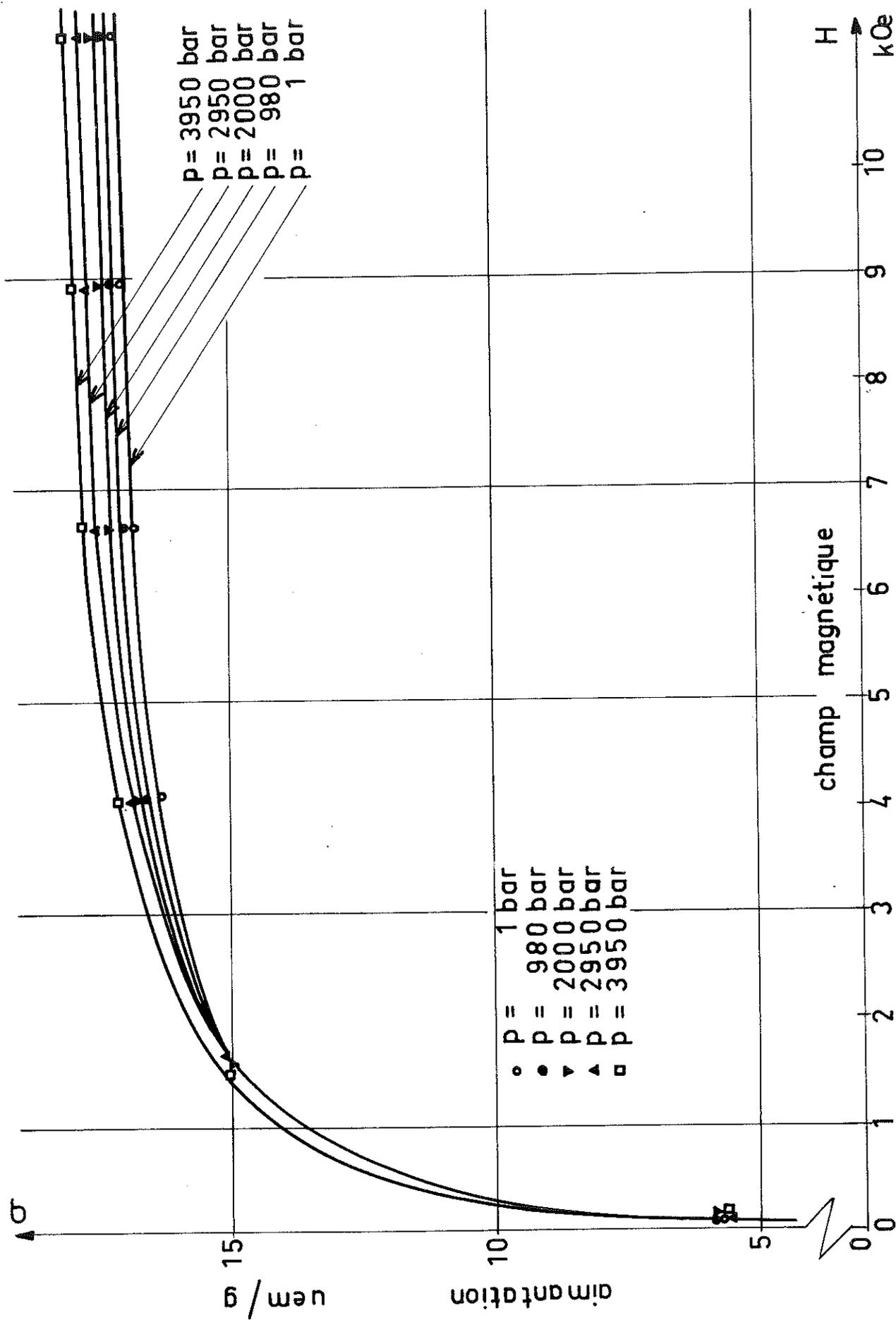


Fig: 15

La variation en fonction du champ magnétique et de la pression de l'aimantation du ferrite grenat d'ytterbium à 77°K.

Tableau 13

5Fe ₂ O ₃ ·3Yb ₂ O ₃ T = 77°K									
P = 1 bar		P = 980 bar		P = 2000 bar		P = 2950 bar		P = 3950 bar	
H _{0e}	uém/g	H _{0e}	uém/g	H _{0e}	uém/g	H _{0e}	uém/g	H _{0e}	uém/g
I05	5,65	I05	5,72	I05	5,54	I05	5,69	I05	5,69
I616	15,20	I594	15,01	I594	14,94	I583	15,02	I583	15,05
4I06	16,33	4075	16,55	4053	16,62	4053	16,84	4053	17,06
6670	16,77	6647	16,91	6647	17,2	6625	17,5	6613	17,79
8960	17,06	8971	17,2	8960	17,42	8903	17,71	8903	17,9
II272	17,13	II272	17,39	II272	17,5	II206	17,79	II250	18,11

Tableau 14

5Fe ₂ O ₃ ·3Gd ₂ O ₃	P bar	1	1 500	3 000	4 400	
T = 290°K	Δσ _s uém/g	0	-0,045	-0,09	-0,09	
5Fe ₂ O ₃ ·3Gd ₂ O ₃	P bar	1	1 200	3 000	4 600	
T = 295°K	Δσ _s uém/g	0	-0,05	-0,11	-0,17	
5Fe ₂ O ₃ ·3Tb ₂ O ₃	P bar	1	980	1 960	2 950	3 950
T = 291,5°K	Δσ _s uém/g	0	-0,12	-0,20	-0,28	-0,38
5Fe ₂ O ₃ ·3Dy ₂ O ₃	P bar	1	980	1 960	2 950	3 950
T = 291,5°K	Δσ _s uém/g	0	-0,06	-0,11	-0,15	-0,19
5Fe ₂ O ₃ ·3Er ₂ O ₃	P bar	1	1 080	1 960	2 950	3 920
T = 292°K	Δσ _s uém/g	0	+0,11	+0,21	+0,35	+0,47
5Fe ₂ O ₃ ·3Yb ₂ O ₃	P bar	1	980	2 000	2 950	3 950
T = 77°K	Δσ _s uém/g	0	+0,23	+0,43	+0,68	+0,93

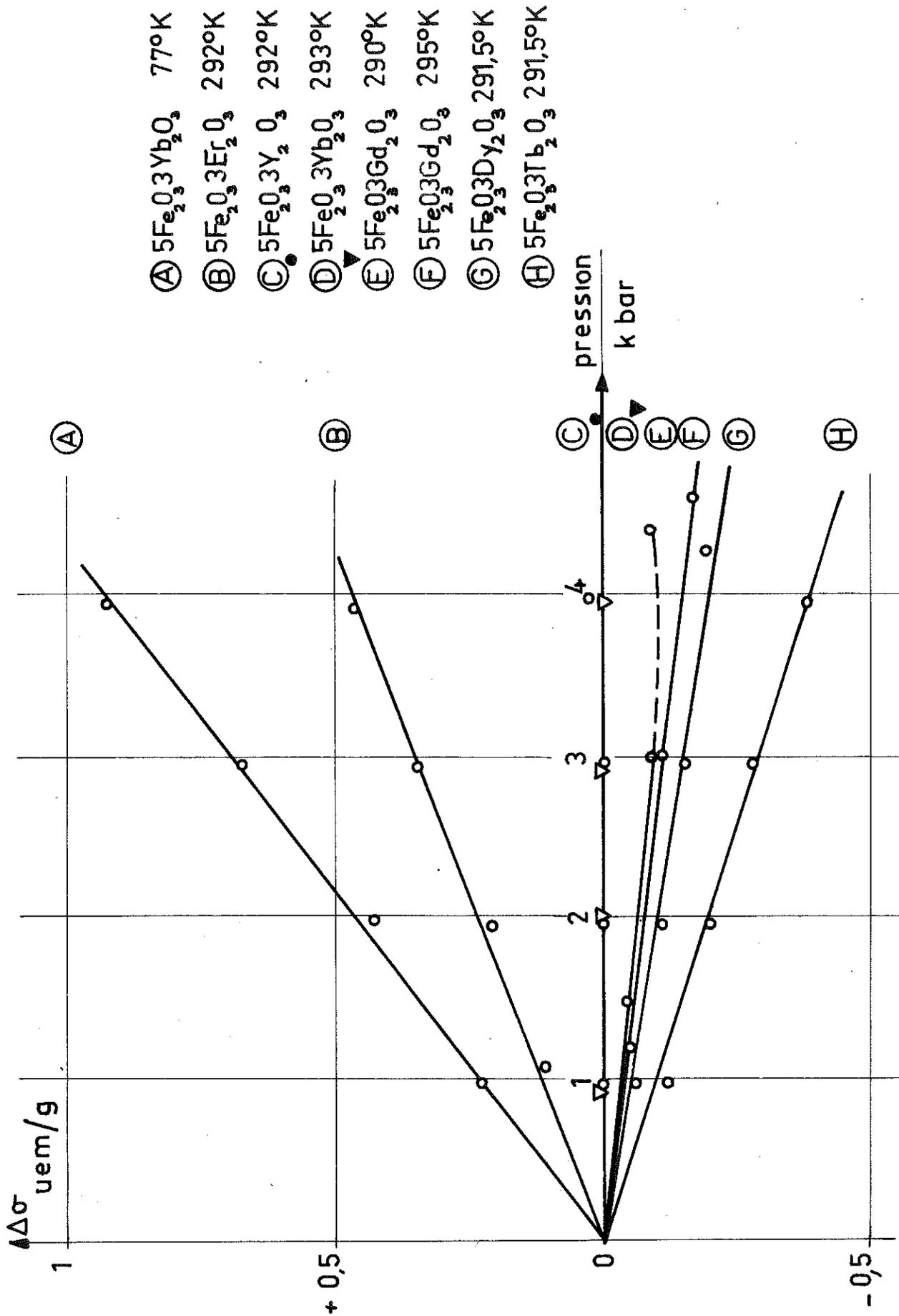


Fig:16

La variation de l'écart $\Delta\sigma$ entre l'aimantation spontanée à la pression p et sa valeur à la pression atmosphérique pour quelques ferrites grenat d'yttrium et de terres rares

Tableau 15

	$\frac{\partial \sigma_s}{\partial p}$ uém/g kbar ⁻¹	T°K
5Fe ₂ O ₃ .3Y ₂ O ₃	0 ± 0,025	292
5Fe ₂ O ₃ .3Cd ₂ O ₃	- 0,030 ± 0,005	290
5Fe ₂ O ₃ .3Gd ₂ O ₃	- 0,036 ± 0,005	295
5Fe ₂ O ₃ .3Tb ₂ O ₃	- 0,092 ± 0,015	291,5
5Fe ₂ O ₃ .3Dy ₂ O ₃	- 0,048 ± 0,015	291,5
5Fe ₂ O ₃ .3Er ₂ O ₃	+ 0,12 ± 0,05	292
5Fe ₂ O ₃ .3Yb ₂ O ₃	0 ± 0,025	293
5Fe ₂ O ₃ .3Yb ₂ O ₃	+ 0,23 ± 0,025	77

La figure 16 résume l'ensemble des résultats relatifs aux variations de l'aimantation sous l'effet de la pression ; elle montre l'évolution pour ces différents ferrites de la variation de l'écart $\Delta\sigma_s$ entre l'aimantation spontanée à la pression p et sa valeur à la pression atmosphérique.

Dans le cas le plus général, on notera que $\Delta\sigma_s$ est une fonction linéaire de la pression dans les limites des pressions utilisées.

CHAPITRE III.

. INTERPRETATION DES RESULTATS .

A - VARIATION DE LA TEMPERATURE DE CURIE AVEC LA PRESSION.

I - INTRODUCTION.

La température de Curie θ_f des ferrites grenats de terres rares varie peu, quoique de façon continue, d'un ferrite à un autre [2]. La température θ_f est en première approximation indépendante des propriétés magnétiques des ions terres rares dans le réseau. Les positions cristallographiques des ions fer et oxygène étant sensiblement identiques, on en conclut que la température θ_f est principalement définie par les interactions entre ions fer. On peut s'attendre, en conséquence, à ce que les températures de Curie varient de façon semblable avec la pression.

II - LES HYPOTHESES DE CALCULS.

Nous pouvons donc nous limiter à l'étude d'une substance ferrimagnétique décomposable en deux sous-réseaux (a) et (d) d'ions magnétiques Fe^{3+} . Nous supposons que les constantes de Curie C_a et C_d des ions sur les sites (a) et (d) ne varient pas avec le volume. Il en est ainsi pour les

ions magnétiques Fe^{3+} dans lesquels la contribution du moment orbital à la valeur de l'aimantation est nulle. L'ion Fe^{3+} possède une loi d'aimantation qui peut se décrire à toutes températures par une loi de Brillouin avec J constant et égal à $5/2$; les travaux de I.P. KAMINOW [14] , sur la variation avec la pression du facteur de Landé du ferrite grenat d'yttrium, sont en accord avec ces hypothèses.

Nous supposons que les trois coefficients de champ moléculaire n_{aa} , n_{dd} , n_{ad} , représentatifs des interactions entre ces divers ions, ne sont fonction que du volume. Nous admettrons que le coefficient de dilatation linéaire $\alpha = \frac{1}{3V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ et la compressibilité isotherme $K = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ sont indépendants de la température et de la pression, dans les limites des variations de températures et de pressions considérées, c'est à dire plus particulièrement dans un intervalle d'environ 20° au voisinage du point de Curie et pour des pressions jusqu'à 10 000 bar.

III - LA VARIATION DES COEFFICIENTS DE CHAMP MOLECULAIRE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION.

Comme les coefficients de champ moléculaire varient avec le volume, ils varieront avec la température et la pression. Soit n_{ij} un des trois coefficients n_{aa} , n_{ad} , ou n_{dd} ; soit $n_{ij}^{p,T}$ sa valeur à la pression p et à la température T ; nous négligerons la valeur de la pression atmosphérique devant celle de la pression appliquée. Sous l'effet d'un accroissement de température dT et de pression dp , le volume devient :

$$V_{0+dp, T+dT} = V_{0,T} [1 + 3\alpha dT - Kdp] \quad (1)$$

et :

$$n_{ij}^{0+dp, T+dT} = n_{ij}^{0,T} \left[1 + \frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T} dT + \frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T} dp \right] \quad (2)$$

de ces deux relations, on déduit :

$$\frac{\frac{dn_{ij}^{0,T}}{n_{ij}^{0,T}}}{\frac{dV}{V_{0,T}}} = \frac{d\text{Log}n_{ij}^{0,T}}{d\text{Log}V} = \frac{\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T} dT + \frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T} dp}{3\alpha dT - Kdp} \quad (3)$$

Comme $n_{ij}^{0,T}$ n'est fonction que du volume

$$\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T} = \frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \frac{dn_{ij}^{0,T}}{dV} \quad 3\alpha V_{0,T} \quad \text{et,}$$

$$\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T} = - \frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \frac{dn_{ij}^{0,T}}{dV} \quad KV_{0,T}$$

ce qui permet d'écrire :

$$\frac{d\text{Log}n_{ij}^{0,T}}{d\text{Log}V} = \frac{\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T}}{3\alpha} = - \frac{\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T}}{K} \quad (4)$$

La comparaison des égalités (3) et (4) nous montre que l'expression $\frac{d\text{Log}n_{ij}^{0,T}}{d\text{Log}V}$ est indépendante des variations de température dT et de pression dp .

La détermination expérimentale de $\frac{d\text{Log}n_{ij}^{0,T}}{d\text{Log}V}$ peut être obtenue de diverses manières. Les études magnétostatiques à la pression atmosphérique nous donnent accès à la valeur

$\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T}$; la mesure de la variation de la température de Curie θ_f avec la pression permet de déterminer $\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T}$;

cependant, nous ferons remarquer que la mesure de $\frac{d\theta_f}{dp}$ est effectuée à température variable alors que $\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial p} \right)_{0,T}$ est définie à température constante.

La variation thermique du coefficient de champ moléculaire $n_{ij}^{0,T}$, à la pression atmosphérique, peut s'exprimer par $n_{ij}^{0,T} = n_{ij}^{0,0} [1 + \gamma_{ij} T]$ [2] ; cette relation a déjà été utilisée dans l'interprétation du paramagnétisme avec : $\gamma_{aa} = \gamma_{ad} = \gamma_{dd} = \gamma$

Nous déduisons que $\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}^{0,T}}{\partial T} \right)_{0,T}$ est égal à $\frac{\gamma}{1 + \gamma T}$, par suite :

$$\frac{d \text{Log} n_{ij}^{0,T}}{d \text{Log} V} = \frac{\gamma}{3\alpha} \frac{1}{1 + \gamma T} \quad (5)$$

cette expression est indépendante des indices i et j ; elle est donc valable pour les trois coefficients de champ moléculaire, on déduit la relation :

$$\frac{d \text{Log} n_{ad}^{0,T}}{d \text{Log} V} = \frac{d \text{Log} n_{aa}^{0,T}}{d \text{Log} V} = \frac{d \text{Log} n_{dd}^{0,T}}{d \text{Log} V} \quad (6)$$

qui est valable quelle que soit la température T, et pour des variations en pression au voisinage de la pression atmosphérique.

IV - LA VARIATION DE LA TEMPERATURE DE CURIE EN FONCTION DE LA PRESSION ET LA VARIATION DU COEFFICIENT DE CHAMP MOLECULAIRE EN FONCTION DU VOLUME.

L. NEEL a montré que la température de Curie θ_f d'une substance ferrimagnétique à deux sous-réseaux s'exprime en fonction des coefficients de champ moléculaire n_{aa} , n_{dd} , n_{ad} par la relation :

$$\theta_f = \frac{\lambda C_a}{2} n_{aa}^{0, \theta_f} + \frac{\mu C_d}{2} n_{dd}^{0, \theta_f} + \frac{1}{2} \sqrt{(\lambda C_a n_{aa}^{0, \theta_f} - \mu C_d n_{dd}^{0, \theta_f})^2 + 4 \lambda \mu C_a C_d (n_{ad}^{0, \theta_f})^2}$$

où λ et μ désignent respectivement les proportions d'ions magnétiques sur les sites (a) et (d) et C_a et C_d les constantes de Curie relatives à un ion gramme pour chacun des ions des sites considérés. En posant :

$$\alpha = \frac{n_{aa}^{0, \theta_f}}{n_{ad}^{0, \theta_f}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{n_{dd}^{0, \theta_f}}{n_{ad}^{0, \theta_f}}, \quad \theta_f \text{ s'écrit :}$$

$$\theta_f = n_{ad}^{0, \theta_f} \left[\frac{\lambda C_a}{2} \alpha + \frac{\mu C_d}{2} \beta + \frac{1}{2} \sqrt{(\lambda C_a \alpha - \mu C_d \beta)^2 + 4 \lambda \mu C_a C_d} \right]$$

Le calcul montre, en utilisant les résultats ci-dessus, que :

$$\frac{d \text{Log } \alpha}{d \text{Log } V} = \frac{d \text{Log } \beta}{d \text{Log } V} = 0 \quad ; \quad \text{par suite} \quad \frac{d \text{Log } \theta_f}{d \text{Log } V} = \frac{d \text{Log } n_{ad}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V}, \quad \text{ou encore}$$

$$\frac{d \text{Log } \theta_f}{d \text{Log } V} = \frac{d \text{Log } n_{ad}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V} = \frac{d \text{Log } n_{aa}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V} = \frac{d \text{Log } n_{dd}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V} \quad (7)$$

L'application de la pression dp entraîne une variation $d\theta_f$ de la température de Curie θ_f de l'échantillon. Soit V le volume de l'échantillon à la température θ_f , $V + dV$ son volume à la température $\theta_f + d\theta_f$ après application de la pression dp ; on a :

$$dn_{ij}^{0, \theta_f} = \left(\frac{\partial n_{ij}^{0, \theta_f}}{\partial p} \right)_{0, \theta_f} dp + \left(\frac{\partial n_{ij}^{0, \theta_f}}{\partial T} \right)_{0, \theta_f} dT ,$$

et à la température θ_f :

$$\frac{dn_{ij}^{0, \theta_f}}{n_{ij}^{0, \theta_f}} = \frac{d \text{Log} n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log} V} [3\alpha d\theta_f - Kdp] .$$

De la relation (7) entre les coefficients de champ moléculaire et la température de Curie, on déduit :

$$\frac{dn_{ij}^{0, \theta_f}}{n_{ij}^{0, \theta_f}} = \frac{d\theta_f}{\theta_f} = \frac{d \text{Log} n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log} V} [3\alpha d\theta_f - Kdp]$$

ce qui donne en définitive :

$$\frac{d \text{Log} n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log} V} = - \frac{1}{K} \frac{1}{\theta_f} \frac{d\theta_f}{dp} \left[\frac{1}{1 - \frac{3\alpha}{K} \frac{d\theta_f}{dp}} \right] \quad (8)$$

V - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Nous disposons des valeurs expérimentales suivantes :

$$\begin{aligned} \gamma &= -1.10^{-4} \text{ degré}^{-1} && [2] \\ K &= 0,68.10^{-6} \text{ bar}^{-1} && [15] \\ 3\alpha &= 29,7 .10^{-6} \text{ degré}^{-1} && [16] \end{aligned}$$

γ se déduit de l'étude du paramagnétisme, la compressibilité K est mesurée à la température ordinaire, le coefficient de dilatation α est obtenu à haute température, au-dessus du point d'ordre magnétique.

A la température de Curie θ_f , l'équation (5) donne :

$$\frac{d \text{Log } n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V} = \frac{\gamma}{3\alpha} \cdot \frac{1}{1 + \gamma\theta_f} = - 3,5$$

Tableau 14

	5Fe ₂ O ₃					
	3 Y ₂ O ₃	3Gd ₂ O ₃	3Tb ₂ O ₃	3Dy ₂ O ₃	3Er ₂ O ₃	3Yb ₂ O ₃
$-\frac{1}{K} \frac{1}{\theta_f} \frac{d\theta_f}{dp} = A$	- 3,26	- 3,28	- 3,26	- 3,06	- 3,25	- 2,93
$\frac{d \text{Log } n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V} = A \cdot \frac{1}{1 - \frac{3\alpha}{K} \frac{d\theta_f}{dp}}$	- 3,45	- 3,48	- 3,45	- 3,22	- 3,44	- 3,08

Connaissant la valeur de la compressibilité, on peut déduire de la variation de la température de Curie avec

la pression la valeur $\frac{d \text{Log } n_{ij}^{0, \theta_f}}{d \text{Log } V}$ (Tableau 14). Ces valeurs sont

en bon accord entre elles et avec la valeur -3,5 déterminée en utilisant les données paramagnétiques.

VI - ESSAI D'INTERPRETATION THEORIQUE.

Dans les composés étudiés, les ions magnétiques des sous-réseaux (a) et (d) sont éloignés les uns des autres et séparés par des ions oxygène diamagnétiques. L'empiètement des couches 3d est alors négligeable ; on considère généralement que les interactions entre couches 3d sont indirectes. Les interactions de couplage dans les isolants sont le plus souvent antiferromagnétiques et de superéchange. La température d'ordre magnétique θ_f est proportionnelle à l'énergie de couplage. ANDERSON [17] a montré que cette énergie dépend de deux grandeurs physiques b et U sous la forme d'un rapport $\frac{b^2}{U}$; b est une intégrale de transfert qui ne possède de valeurs appréciables que lorsque les atomes magnétiques considérés sont proches voisins ; U est une énergie d'excitation de l'ion magnétique.

On peut montrer [5] sous certaines hypothèses que b est proportionnelle à $\langle r^4 \rangle R^{-5}$, où $\langle r^4 \rangle$ représente la valeur moyenne de la puissance quatrième du rayon de la couche magnétique du cation et R représente la distance entre le cation et l'anion. Comme r ne varie que lentement avec la distance interatomique [18], on néglige les variations de $\langle r^4 \rangle$ et de U devant celle de R^{-5} .

La température d'ordre magnétique est alors proportionnelle à R^{-10} ; ce qui s'écrit encore :

$$\frac{d\text{Log}\theta_f}{d\text{Log}V} = -\frac{10}{3} = -3,33$$

Cette valeur est en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

B - VARIATION DE L'AIMANTATION SPONTANEE AVEC LA PRESSION.

I - LE FERRITE GRENAT D'YTTRIUM.

Soit \vec{M} l'aimantation spontanée relative à un ion gramme ; \vec{M}_a et \vec{M}_d les aimantations spontanées de chaque sous-réseau, nous avons : $\vec{M} = \lambda \vec{M}_a + \mu \vec{M}_d$, avec :

$$\begin{aligned} \vec{M}_a &= \vec{M}_{ao} \cdot B_{5/2} \left[\frac{M_{ao} (\lambda n_{aa} \vec{M}_a + \mu n_{ad} \vec{M}_d)}{RT} \right] \\ \vec{M}_d &= \vec{M}_{do} \cdot B_{5/2} \left[\frac{M_{do} (\lambda n_{ad} \vec{M}_a + \mu n_{dd} \vec{M}_d)}{RT} \right] \end{aligned} \quad \text{IV}$$

posons :

$$x = \frac{\vec{M}_{ao} (\lambda n_{aa} \vec{M}_a + \mu n_{ad} \vec{M}_d)}{RT} \quad \text{et} \quad y = \frac{\vec{M}_{do} (\lambda n_{ad} \vec{M}_a + \mu n_{dd} \vec{M}_d)}{RT}$$

Les seules variables qui dépendent de la température et de la pression sont \vec{M}_a , \vec{M}_d , n_{aa} , n_{ad} , n_{dd} ; les équations (IV) conduisent à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}_a}{\partial p} &\left[1 - \frac{M_{ao}^2 \lambda n_{aa}}{RT} B'_{5/2}(x) \right] + \frac{\partial \vec{M}_d}{\partial p} \left[- \frac{M_{ao} \mu n_{ad}}{RT} B'_{5/2}(x) \right] \\ &= \frac{\partial n_{aa}}{\partial p} \left[\frac{M_{ao}^2 \lambda \vec{M}_a}{RT} B'_{5/2}(x) \right] + \frac{\partial n_{ad}}{\partial p} \left[\frac{M_{ao}^2 \mu \vec{M}_d}{RT} B'_{5/2}(x) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}_a}{\partial p} &\left[- \frac{M_{do}^2 \lambda n_{ad}}{RT} B'_{5/2}(y) \right] + \frac{\partial \vec{M}_d}{\partial p} \left[1 - \frac{M_{do} \mu n_{dd}}{RT} B'_{5/2}(y) \right] \\ &= \frac{\partial n_{ad}}{\partial p} \left[\frac{M_{do} \lambda \vec{M}_a}{RT} B'_{5/2}(y) \right] + \frac{\partial n_{dd}}{\partial p} \left[\frac{M_{do} \mu \vec{M}_d}{RT} B'_{5/2}(y) \right] \end{aligned}$$

On a formé un système de deux équations avec les deux inconnues $\frac{\partial \bar{M}_a}{\partial p}$ et $\frac{\partial \bar{M}_d}{\partial p}$. Nous donnons aux divers coefficients les valeurs suivantes :

$N = 6,023 \cdot 10^{23}$	$n_{aa} = -342 \quad (2)$
$\mu_B = 0,9273 \cdot 10^{-20}$	$n_{ad} = -720 \quad (2)$
$R = 8,314 \cdot 10^7$	$n_{dd} = -204 \quad (2)$
$g = 2 ; J = 5/2$	$M_a = 26000 \quad (2) ; M_d = -23800 \quad (2)$
$\lambda = 1/4 ; \mu = 3/8$	$M_{ao} = NgJ\mu_B = 27920$
$T = 292,5^\circ K$	$M_{do} = -NgJ\mu_B = -27920$

Les valeurs des coefficients de champ moléculaire n_{aa}, n_{ad}, n_{dd} sont celles relatives à la température ambiante. On a tenu compte de la correction de variation de ces coefficients avec la température.

Nous déterminons : $x = 4,46 \quad B_{5/2}'(x) = 0,039$
 $y = 3,3 \quad B_{5/2}'(y) = 0,078$

Le système précédent conduit aux équations :

$$1,0825 \frac{\partial \bar{M}_a}{\partial p} + 0,336 \frac{\partial \bar{M}_d}{\partial p} = 5,71 \frac{\partial n_{aa}}{\partial p} - 11,1 \frac{\partial n_{ad}}{\partial p}$$

$$0,326 \frac{\partial \bar{M}_a}{\partial p} + 1,139 \frac{\partial \bar{M}_d}{\partial p} = 11,42 \frac{\partial n_{ad}}{\partial p} - 22,2 \frac{\partial n_{dd}}{\partial p}$$

il vient :

$$\left(\frac{\partial \bar{M}}{\partial p}\right)_{292,5^\circ K} = \lambda \frac{\partial \bar{M}_a}{\partial p} + \mu \frac{\partial \bar{M}_d}{\partial p} = 1,65 \frac{\partial n_{ad}}{\partial p} + 0,83 \frac{\partial n_{aa}}{\partial p} - 0,35 \frac{\partial n_{dd}}{\partial p}$$

à partir des résultats contenus dans le chapitre III-A-, nous pouvons établir [(équations (4) et (5)) :

$$\frac{\gamma}{3\alpha} \frac{1}{1 + \gamma T} = - \frac{\frac{1}{n_{ij}^{0,T}} \left(\frac{\partial n_{ij}}{\partial p} \right)_{0,T}}{K}$$

Il nous est alors possible d'exprimer $\frac{\partial n_{ad}}{\partial p}$, $\frac{\partial n_{aa}}{\partial p}$, $\frac{\partial n_{dd}}{\partial p}$ en fonction de γ , α , K et des coefficients n_{ad} , n_{aa} et n_{dd} ; nous avons :

$$\left(\frac{dM}{dp} \right)_{292,5^\circ K} = - \frac{\gamma}{3\alpha} \frac{K}{1 + \gamma T} [1,65 n_{ad} + 0,83 n_{aa} - 6,35 n_{dd}]$$

et en faisant l'application numérique :

$$\left(\frac{\partial M}{\partial p} \right)_{292,5^\circ K} = - 388.10^{-6} \text{ u.é.m. bar}^{-1}$$

A $292,5^\circ K$, \vec{M} est égal à $- 2400 \text{ u.é.m}$, il vient :

$$\frac{1}{M} \left(\frac{\partial M}{\partial p} \right)_{292,5^\circ K} = \frac{1}{\sigma_s} \left(\frac{\partial \sigma_s}{\partial p} \right)_{292,5^\circ K} = 0,16.10^{-6} \text{ bar}^{-1}$$

Lorsqu'on applique une pression de 4 000 bar, l'aimantation spontanée σ_s croît de 0,016 u.é.m/g. Cette valeur est en bon accord avec notre valeur expérimentale :

$$\frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial p} = (0 \pm 1) 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$$

I.P. KAMINOW et R.V. JONES [14] ont étudié la variation de l'aimantation du ferrite d'yttrium sous l'action de la pression par une méthode de résonance ferrimagnétique ; de leur résultat on déduit :

$$\frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial \sigma_s}{\partial p} = 0,28.10^{-6} \text{ bar}^{-1} \text{ à } 295^\circ K$$

II - LES AUTRES FERRITES.

L'interprétation de la variation d'aimantation spontanée en fonction de la pression est plus complexe. L'ion terre rare possède un nombre quantique orbital non nul et deux facteurs importants déterminent les propriétés magnétiques, le superéchange et le champ cristallin. De plus, l'énergie d'anisotropie est alors fonction de la pression [14].

Pour étudier la variation de l'aimantation spontanée du ferrite grenat d'yttrium avec la pression, nous avons supposé l'aimantation à saturation absolue indépendante de la pression ; cette hypothèse n'est certainement pas justifiée dans le cas des autres ferrites pour lesquels l'ion terre rare est magnétique.

III - LE FERRITE GRENAT DE GADOLINIUM.

a) - Nous avons mesuré la variation de l'aimantation du ferrite grenat de gadolinium en fonction de la température et du champ au voisinage de la température de compensation θ_C (Figure 17) ; nous avons obtenu :

$$\left(\frac{\partial \sigma_s}{\partial T}\right)_{\theta_C} = (-0,038 \pm 0,05) \text{ u.é.m/g degré}^{-1}$$

et :

$$\theta_C = 286,7^\circ\text{K}$$

b) - A 290°K , la variation $\Delta\sigma_s$ de l'aimantation spontanée avec la pression est la même pour des valeurs de la pression égales à 3000 et à 4400 bar (figure 16) ; cette propriété est une conséquence de la variation de la température de compensation θ_C avec la pression.

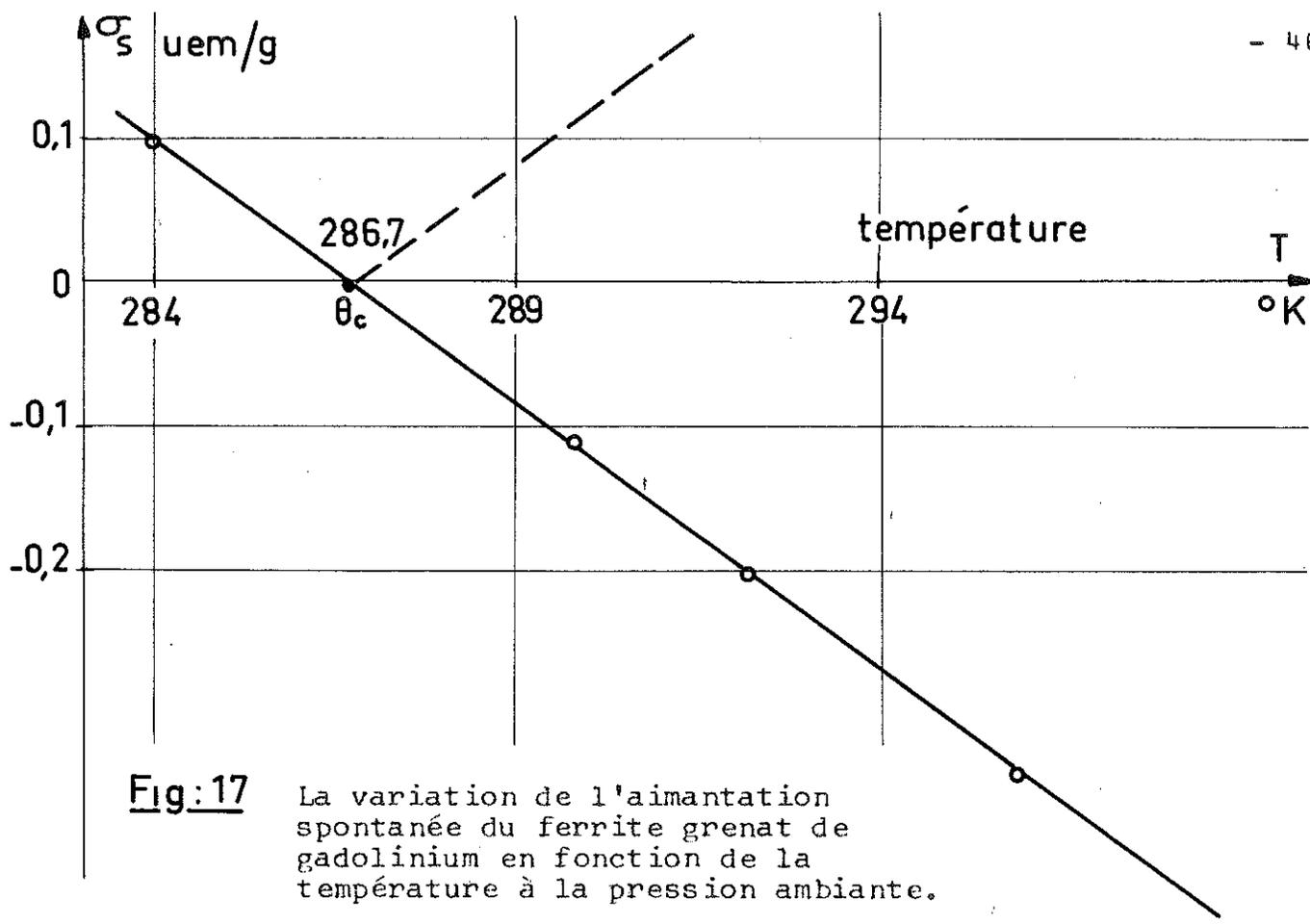


Fig:17 La variation de l'aimantation spontanée du ferrite grenat de gadolinium en fonction de la température à la pression ambiante.

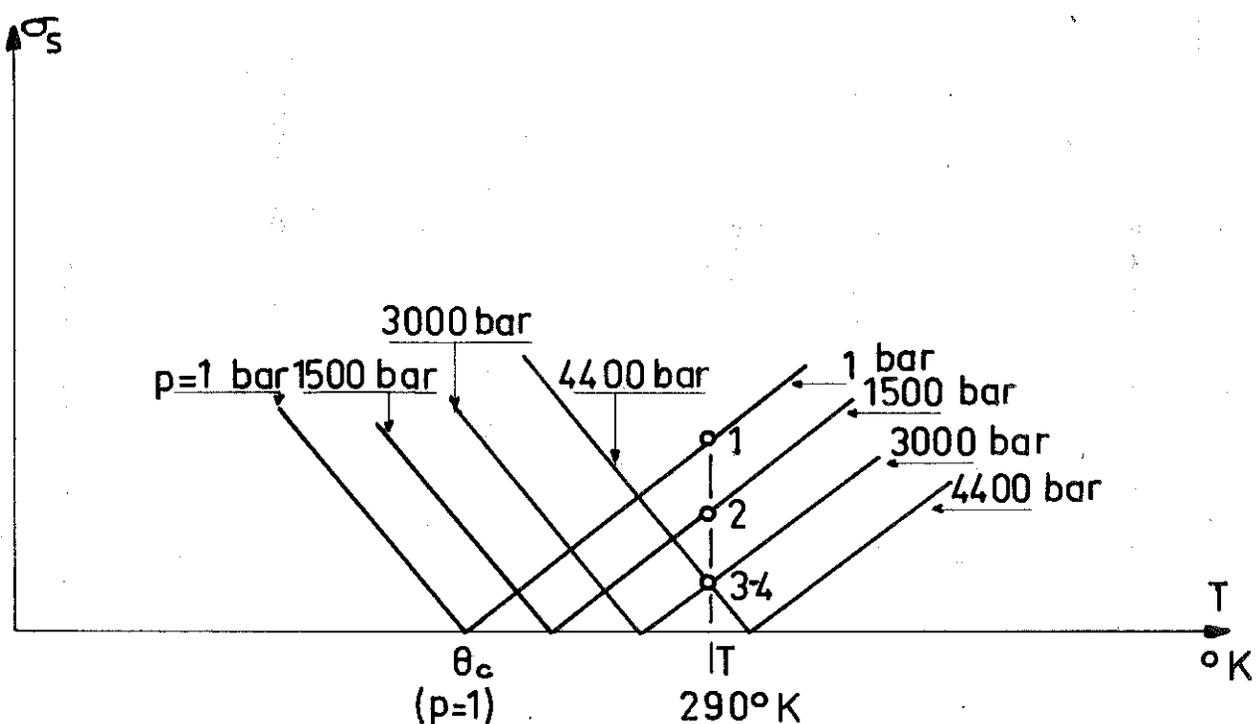


Fig:18 La variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température du ferrite grenat de gadolinium et le déplacement correspondant de la température de compensation sous différentes pressions.

Nous avons représenté schématiquement (figure 18) la variation de l'aimantation spontanée du ferrite grenat de gadolinium en fonction de la température pour différentes valeurs de la pression. A une température constante T, un peu supérieure à θ_C , une diminution de l'aimantation spontanée avec la pression correspond à une augmentation de la température de compensation. Pour une certaine valeur de la pression, la température θ_C est égale à la température T. Cette expérience permet de déterminer la variation de la température de compensation avec la pression ; à une augmentation de pression de 3 700 bar (valeur moyenne des pressions 3000 et 4400 bar) (figure 16), correspond une variation de la température de compensation de + 3,3°K, ce qui donne :

$$\frac{d\theta_C}{dp} = (0,89 \pm 0,05) \text{ degré kbar}^{-1}$$

et :

$$\frac{1}{\theta_C} \frac{d\theta_C}{dp} = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$$

Ce résultat est en excellent accord avec celui obtenu par D. BLOCH [4] [5]. La valeur $\theta_C = 286,7^\circ\text{K}$ déterminée à la pression ordinaire est aussi en accord avec les valeurs antérieures de R. PAUTHENET [2] et de S. GELLER [19].

c) - Au point de compensation θ_C , la variation de l'aimantation spontanée avec la pression satisfait à la relation :

$$\frac{d\theta_C}{dp} = - \frac{\left(\frac{\partial \sigma_S}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial \sigma_C}{\partial T}\right)_p}$$

On a mesuré $\left(\frac{\partial \sigma_S}{\partial T}\right)_{p=1} = - 0,038 \text{ u.é.m/g degré}^{-1}$

et

$$\left(\frac{\partial \sigma_S}{\partial p}\right)_{T=\theta_C} = + 0,033 \text{ u.é.m/g kbar}^{-1}$$

on déduit $\frac{d\theta_C}{dp} = (0,87 \pm 0,05) \text{ degré kbar}^{-1}$, en bon accord avec les autres résultats exposés ci-dessus.

d) - Soit n le coefficient de champ moléculaire représentant l'action de l'ensemble des deux sous-réseaux des ions fer sur le sous-réseau des ions terres rares. Soient M_{Fe} l'aimantation spontanée de l'ensemble des ions fer, M_{Gd} celle des ions terres rares ; à la température de compensation, l'aimantation spontanée résultante M_T est nulle :

$$\vec{M}_T = \vec{M}_{Fe} + \vec{M}_{Gd} = 0$$

R. PAUTHENET [2] a montré que pour des températures supérieures à 100°K , l'aimantation spontanée de l'ion Gd^{3+} dans le ferrite grenat suit approximativement une loi de Curie :

$$\vec{M}_{Gd} = \frac{C_{Gd}}{T} \cdot n \vec{M}_{Fe}$$

(en négligeant l'interaction terre rare - terre rare) ; C_{Gd} est la constante de Curie de l'ion gadolinium et nM_{Fe} représente le champ moléculaire créé par l'ensemble des deux sous-réseaux ferrimagnétiques d'ions fer. A la température de compensation θ_C , on a $\frac{\theta_C}{n} = - C_{Gd}$; on considère que la constante de Curie des ions gadolinium est indépendante de la température et de la pression, il s'en suit qu'à la température de

compensation θ_C , la valeur du rapport $\frac{\theta_C}{n}$ est constante et que par suite :

$$\frac{d\text{Log } \theta_C}{d\text{Log } V} = \frac{d\text{Log } n}{d\text{Log } V}$$

Des valeurs de la compressibilité K et du rapport $\frac{1}{\theta_C} \frac{d\theta_C}{dp}$, on déduit :

$$\frac{d\text{Log } \theta_C}{d\text{Log } V} = \frac{d\text{Log } n}{d\text{Log } V} = - 4,5$$

Cette valeur est un peu inférieure à - 3,33, qui avait été obtenue en étudiant la variation du coefficient de champ moléculaire n_{ij} correspondant aux deux sous-réseaux de fer. On notera cependant le comportement semblable sous pression des coefficients de champ moléculaire n et n_{ij} .

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

Nous avons étudié expérimentalement l'influence de la pression sur les propriétés magnétiques de plusieurs ferrites de terres rares à structure grenat. Nous avons pu déterminer la variation de leurs températures de Curie et de leurs aimantations. Des arguments semblables à ceux utilisés dans l'interprétation des valeurs des températures de Curie et de compensation de ces ferrites ont permis d'analyser les résultats obtenus. Ceux-ci confirment que les interactions de superéchange varient comme la puissance $-10/3$ du volume.

Il serait intéressant d'étudier théoriquement l'influence de la pression sur le champ cristallin, l'aimantation à saturation absolue et l'énergie d'anisotropie. Cependant, les méthodes employées et les pressions disponibles limitent actuellement la précision des résultats expérimentaux.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] F. BERTAUT et F. FORRAT
C.R. Acad. Sci. Paris 242, 382 (1956)
- [2] R. PAUTHENET. Ann. Phys. Paris, 3, 424 (1958)
J. Phys. Radium 20, 388 (1959)
- [3] L. NELL. C.R. Acad. Sci. 239, 8 (1954)
- [4] D. BLOCH et R. PAUTHENET
J. Appl. Phys. 36, 3-1229 (March 1965)
- [5] D. BLOCH et R. PAUTHENET
C.R. Acad. Sci. Paris 254, 1222 (1962)
D. BLOCH. Thèse d'Etat Grenoble (1965)
- [6] J. BASSET. C.R. Acad. Sci. Paris 185, 343 (1927)
- [7] F.W. BRIDGMAN. The Physics of High Pressure,
G. Bell and Sons, London (1958)
- [8] F. LAZARE, J.R. SAUREL et B. VODAR
J. Rech. C.N.R.S., 26, 320, (1954)
- [9] J.S. KOUVEL et R.H. WILSON
J. Appl. Phys. 32, 435 (1961)
- [10] E.J. KONDORSKY et V.L. SEDOV
J. Phys. Rad. 20, 185 (1959)
- [11] F.P. BUNDY. J. Appl. Phys. 32, 483 (1961)
- [12] HARSTSHORN. Proc. Phys. Soc.(London) 38, 302 (1926)

- [13] E.E. ANDERSON. Phys. Rev. 134, 1581 (1964)
- [14] I.P. KAMINOW and R.V. JONES
Phys. Rev. 123, 1122 (1961)
- [15] I.P. KAMINOW and R.V. JONES
Scient. Report. S.A.F.C.R.L. 181-Gordon Mc Kay Lab.(1960)
- [16] F. SAYETAT. Diplôme d'Etudes Supérieures, Grenoble (1962)
- [17] P.W. ANDERSON. Solid State Physics 14, 99 (1963)
- [18] M.W. WALSH. Phys. Rev. 122, 762 (1961)
- [19] S. GELLER. Phys. Rev. 137, 1034 (1965)

. TABLE DES MATIERES .

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	
- Appareillage haute pression.....	3
- Le Générateur de pression.....	3
- Les chambres d'expériences.....	5
- Mesure des pressions.....	8
- Mesure des températures.....	8
- Détermination de la température de Curie	10
- Mesure des aimantations sous pression..	10
CHAPITRE II - RESULTATS EXPERIMENTAUX	
A - Variations des points de Curie θ_f en fonction de la pression.....	15
B - Variation de l'aimantation spontanée σ_s en fonction de la pression.....	16
a) - Le ferrite grenat d'yttrium.....	16
b) - Le ferrite grenat de gadolinium...	20
c) - Les autres ferrites.....	23
CHAPITRE III - INTERPRETATION DES RESULTATS	
A - Variation de la température de Curie avec la pression.....	34
I) - Introduction.....	34
II) - Les hypothèses de calculs.....	34
III) - La variation des coefficients de champ moléculaire en fonction de la température et de la pression..	35
IV) - La variation de la température de Curie en fonction de la pression et la variation du coefficient de champ moléculaire en fonction du volume.....	38

	Pages
V) - Comparaison avec les résultats expérimentaux.....	40
VI) - Essais d'interprétation théorique...	41
B - Variation de l'aimantation spontanée avec la pression.....	42
I) - Le ferrite grenat d'yttrium.....	42
II) - Les autres ferrites.....	45
III) - Le ferrite grenat de gadolinium.....	45
CONCLUSION.....	50
BIBLIOGRAPHIE.....	51
TABLES DES MATIERES.....	53

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Grenoble