

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

R. VERGNE

Agrégé de l'Université

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'ordre directionnel
créé par déformation élastique
du réseau dans un alliage binaire ferromagnétique

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 22 juin 1962 devant la Commission d'Examen

MM. L. NÉEL

Président

F. GALLISSOT

J. C. BARBIER

} Examineurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Doyens honoraires

M. PORTRAT R.
M. MORET L. Membre de l'institut

Doyen

M. WEHL L.

Professeurs

MM. WOLFERS F. Physique.
NEEL L. Physique expérimentale
Membre de l'institut.
DORIER A. Zoologie.
HELMANN R. Chimie organique.
KRAVTCHENKO J. Mécanique rationnelle.
PARDE M. Potamologie.
BENOIT J. Radioélectricité.
CHENE M. Chimie papetière.
BESSON J. Electrochimie.
WEHL L. Thermodynamique.
FELICI N. Electrostatique.
KUNTZMANN J. Mathématiques appliquées.
BARBIER R. Géologie appliquée.
SANTON L. Mécanique des fluides.
CHABAUTY C. Calcul différentiel et intégral.
OZENDA P. Botanique.
FALLOT M. Physique industrielle.
MOUSSA A. Chimie nucléaire.
SOUTIF M. Physique.
CRAYA A. Hydrodynamique.
BLAMBERT M. Mathématiques.
BONNIER E. Electrochimie.
DESSAUX G. Physiologie animale.
PILLET E. Electrotechnique.
DEBELMAS J. Géologie.

Professeurs à titre personnel

MM. GALVANI O. Mathématiques.
TRAYNARD P. Chimie.
REEB G. Mathématiques.
REULOS R. Théorie des champs.
AYANT Y. Physique approfondie.
GALLISSOT F. Mathématiques appliquées.
Mlle LUTZ E. Mathématiques.
BOUCHEZ R. Physique nucléaire.
LLIBOUTRY L. Géophysique.
MICHEL R. Géologie et minéralogie
GERBER R. Mathématiques.
PAUTHENET R. Electrotechnique.

Professeurs associés

MM. RADENKOWITCH D. Mécanique.
BEUN Thermodynamique.
LORRAIN Physique nucléaire.
BORELI Mécanique.

Professeurs sans chaire

MM. SILBER R. Mécanique des fluides.
MOUSSEGT J. Electronique.
BARBIER J. C. Physique.
BUYLE BODIN Electronique.
Mme KOFLER L. Botanique.

Maîtres de conférences

MM. VAILLANT F. Zoologie.
DRYFUS B. Thermodynamique.
Mme LUMER L. Mathématiques.
PERRET R. Servomécanismes.
ARNAUD P. Chimie.
Mme BARBIER M. Electrochimie.
BRISSONNEAU P. Physique.
COHEN J. Electrotechnique.
Mme SOUTIF J. Physique.
VAUQUOIS B. Mathématiques appliquées.
DEPASSEL R. Mécanique.
ROBERT A. Chimie papetière.
ANGLES D'AURIAC P. Mécanique des fluides.
BIAREZ Jean Mécanique physique.
COUMES A. Electronique.
DODU J. Mécanique des fluides.
DUCROS P. Minéralogie et cristallographie.
GIDON P. Géologie et minéralogie.
GLENAT R. Chimie.
HACQUES G. Calcul numérique.
LANCIA R. Physique automatique.
PEBAY-PEYROULA J. Physique.
GASTINEL N. Mathématiques appliquées.
LACAZE A. Thermodynamique.
GAGNAIRE D. Chimie papetière.
DEGRANGE C. Zoologie.
KLEIN J. Mathématiques.
Mme KAHANE J. Physique.
RASSAT Chimie systématique.
DEPORTES C. Chimie.
DEPOMMIER P. Physique nucléaire.
BETHOUX P. Mathématiques appliquées.
PELOUJADOFF M. Electrotechnique.

Les travaux faisant l'objet de ce mémoire ont été effectués à Grenoble, au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, dirigé par Monsieur le Professeur Néel. Monsieur Néel a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et me proposer le sujet de cette étude. Il m'a guidé avec bienveillance et a toujours suivi le développement de mes recherches avec le plus vif intérêt. Qu'il veuille bien être assuré de ma profonde et respectueuse reconnaissance et croire à ma déférente gratitude.

Ma reconnaissance va également à Monsieur Gallissot. C'est grâce à ses conseils avisés et à son étroite collaboration que la seconde partie de ce travail a été possible.

Messieurs J. C. Barbier et Brissonneau m'ont fait bénéficier de leur expérience de la recherche et m'ont prodigué conseils et encouragements. C'est de cette aide de tous les jours que je suis heureux de les remercier ici.

Les nombreux entretiens que j'ai eus avec Monsieur Ferguson ont toujours été très fructueux, qu'il soit assuré de mon amicale reconnaissance.

Je remercie enfin, les laboratoires de Résonance Magnétique et de Rayons X, les services techniques, ainsi que tous mes camarades et amis pour leur aide et leur dévouement à mon égard.

I

INTRODUCTION

L. Néel a montré qu'une déformation élastique du réseau, effectuée à une température où les atomes peuvent diffuser, entraîne dans une solution solide l'apparition d'un ordre directionnel à courte distance. Ce phénomène a reçu le nom de "surstructure d'orientation". Le degré d'ordre ainsi créé est certainement beaucoup trop petit pour être mis en évidence par les méthodes habituelles. Pour un alliage binaire ferromagnétique, cet effet se traduit par l'apparition d'une anisotropie uniaxiale des propriétés magnétiques qu'il doit être possible de déceler grâce à la très grande sensibilité des mesures magnétiques. C'est donc ce type d'alliage qu'il convient d'étudier.

Ce travail a pour objet de montrer l'existence de cet effet nouveau, de déterminer son ordre de grandeur et de l'étudier en fonction des facteurs intervenant dans la théorie.

Après un rappel de la théorie des surstructures d'orientation, nous décrivons la méthode que nous avons utilisée pour détecter le phénomène. Nous montrons ensuite qu'il n'est pas possible de créer une surstructure d'orientation dans une substance pure alors qu'elle peut prendre naissance dans un alliage binaire. La variation de l'effet en fonction de l'amplitude de la déformation du réseau nous a conduit à une étude critique de la méthode de détection. La théorie prévoit que dans un alliage binaire qui suit la loi de Vegard l'effet s'annule; l'étude des alliages Ni-Co nous a permis de confronter sur ce point la théorie et l'expérience. Dans l'état actuel de nos connaissances il n'est pas possible de vérifier quantitativement la théorie. Nous montrons que l'ordre directionnel induit que nous avons étudié entraîne l'apparition d'un traînage mécanique à la température où il s'établit. Nous indiquons enfin le parti qu'on pourrait tirer de l'étude du traînage mécanique.



II

RAPPEL DE LA THÉORIE DES STRUCTURES D'ORIENTATION

La théorie des surstructures d'orientation a été développée par L. Néel [1] et S. Taniguchi [2] nous nous bornerons à rappeler ce qu'il est nécessaire de connaître pour la suite de ce travail.

LES SURSTRUCTURES D'ORIENTATION.

Considérons une solution solide idéale de constituants A et B. Nous qualifions une solution solide d'idéale quand les atomes qui la constituent sont répartis au hasard sans aucune corrélation entre la nature des atomes voisins. En l'absence de ferromagnétisme, la répartition des liaisons est isotrope : parmi les liaisons ayant une orientation déterminée, le pourcentage de liaisons AA, AB, BB est bien déterminé et indépendant de la direction choisie. Il n'en est plus de même en présence de ferromagnétisme si l'on admet que l'énergie de liaison contient un terme w dépendant de l'orientation de la liaison par rapport à l'aimantation spontanée. En effet, fixons la direction de J_s par un champ extérieur H_1 et plaçons-nous à une température T_1 telle que les atomes puissent diffuser facilement. Le couplage magnétocristallin w fait que certaines liaisons auront tendance à se placer parallèlement ou perpendiculairement à J_s , de manière à ce que l'énergie de l'ensemble soit minimale. Les atomes se redistribuent sur le réseau et il en résultera une distribution anisotrope des liaisons AA, AB, BB. Une trempe rapide jusqu'à une température T_0 où la diffusion n'est plus possible permet de figer le phénomène.

L'alliage possède alors une anisotropie magnétique uniaxiale, parallèle à H_1 , insensible aux changements d'orientation actuels de J_s et qui peut être étudiée par les méthodes habituelles. C'est cet ordre directionnel à courte distance, dû ici au couplage magnétocristallin w , que L. Néel appelle une surstructure d'orientation.

Mais l'aimantation spontanée n'est pas seule capable de produire un tel phénomène. En effet, supposons que l'énergie de liaison contienne un terme w_{ij} dépendant de la distance des atomes proches voisins considérés. Déformons le réseau, la dilatation d'une liaison dépend de son orientation par rapport aux contraintes appliquées, il en résulte que le terme w_{ij} qui lui est attaché en dépend également. Si la température est suffisante pour que les atomes puissent diffuser, ils vont se redistribuer sur le réseau de manière à rendre l'énergie minimale. Il en résulte un ordre directionnel à courte distance qu'une trempe brutale permet de figer. Ce phénomène se produit dans toutes les solutions solides, mais son amplitude est trop faible pour qu'on puisse le mettre en évidence par les méthodes habituelles de détection de l'ordre. Il convient donc de l'étudier dans les solutions solides ferromagnétiques où on peut espérer mettre en évidence l'anisotropie des propriétés magnétiques qu'il entraîne. Si on désire isoler ce phénomène, il faut faire le traitement au-dessus de la température de Curie et tremper assez rapidement pour que l'apparition de l'aimantation spontanée ne le modifie pas. Si le traitement est effectué au-dessous de la température de Curie il y aura superposition de la surstructure d'orientation due à J_s et de celle due à la déformation élastique. Il est possible de les séparer en faisant varier leur orientation relative.

THEORIE DE L. NEEL.

A la base de cette théorie, nous retrouvons la même hypothèse que dans l'étude de l'ordre-désordre des solutions solides. On considère l'énergie magnétocristalline, magnétoélastique et élastique comme la somme de termes élémentaires relatifs chacun à une liaison, c'est-à-dire à un couple d'atomes proches voisins.

EXPRESSION DE L'ENERGIE DE LIAISON.

a) Partie magnétocristalline et magnétoélastique.

On pose que l'énergie d'une liaison est une fonction de la distance r des deux atomes qui la constituent et de l'angle φ qu'elle fait avec l'aimantation spontanée. Cette énergie est développable en série de la forme :

$$w_{(r,\varphi)} = g_1(r) P_2(\cos \varphi) + g_2(r) P_4(\cos \varphi) + \dots \quad (1)$$

P_n : polynomes de Legendre d'indice n .

$g_n(r)$: coefficients ne dépendant que de r .

Les atomes constituant la liaison étant porteurs de moments magnétiques parallèles à J_s , $g_1(r)$ contient nécessairement le terme d'interaction dipolaire magnétique. Ce terme est responsable des interactions longue distance donnant naissance au champ démagnétisant de forme ; mais il est beaucoup trop faible pour expliquer à lui seul l'anisotropie et la magnétostriction. $g_1(r)$ contient nécessairement d'autres termes ; on les attribue généralement au couplage spin-orbite. On sait que ces termes décroissent plus rapidement que r^{-3} . L. Néel néglige la contribution du terme dipolaire magnétique en ce qui concerne les interactions à courte distance.

L'énergie élémentaire s'écrit en se bornant aux termes du premier ordre en δr :

$$w = (1 + m \delta r) P_2(\cos \varphi) + (q + s \delta r) P_4(\cos \varphi) \quad (2)$$

où $r = r_0 + \delta r$; r_0 étant la distance qui sépare deux atomes proches voisins dans le cristal. l , m , q , et s sont des coefficients fonction de r_0 .

Dans un alliage binaire AB, il y a 3 types de liaisons AA, AB, BB. A chaque type correspond un jeu de constantes l , m , q , et s . Pour une solution solide idéale, de concentrations atomiques c_a et c_b , le nombre des liaisons AA, AB, BB est proportionnel à c_a^2 , $2 c_a c_b$, c_b^2 . L'expression (2) représente l'énergie de la solution à condition de remplacer l , m , q , et s par des expressions du type $c_a^2 l_{aa} + 2 c_a c_b l_{ab} + c_b^2 l_{bb}$.

Pour déterminer l'ordre de grandeur de l , et m , on développe une théorie de la magnétostriction avec comme point de départ l'expression de w où on néglige les termes en $g_2(r)$.

On obtient pour l et m des expressions dépendant des magnétostrictions principales, des modules d'élasticité et du type de réseau considéré.

Cette théorie prévoit en particulier pour un alliage binaire AB, formant une solution solide idéale, une variation parabolique de $\lambda_{100} (c_{11} - c_{12})$ et de $\lambda_{111} c_{44}$ en fonction des concentrations atomiques c_a et c_b .

On calcule ensuite l'énergie d'anisotropie à dimensions constantes ($\delta r = 0$) en prenant la valeur moyenne de l'énergie donnée par l'expression (2) par rapport à toutes les orientations possibles des liaisons dans le réseau cristallin considéré. Pour les réseaux cubiques qui seuls nous intéressent, $(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3}) = 0$, ce qui fait disparaître les termes en $g_1(r)$ dans la moyenne. On relie alors le terme q à la constante K_1 d'anisotropie et on montre que les termes en $g_2(r)$ sont environ mille fois plus petits que les termes en $g_1(r)$, ce qui justifie l'approximation précédente. Un calcul de l'anisotropie libre (le réseau cristallin étant libre de se déformer) suivi de l'examen des valeurs numériques montre que l'on peut, sans grande erreur, confondre l'anisotropie libre qui correspond aux conditions expérimentales avec l'anisotropie à dimensions constantes.

b) Partie élastique de l'énergie de liaison.

On admet que l'énergie élastique d'une liaison ne dépend que de la nature des atomes i et j qui la constituent et de la distance r qui les sépare.

$$w_{ij} = g_{ij} (r - r_{ij})^2 \quad (3)$$

r_{ij} représente la longueur de la liaison ij non déformée ; g_{ij} est une constante caractéristique de celle-ci. Il existe pour chaque type de liaison ij un groupe de constantes g_{ij} , r_{ij} : g_{aa} , r_{aa} ; g_{ab} , r_{ab} ; g_{bb} , r_{bb} .

Si les constituants A et B de la solution solide ont des propriétés analogues, g_{ij} et r_{ij} varieront peu d'un type de liaison à l'autre.

On peut poser :

$$g_{ij} = g_o + \delta g_{ij} ; r_{ij} = r_o + \delta r_{ij} \quad (4)$$

avec δg_{ij} et δr_{ij} caractéristiques du type de liaison considéré et petits devant g_o et r_o .

La distance moyenne r_m , entre deux atomes proches voisins, supposée la même quelle que soit la nature des deux atomes du couple, est proportionnelle à la maille. Nous pouvons calculer sa variation en fonction de la concentration. On obtient au second ordre près :

$$r_m = r_o + \sum_{ij} c_i c_j \delta r_{ij} \quad (5)$$

La théorie de L. Néel nous conduit donc à une variation parabolique de la maille en fonction de la concentration.

$$r_m - r_o = c_a^2 \delta r_{aa} + 2 c_a c_b \delta r_{ab} + c_b^2 \delta r_{bb} \quad (6)$$

La partie élastique de l'énergie de liaison s'écrit finalement :

$$w_{ij} = w_{ij}(r_m) = g_{ij} (r_m - r_{ij})^2 \quad (7)$$

CALCUL DE L'ORDRE DIRECTIONNEL.

Dans ce qui suit, nous considérons seulement le cas des solutions solides cubiques idéales à deux constituants.

1/ Ordre directionnel dû à l'aimantation spontanée.

On effectue le calcul à dimensions constantes ($\delta r = 0$). On montre d'abord que la seule combinaison des constantes de couplage l_{aa} , l_{ab} , l_{bb} qui intervient dans la statistique du phénomène est $(l_{aa} + l_{bb} - 2 l_{ab})$; l'énergie est donc de la forme :

$$(l_{aa} + l_{bb} - 2 l_{ab}) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \quad (8)$$

On étudie ensuite le cas des solutions diluées (c_b petit) dans lesquelles seuls importent des atomes B possédant un voisin B. On montre alors, en appliquant la statistique de Maxwell Boltzmann et en remarquant que $w \ll k T_1$, que la probabilité $\bar{w}(\alpha)$ de trouver une liaison BB d'orientation α^i a pour expression :

$$\bar{w}(\alpha) = \frac{1}{n} \left[1 - \frac{l_1}{k T_1} \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \right] \quad (9)$$

α^i cosinus directeurs de la liaison

β^i cosinus directeurs de J_s

φ angle de J_s et de la liaison ; $\cos \varphi = \sum_i \alpha^i \beta^i$

n nombre de proches voisins dans le réseau considéré

l_1 valeur de $(l_{aa} + l_{bb} - 2 l_{ab})$ à la température T_1 de traitement

k constante de Boltzmann

La probabilité $\bar{w}(\alpha)$ définit l'ordre directionnel créé par J_s .

2/ Ordre directionnel dû aux déformations élastiques.

L'énergie d'une liaison ij est : $w_{ij} = g_{ij} (r_m - r_{ij})^2$. Une variation δr de la longueur de la liaison entraîne une variation d'énergie $\frac{\partial w_{ij}}{\partial r} \delta r$ avec $\frac{\partial w_{ij}}{\partial r} = 2 g_o \left(\sum_{ij} c_i c_j \delta r_{ij} - \delta r_{ij} \right)$.

En ce qui concerne la réorganisation due à la surstructure d'orientation, seule nous intéresse la quantité :

$$w = w_{aa} + w_{bb} - 2 w_{ab}$$

Sa dérivée Q par rapport à r s'écrit : $Q = - 2 g_o D_o$ (10)

en posant:

$$D_o = \delta r_{aa} + \delta r_{bb} - 2 \delta r_{ab} \quad (11)$$

D_o mesure l'écart à la loi de Vegard. En effet, la quantité $\delta r_{aa} + \delta r_{bb} - 2 \delta r_{ab}$ est égale au quadruple de la différence entre la moyenne arithmétique de la distance entre atomes proches voisins des constituants A et B et cette même distance dans la solution solide équatatomique AB.

g_o est relié au coefficient de compressibilité χ_o par la relation :

$$\frac{n N_a g_o}{2 V} = \frac{9}{2 \chi_o r_o^2} \quad (12)$$

N_a nombre d'Avogadro

V volume atomique

n nombre de proches voisins dans le réseau considéré

Déformons le réseau ; soient ε_{ij} les composantes du tenseur de déformation. Une liaison d'orientation α^i se dilate de la quantité $\frac{\delta r_a}{r_o} = \sum_{ij} \varepsilon_{ij} \alpha^i \alpha^j$, il en résulte une variation d'énergie $- Q \delta r_a$.

Un calcul en tous points analogue au précédent montre que la probabilité $\bar{w}'(\alpha)$, pour qu'une liaison BB possède l'orientation α^i , est donnée par l'expression :

$$\bar{w}'(\alpha) = \frac{1}{n} \left[1 + \frac{2 g_o D_o \delta r_a}{k T_1} \right] \quad (13)$$

Cette probabilité définit l'ordre directionnel créé par la déformation.

ENERGIE D'ANISOTROPIE RESULTANT DE L'ORDRE DIRECTIONNEL.

Après un séjour de l'alliage à la température T_1 ayant permis à l'équilibre de s'établir, nous trempions suffisamment rapidement jusqu'à la température T_o de manière à ce que l'équilibre ne soit pas modifié. T_o est tel que les changements de configuration ne soient plus possibles.

L'énergie d'anisotropie relative à une liaison BB de direction α^i s'écrit :

$$w = l_o \sum_n \bar{w}(\alpha) \left(\cos^2 \varphi' - \frac{1}{3} \right) \quad (14)$$

$$w' = l_o \sum_n \bar{w}'(\alpha) \left(\cos^2 \varphi' - \frac{1}{3} \right) \quad (15)$$

l_o valeur de la quantité $(l_{aa} + l_{bb} - 2 l_{ab})$ à la température T_o

φ' angle de l'aimantation spontanée à la température T_o avec la liaison

$\bar{w}(\alpha)$ et $\bar{w}'(\alpha)$ représentant respectivement les probabilités définissant l'ordre directionnel créé par J_s et par la déformation.

Seules nous intéressent les valeurs moyennes \bar{w} et \bar{w}' de w et w' , pour toutes les orientations α^i possibles de la liaison BB. Les densités d'énergie d'anisotropie s'obtiennent en multipliant ces valeurs moyennes par le nombre $\frac{n c_b^2 N_a}{2 V}$ de liaisons BB contenues dans 1 cm³.

On obtient, tous calculs faits :

$$D_u = \frac{n c_b^2 l_o l_1 N_a}{2 V k T_1} \left[\frac{1}{9} - \frac{\overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'}}{\cos^2 \varphi' } \right] \quad (16)$$

$$\overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'} = (R_{44} - R_{22}) \sum_i (\beta^i)^2 (\gamma^i)^2 + 2 R_{22} \sum_{i \neq j} \beta^i \beta^j \gamma^i \gamma^j$$

$$D_u' = \frac{n c_b^2 N_a g_o D_o r_o l_o}{V k T_1} \left[(R_{44} - R_{22}) \sum_i \varepsilon_{ii} (\gamma^i)^2 + 2 R_{22} \sum_{i \neq j} \varepsilon_{ij} \gamma^i \gamma^j \right] \quad (17)$$

α^i direction de la liaison

γ^i direction de J_s à la température T_o

β^i direction de J_s à la température T_1

$$R_{44} = \overline{(\alpha^i)^4} ; R_{22} = \overline{(\alpha^i)^2 (\alpha^j)^2}$$

Les valeurs de R_4, R_{22}, \dots sont données pour les divers réseaux cubiques, ainsi que pour une répartition au hasard p. 227 tableau I de [1], où L. Néel les note s_4, s_{22}, \dots)

INFLUENCE DE LA CONCENTRATION ET DE LA NON IDEALITE DE LA SOLUTION.

Les expressions précédentes sont valables pour des solutions diluées (c_b petit) et idéales. Il est intéressant d'étendre les résultats précédents au cas où les concentrations sont quelconques et où la solution n'est plus idéale. Le calcul complet a été développé par L. Néel p. 232 § 11 de [1]. Il montre que si la solution reste idéale, il suffit de remplacer dans (16) et (17) c_b^2 par $c_a^2 c_b^2$. Si la solution n'est pas idéale et les concentrations c_a et c_b quelconques, on doit remplacer c_b^2 par un facteur S fonction de c_a, c_b et v . Si v_{aa}, v_{bb}, v_{ab} sont les énergies ordinaires de liaison des atomes proches voisins pris deux à deux, le facteur v est égal à $v_{aa} + v_{bb} - 2 v_{ab}$.

S a pour expression :

$$S = \frac{4 c_a^2 c_b^2 \exp\left(-\frac{v}{k T_1}\right)}{\sqrt{1+x} (1 + \sqrt{1+x})^2} \text{ avec } x = 4 c_a c_b \exp\left(-\frac{v}{k T_1} - 1\right) \quad (18)$$

Dans le cas d'une solution idéale ($v = 0$) le facteur S se ramène à $c_a^2 c_b^2$.

APPLICATION DES RELATIONS GENERALES DONNANT L'ENERGIE D'ANISOTROPIE A QUELQUES CAS PARTICULIERS

1/ L'application de la relation (16) à une substance isotrope par compensation (polycristal avec des cristallites orientées au hasard) donne :

$$D_u = C_s \cos^2 \vartheta \quad (19)$$

ϑ angle de la direction de J_s au cours du traitement avec la direction actuelle de J_s

$$C_s = \frac{n S L_o L_1}{15 V R T_1} \quad (20)$$

R constante des gaz parfaits

L_o, L_1 valeurs à T_o et T_1 de $N_a (l_{aa} + l_{bb} - 2 l_{ab})$

2/ L'application de la relation (17) à un monocristal c.f.c. soumis à une traction simple P conduit à une densité d'énergie de la même forme.

$$\text{P suivant l'axe [100]} \quad C'_s = \frac{3 S L_o P D_o}{4 (c_{11} - c_{12}) \chi_o r_o R T_1} \quad (21)$$

$$\text{P suivant l'axe [111]} \quad C'_s = \frac{3 S L_o P D_o}{4 c_{44} \chi_o r_o R T_1} \quad (22)$$

C_{11}, C_{12}, C_{44} sont les modules d'élasticité.

3/ Cas d'un fil polycristallin soumis à une traction axiale P.

Nous avons étendu le calcul de L. Néel au cas d'un polycristal orienté au hasard [3], [10]. On trouve une expression analogue à celle que l'on obtient pour un monocristal.

$$D'_u = C''_s \cos^2 \vartheta$$

$$C''_s = K \frac{S D_o L_o P}{\chi_o r_o R T_1} \quad (23)$$

ϑ étant l'angle de J_s avec P.

K dépend de l'orientation moyenne des cristallites, de leur structure (type de réseau cubique) et de leur anisotropie mécanique $\left(a = \frac{2 c_{44}}{c_{11} - c_{12}}\right)$.

III

DÉTECTION DE L'ORDRE DIRECTIONNEL CRÉÉ PAR DÉFORMATION ÉLASTIQUE DU RÉSEAU

Pour créer l'ordre directionnel nous recuison l'échantillon sous tension au-dessus de la température de Curie pendant un temps suffisant et nous trempions brutalement pour figer l'état obtenu. Nous voulons rester dans le domaine des déformations élastiques ce qui exclut l'utilisation des monocristaux qui fluent trop facilement. Nous avons utilisé des polycristaux constitués de cristallites orientées au hasard. Pour détecter l'ordre directionnel, nous avons mesuré la variation d'énergie d'aimantation ⁽¹⁾ consécutive à un recuit sous tension. Cette méthode amène dès à présent des réserves.

Soit un polycristal isotrope par compensation; négligeons l'anisotropie de forme et supposons que nous puissions le désaimanter de façon isotrope. Créons un ordre directionnel faisant apparaître une énergie d'anisotropie suivant une direction quelconque xx' . Par définition, l'énergie d'anisotropie de surstructure (terme de L. Néel) est la différence d'énergie nécessaire pour aimanter le cristal suivant xx' et yy' perpendiculaire à xx' . Avec les hypothèses que nous avons faites sur le polycristal, il revient au même de faire apparaître successivement l'anisotropie suivant deux directions perpendiculaires xx' et yy' et de mesurer chaque fois l'énergie d'aimantation suivant une de ces directions, xx' par exemple. S'il nous est possible, soit d'effectuer une mesure de l'énergie d'aimantation dans deux directions perpendiculaires xx' , yy' , soit d'induire l'énergie d'anisotropie uniaxiale suivant xx' puis yy' , nous pouvons espérer mettre en évidence le terme de L. Néel.

Nous avons utilisé des échantillons ayant la forme de fils. Dès lors, il n'est pas possible d'appliquer une tension dans deux directions perpendiculaires et la mesure de l'énergie d'aimantation transversalement au fil soulève des difficultés expérimentales sérieuses.

Nous avons soumis nos échantillons à des recuits avec et sans tension axiale et nous avons mesuré l'énergie nécessaire pour les aimanter suivant l'axe, avant et après traitement. Ce processus nous permet également de détecter l'énergie d'anisotropie induite par la surstructure. Mais nous ne pouvons plus négliger l'anisotropie de forme de l'échantillon, ni l'anisotropie introduite par la désaimantation. En effet, nous désaimantons nos échantillons par application d'un champ axial alternatif lentement décroissant. Dans un travail récent, B. Guion [4] a montré qu'une telle désaimantation appliquée à un fil de Fe-Ni, analogue à celui que nous avons étudié, donnait une répartition très anisotrope des domaines de Weiss, l'axe du fil devenant une direction privilégiée.

La variation d'énergie d'aimantation, consécutive à un traitement sous tension, n'est pas égale à l'énergie d'anisotropie de surstructure. Pour relier quantitativement ces deux énergies, il est nécessaire de connaître la répartition des domaines de Weiss dans l'état désaimanté avant et après traitement. Nous traiterons ce dernier point plus en détail au § VII. C.

⁽¹⁾ Nous définissons l'énergie d'aimantation au § VI p. 17.



IV

PRÉPARATION DES ÉCHANTILLONS

Nous avons étudié le nickel et certains alliages Fe-Ni et Ni-Co. Pour faire nos expériences il nous fallait des fils d'assez grande pureté, ayant des propriétés magnétiques convenables. Ces raisons nous ont incités à préparer nos alliages, à les tréfiler et à recuire les fils obtenus. Nous avons aussi utilisé un fil de Ni et un fil de Fe-Ni de fabrication industrielle.

Nos alliages ont été préparés par coulée sous vide à partir d'un mélange de poudres métalliques fritté sous hydrogène. Dans le lingot ainsi obtenu, nous avons taillé des échantillons qui, après un recuit soigné à 1100°C sous hydrogène, ont été ramenés par tréfilage à un diamètre de 0,5 mm. Le tableau 1 donne la composition des échantillons que nous avons utilisés.

Tableau 1

Composition en poids

Nature de l'alliage	Fe $\times 10^{-2}$	Ni $\times 10^{-2}$	Co $\times 10^{-2}$	Mn $\times 10^{-2}$	Ca $\times 10^{-6}$	S $\times 10^{-6}$	P $\times 10^{-6}$	C $\times 10^{-6}$
41 Fe-Ni	41,3	57,8		0,7	100	48	46	100
55 Fe-Ni	54,2	45,0		0,42	ND (1)	80	ND	250
90 Ni-Co		89,5	10,5		98	20	48	ND
		89,7	10,3					
50 Ni-Co		49,2	50,45		90	120	51	50
Ni	0,02	99,5		0,12	ND	25	ND	160

Précision : Fe, Ni, Co $\pm 0,2$ %
Mn $\pm 0,01$ %

TRAITEMENT THERMIQUE DES FILS.

A la sortie de la filière, on obtient un matériau mécaniquement et magnétiquement dur. Les tensions internes résiduelles sont très importantes et entraînent des orientations préférentielles des cristallites. Dans les matériaux de structure c.f.c. que nous avons utilisés, la texture d'étirage est caractérisée par les orientations [111] et [100] suivant l'axe du fil, [111] étant prédominante. Il est nécessaire de recuire ces fils de manière à éliminer les tensions internes et les orientations privilégiées.

Les recuits s'effectuent par passage d'un courant électrique dans le fil, en atmosphère d'hydrogène pur. La température est repérée, soit au pyromètre optique, soit par mesure de la résistivité. La connaissance précise de la température n'est pas ici de première importance ; nous désirons seulement pouvoir nous placer dans des conditions facilement reproductibles. Les mesures magnétiques nous permettent de juger de l'efficacité du recuit. Après avoir été dressés, les fils sont recuits 3 à 6 h à une température de l'ordre de 1100°C. Ils sont ensuite montés dans un porte-échantillon, ayant pour but d'éviter toute déformation plastique du fil au cours des opérations de mise en place dans les appareils de traitement et de mesure.

(1) Non déterminé

On obtient par ce procédé des échantillons ayant des caractéristiques magnétiques très reproductibles. Nous donnons dans le tableau 2 quelques résultats obtenus.

STRUCTURE DES ECHANTILLONS APRES TRAITEMENT ; DIMENSIONS DES GRAINS .

Une étude aux rayons X nous a montré que le recuit fait disparaître complètement la texture d'étirage. On obtient en général des cristallites orientées au hasard.

Il est plus difficile d'avoir une idée précise des dimensions moyennes des grains. Les techniques habituelles de la métallographie sont ici difficilement applicables à cause de la forme des échantillons.

L'étude aux rayons X n'est utilisable que pour des grains très fins ou relativement gros, mais ne donne aucun renseignement pour les valeurs intermédiaires. Nous donnons dans le tableau 2 un résumé des résultats obtenus.

Tableau 2

Nature de l'échantillon	Dimensions moyennes des grains (en μ)	H_c œ	J u em	dans	H œ	μ G. œ ⁻¹	dans	H œ
55 Fe-Ni	< 0,6 > 0,025	0,27	1232		111,2	2051		27,8 10 ⁻³
41 Fe-Ni	< 7 > 4	0,20	1126		222,4	2852		27,8 10 ⁻³
50 Ni-Co	~ 30	1,373	1059		278			
90 Ni-Co	~ 50	0,647 0,709	625 626		222,4 222,4			
Ni		0,432	464		278			

V

APPAREILLAGE DE TRAITEMENT DES ÉCHANTILLONS

Pour pouvoir étudier les surstructures d'orientation créées par déformation élastique du réseau, nous devons effectuer sur nos échantillons, soit des recuits au-dessus de la température de Curie avec et sans tension, soit des recuits au-dessous de la température de Curie, l'échantillon étant saturé par un champ magnétique axial ou transversal.

Le montage doit permettre d'exercer sur le fil, sans le tordre, une traction axiale connue, à des températures comprises entre 400 et 600°C et de tremper rapidement l'échantillon sans le déformer. Toute oxydation étant proscrite, nous devons opérer en atmosphère d'hydrogène pur. L'encombrement du montage doit être tel qu'on puisse facilement le placer à l'intérieur d'une bobine (champ axial), ou dans l'entrefer d'un électro-aimant (champ transversal).

DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'APPAREIL DE TRAITEMENT (fig. 1).

Le fil, monté dans le porte échantillon, est placé dans une enceinte étanche A où circule un courant d'hydrogène pur. Il est fixé de manière à rester vertical et libre de tourner autour de son axe. Un dispositif convenable permet d'assurer la tension axiale désirée et de l'appliquer à un instant déterminé. Il est possible de faire circuler un courant rapide d'azote dans l'enceinte B entourant A, ce qui permet de tremper l'échantillon. L'enroulement chauffant est placé sur le tube métallique constituant B. L'isolement thermique est assuré par une couche de poudre d'alumine et l'ensemble est refroidi par une circulation d'eau. Deux thermocouples permettent de mesurer et de réguler la température.

REGULATION DE LA TEMPERATURE.

La faible épaisseur de calorifuge entraîne une diminution de la constante de temps τ du four, mais n'influe pas sensiblement sur son temps de réponse t . Nous définissons le temps de réponse, comme le temps séparant l'instant où on modifie la puissance de chauffage du four et celui où cette modification se traduit par une déviation de l'organe détecteur de température.

Le rapport $\frac{t}{\tau}$ n'est plus négligeable comme dans les fours de construction ordinaire. L'étude de la régulation des fours de ce type a été faite par E.T. Ferguson [5]. Nous avons utilisé un dispositif analogue à celui qu'il a décrit dans la référence citée. Nous avons obtenu $\pm 0,5^\circ\text{C}$ à des températures de l'ordre de 500°C.

PRODUCTION DU CHAMP MAGNETIQUE AXIAL ET TRANSVERSAL.

La production du champ magnétique axial ne présente pas de difficultés, quelques centaines d'œrstedts suffisant largement à saturer les substances douces que nous avons étudiées. Nous avons utilisé une bobine coaxiale à l'échantillon. Il n'en va pas de même du champ magnétique transversal, à cause de l'important champ démagnétisant dû à la forme de l'échantillon. Nous avons utilisé un électro-aimant ayant des pièces polaires de grand diamètre (300 mm). Il nous permettait d'obtenir un champ homogène de 12 000 œrstedts dans un entrefer de 45 mm. L'électro-aimant était horizontal et le fil placé verticalement dans le plan médian de l'entrefer. Toute la partie traitée du fil était ainsi saturée.

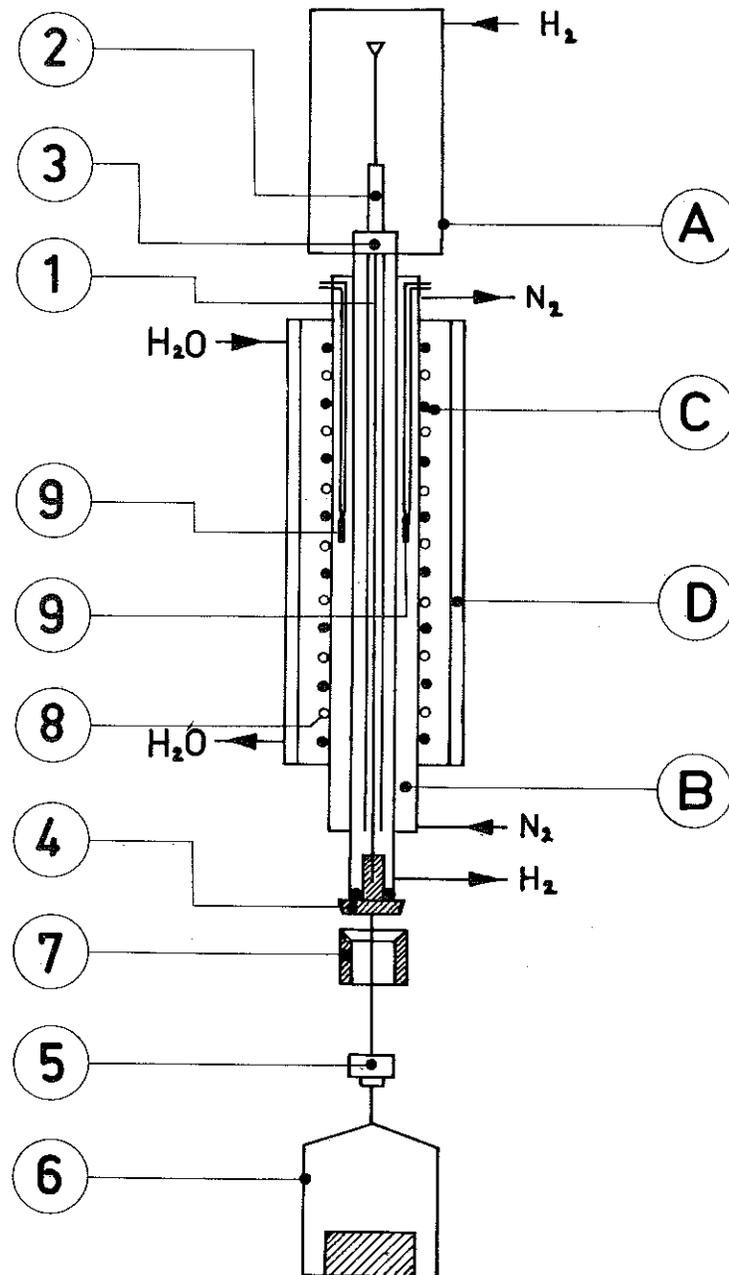


Fig.1 - Schéma de l'appareil de traitement des échantillons.

1 - fil ; 2 - porte échantillon ; 3 - rotule assurant la verticalité du fil et la libre rotation de celui-ci autour de son axe, 4 - 5 - 6 - dispositif de traction axiale (4 - pince "américaine", 5 - rotule ; 6 - plateau), 7 - dispositif de calage de la pince "américaine" permettant d'appliquer la tension à l'instant désiré ; 8 - enroulements chauffants bifilaires ; 9 - thermocouples.

VI

APPAREILLAGE ET TECHNIQUE DE MESURE

Nous nous proposons de mesurer l'énergie nécessaire pour aimanter le fil suivant son axe avant et après traitement. Pour cela, il suffit de connaître la courbe d'aimantation $J(H)$ de l'échantillon dans l'état considéré.

Des essais préliminaires nous ont montré que nous devons nous attendre à de faibles variations de l'énergie d'aimantation de l'échantillon, nécessitant une grande reproductibilité des mesures pour les mettre en évidence avec quelque certitude. Nous nous sommes imposés une *reproductibilité* de 10^{-3} tout le long de la courbe d'aimantation, sauf au voisinage du champ coercitif où nous avons toléré $0,5 \cdot 10^{-2}$. Ceci nous a conduit à prendre de nombreuses précautions, qui pourraient paraître a priori superflues pour une mesure aussi classique.

DEFINITION DE L'ENERGIE D'AIMANTATION.

Nous prendrons comme courbe d'aimantation de l'échantillon la "courbe de commutation", c'est-à-dire le lieu des extrémités des cycles d'hystérésis symétriques obtenus en faisant croître l'amplitude du champ magnétique depuis zéro à la valeur nécessaire pour saturer l'échantillon. Nous préciserons ultérieurement (p. 23) les conditions dans lesquelles nous avons relevé cette courbe. L'énergie d'aimantation est alors $w = \int_0^{H_s} H dJ$. Pour les substances magnétiquement douces que nous avons étudiées, la courbe de commutation est certainement très voisine de la courbe de première aimantation.

PRINCIPE DE LA MESURE.

Soit quatre bobines coaxiales B_1, B_2, B'_2 et B_4 (fig. 2). B_4 est une bobine longue produisant un champ magnétique axial de vecteur induction \vec{B} . B_1 et l'ensemble B_2, B'_2 ont respectivement n_1 et $n_2 + n'_2$ spires, sont bobinés en sens inverse et sont connectés en série. Il est toujours possible de construire l'ensemble B (B_1, B_2, B'_2) de manière à ce qu'une variation quelconque de courant dans B_4 entraîne une variation de flux d'induction $\Delta \Phi_B$ à travers l'ensemble B , qui soit nulle. En effet, B_2 assure une compensation grossière et l'existence du champ de fuite de B_4 permet, en modifiant la position de B'_2 , d'annuler exactement $\Delta \Phi_B$. Introduisons alors sur l'axe des bobines un fil magnétique de section s (fig. 2). Supposons de plus, que l'introduction du fil ne modifie pas de façon sensible la répartition des lignes d'induction. Toute variation du champ magnétique créé par B_4 entraîne à travers l'ensemble B , une variation de flux d'induction $\Delta \Phi$.

$$\Delta \Phi = \Delta \Phi_B + s \left[n_1 - (n_2 + n'_2) \right] \Delta B$$

$$\Delta \Phi = \Delta \Phi_B + s \left[n_1 - (n_2 + n'_2) \right] \mu_0 \Delta H + 4\pi \mu_0 s \left[n_1 - (n_2 + n'_2) \right] \Delta J$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\Delta \Phi_B = 0}$

Cette expression suppose que le champ démagnétisant suivant l'axe de l'échantillon est nul. Elle suppose également le champ uniforme dans tout le volume intérieur de B_4 et nul à l'extérieur. Il en est bien ainsi dans la partie centrale de B_4 , mais ces conditions ne sont plus réalisées aux extrémités. L'erreur ainsi introduite est négligeable car la bobine B'_2 possède un très petit nombre de spires ($n'_2 \ll n_2 \ll n_1$).

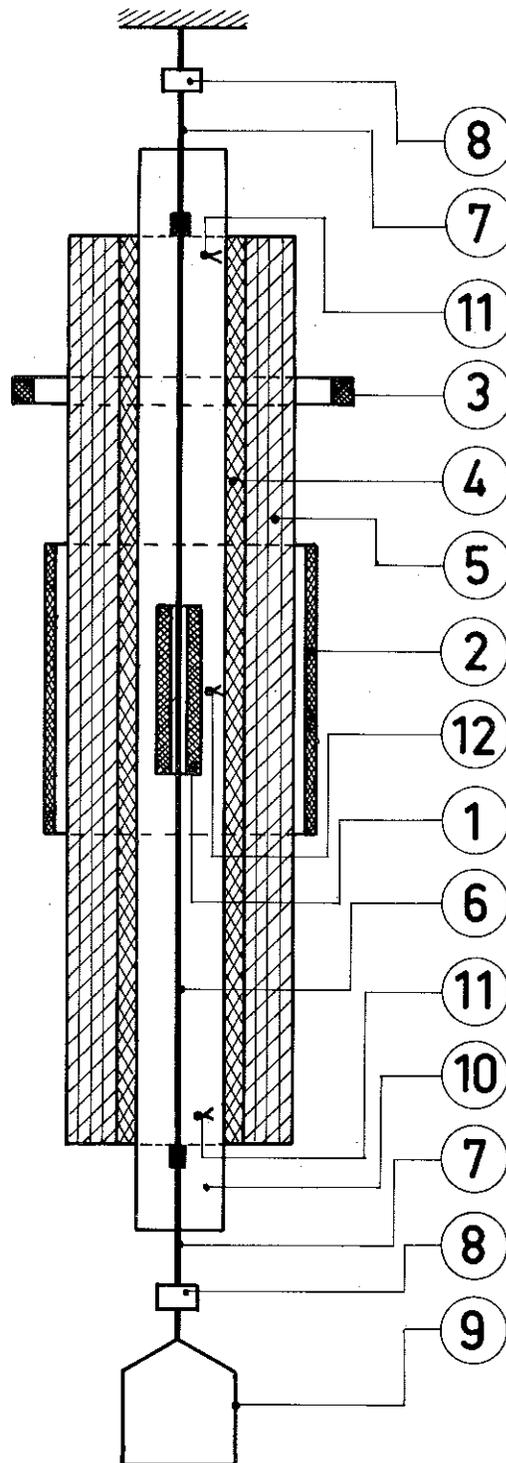


Fig. 2 - Schéma de l'appareil ayant servi à mesurer l'aimantation des échantillons.

- 1, 2, 3 Bobines de mesure (1 : B_1 - 2 : B_2 - 3 : B_2')
- 4 Bobine monocouche B_3
- 5 Bobine de champ B_4
- 6 échantillon
- 7 Raccords en fil souple non magnétique (courbes d'aimantation du fil sous tension)
- 8 dispositif assurant une tension axiale
- 9 Plateau
- 10 enceinte maintenue à température constante
- 11 thermocouples mesurant le gradient de température
- 12 thermocouple mesurant la température de l'enceinte 10

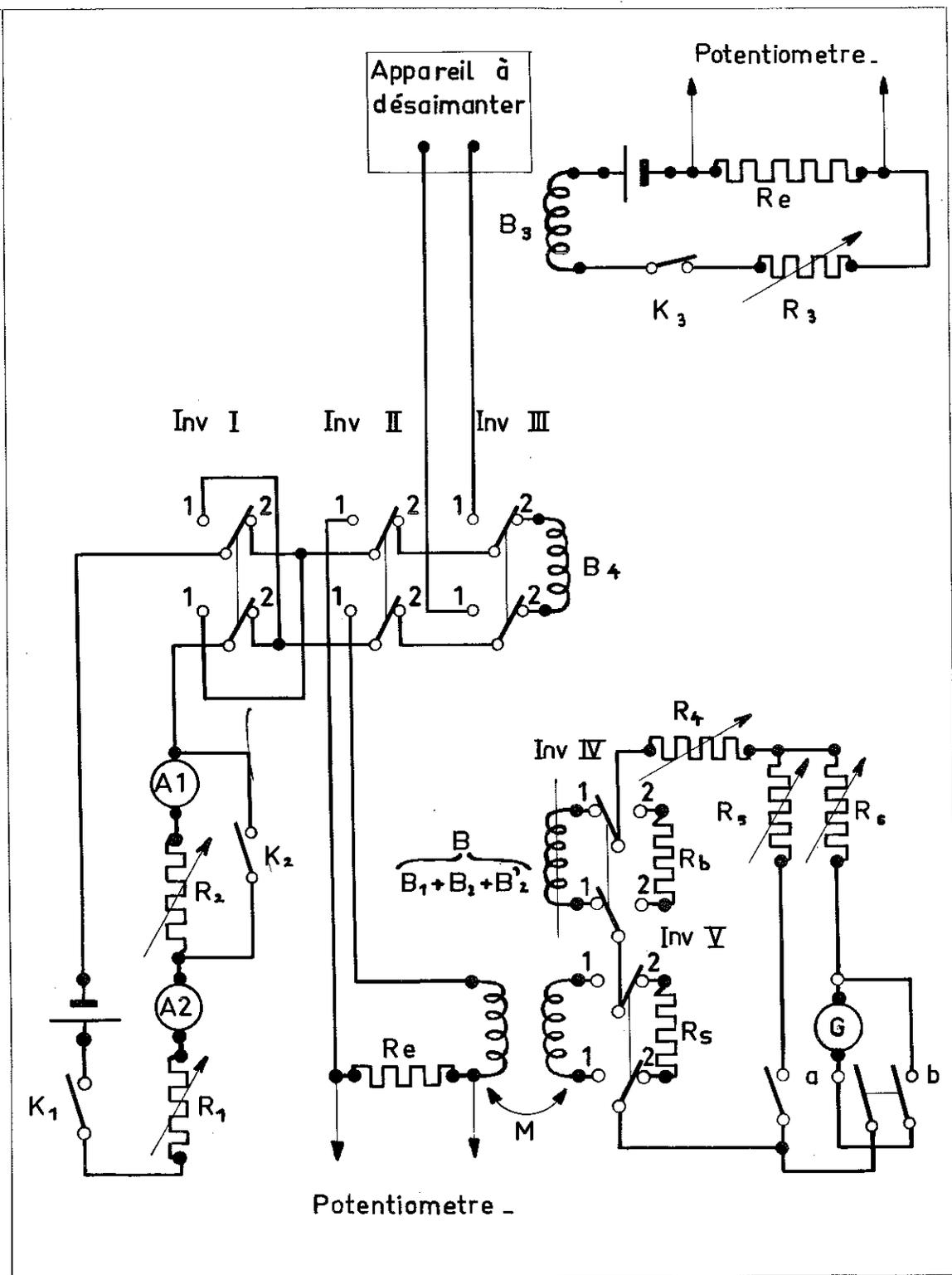


Fig. 3 - Schéma électrique du montage ayant servi à mesurer l'aimantation des échantillons.

$\Delta \Phi$ est proportionnel à la variation d'aimantation ΔJ . On mesure $\Delta \Phi$ à l'aide d'un galvanomètre balistique placé aux bornes de l'ensemble B. Définissons un état initial dans lequel l'aimantation macroscopique du fil est nulle ainsi que le champ H. Faisons passer en un temps très court H de 0 à H_1 , il en résulte une déviation Δ_1 du galvanomètre balistique, proportionnelle à l'aimantation J_1 prise par le fil dans le champ H_1 . Après étalonnage, il devient possible de tracer point par point la courbe d'aimantation J (H) de l'échantillon.

REALISATION PRATIQUE.

L'appareil de mesure est vertical, l'échantillon est placé sur l'axe commun des bobines (fig. 2). En l'absence de courant dans B_4 , l'échantillon doit être dans un champ axial nul ; il est donc nécessaire de compenser la composante verticale du champ magnétique terrestre. On y parvient en faisant passer un courant convenable dans la bobine B_3 . La figure 3 représente le schéma du montage. Il se compose des circuits : d'alimentation de la bobine magnétisante B_4 , de compensation du champ magnétique terrestre B_3 , de désaimantation, de mesure au galvanomètre balistique, et d'étalonnage à la mutuelle inductance.

Désirant faire un relevé isotherme des courbes d'aimantation, nous avons placé l'échantillon et la bobine B_1 dans une enceinte à température constante (fig. 4). La première enceinte A est un thermostat à liquide (type Höppler). La température y est grossièrement réglée ($\pm 0,2^\circ\text{C}$) au voisinage de 25°C , grâce à un thermomètre à contact (1). Un serpentin (2) relié à la distribution d'eau de la ville sert de source froide ; les résistances chauffantes (3) constituent la source chaude. Une pompe P fait circuler l'eau empruntée à A, autour de l'enceinte métallique B. L'enceinte C contient la bobine de mesure et l'échantillon. Une pompe P' fait circuler l'eau, contenue dans B, autour de C. Les fluctuations de température, autour de la valeur moyenne dans B, n'excèdent pas $\pm 2,10^{-2}^\circ\text{C}$. Deux pièces de cuivre (4) entourent l'échantillon et la bobine de mesure et facilitent les échanges thermiques entre le haut et le bas de l'enceinte C. A l'intérieur de C, la température ne fluctue plus de façon appréciable, mais dérive lentement. Cette dérive lente n'a jamais excédé $\pm 2,5 \cdot 10^{-2}^\circ\text{C}$ au cours de la durée d'une mesure, soit 6 h. Deux thermocouples (5) permettent de mesurer la différence de température entre les extrémités de l'échantillon. Elle n'excède jamais $\pm 10^{-2}^\circ\text{C}$. Un troisième thermocouple (6) permet de mesurer la température de l'enceinte. Remarquons qu'il serait possible de rattraper les dérivés lentes de température de C, en agissant par un dispositif convenable sur la température de régulation de A. Toutes nos mesures ont été faites au voisinage de la température ambiante (25°C).

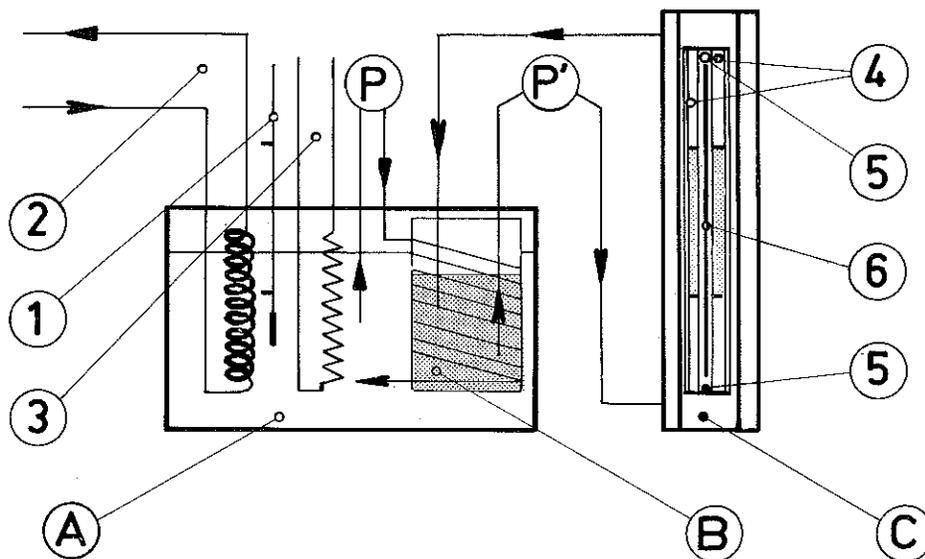


Fig. 4

Un dispositif permet d'appliquer une tension axiale connue au fil. Il devient ainsi possible de relever les courbes d'aimantation de l'échantillon sous tension.

La reproductibilité des mesures que nous nous sommes imposée nous conduit à donner quelques précisions supplémentaires. Les courants dans la bobine magnétisante doivent être stables pendant la durée de la mesure et nous devons pouvoir reproduire une intensité lue sur l'appareil de mesure à 10^{-3} près. En ce qui concerne les courants forts, nous pouvons être moins exigeants, car, étant au voisinage de la saturation, une faible variation du courant magnétisant (de l'ordre de 10^{-2} par exemple) n'entraîne pas de variation détectable de l'aimantation. Nous avons utilisé pour la mesure des courants magnétisants des ampèremètres classe 0,5 soigneusement étalonnés. Des mesures potentiométriques nous ont permis de vérifier que plusieurs réglages successifs de l'intensité à la même valeur lue sur l'appareil de mesure étaient reproductibles à 10^{-3} près.

Nous avons défini la courbe d'aimantation de l'échantillon comme étant la "courbe de commutation". Pour la tracer, il faut inverser le courant dans la bobine magnétisante. Au cours de cette inversion le galvanomètre balistique est soumis à une double impulsion de durée totale t_1 (fig. 5).

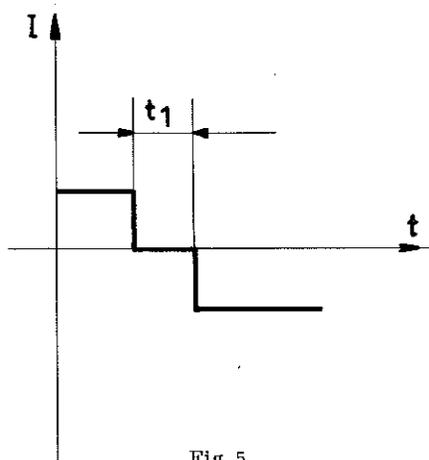


Fig. 5

Nous avons montré par le calcul que l'amplitude maximum de la déviation du galvanomètre balistique dépend de t_1 . Pour que l'erreur ainsi introduite soit inférieure à $0,5 \cdot 10^{-3}$, il faut, avec la forme d'impulsion envisagée, que $t_1 < 10^{-2} T_0$; T_0 étant la période du galvanomètre balistique.

Pour des périodes de 6,6 et 15,2 s, qui sont celles des galvanomètres que nous avons utilisés, nous sommes conduits à des durées d'inversion de 60 à 150 ms.

Nous avons vérifié à l'aide d'un oscilloscope cathodique que les temps moyens d'inversion pour la gamme de courant utilisée restaient inférieurs à 60 ms. Ces temps étaient de l'ordre de 30 ms.

Pour avoir un contrôle supplémentaire, nous avons utilisé le même inverseur dans le circuit primaire d'une mutuelle inductance, le secondaire étant fermé sur le galvanomètre balistique. Nous avons vérifié qu'aux erreurs de lecture près, on obtenait la même déviation en utilisant l'inverseur, ou en passant successivement de $+I$ à 0 et de 0 à $-I$ dans le circuit primaire de la mutuelle inductance.

Nous désirons obtenir le maximum de précision sur la lecture des déviations du galvanomètre balistique : 0,1 à 0,2 mm sur des élongations de 250 mm. Pour cela le montage galvanométrique doit satisfaire aux conditions suivantes : grande stabilité mécanique et électrique du zéro, amortissement convenable, un "spot" très fin et une période assez longue. Nous avons placé le galvanomètre sur un support antivibratoire et nous avons éliminé au maximum les forces électromotrices de contact dans le circuit galvanométrique. Le retour au zéro du galvanomètre se faisait après 1,5 périodes et la largeur du "spot" était de l'ordre du 0,15 mm. Pour éviter les corrections d'arc tangente et pour gagner en sensibilité, le galvanomètre était placé à 4 m de l'échelle de lecture. On peut montrer par le calcul, dans le cas de la forme d'impulsion envisagée, que le temps où le "spot" reste entre ϑ_m et $\vartheta_m (1 - 0,5 \cdot 10^{-3})$ est $\leq T_0/100$. Ceci veut dire, que si on désire faire une lecture au 1/10 de mm pour une amplitude de 200 mm, on dispose d'un temps au plus égal à $T_0/100$. Avec les galvanomètres que nous avons utilisés, nous disposons d'un temps de lecture de l'ordre de 1/10 de seconde. Nous avons également vérifié, à l'aide de la mutuelle inductance, la linéarité et la symétrie du galvanomètre.

ETALONNAGE DE LA BOBINE MAGNETISANTE.

La bobine B_3 est constituée par une seule couche de fil ; le champ en un point de son axe est calculable avec précision. La bobine B_4 comporte plusieurs couches de fil, sa géométrie est moins bien connue. Nous avons déterminé la valeur moyenne du champ axial créé par B_4 sur la bobine B_1 , en mesurant le rapport des flux induits par B_3 et B_4 dans B_1 , B_3 et B_4 étant parcourus par des courants connus. Nous avons supposé que le champ axial était uniforme dans une section quelconque de B_1 . Cette hypothèse est raisonnable à cause des dimensions respectives de B_4 et de B_1 .

REGLAGE DE L'ENSEMBLE B.

En l'absence de l'échantillon, l'ensemble B doit être tel qu'une variation de courant dans B_4 ne produise pas de déviation appréciable du galvanomètre. On y parvient approximativement en choisissant correctement la surface de B_2 et on parfait le réglage en agissant sur B'_2 . On peut estimer qu'au cours des mesures la compensation était réalisée à 1 à $2 \cdot 10^{-4}$ près.

Il est à remarquer que cette compensation n'est possible que si on élimine de l'appareil et de ses environs tout corps ferromagnétique et tout bon conducteur pouvant donner naissance à des courants de Foucault.

Ce réglage de compensation a été vérifié avant et après chaque mesure.

ETALONNAGE DU GALVANOMETRE BALISTIQUE A LA MUTUELLE INDUCTANCE.

Nous avons étalonné directement chaque sensibilité du galvanomètre à l'aide d'une mutuelle inductance.

Pour cela, on insère dans le circuit d'alimentation une résistance étalon et le primaire de la mutuelle inductance. Le secondaire est placé dans le circuit galvanométrique, et l'ensemble B remplacé par sa résistance équivalente déterminée au pont de Wheatstone. On mesure le courant primaire à l'aide d'un potentiomètre. On prend la moyenne des deux déviations du galvanomètre obtenues à l'ouverture et à la fermeture du circuit primaire. On vérifie également la linéarité du galvanomètre. Un tel étalonnage est effectué après chaque relevé de courbe d'aimantation.

L'ETAT DESAIMANTE.

Nous devons pouvoir réaliser et reproduire un état où l'aimantation macroscopique de l'échantillon soit nulle. Cet état "désaimanté" est obtenu en appliquant au fil, placé dans un champ axial nul, un champ alternatif également axial dont l'amplitude tend lentement vers zéro.

Le générateur de courant alternatif (à 50 Hz) d'amplitude décroissante est constitué par un transformateur dont nous déplaçons l'enroulement secondaire, à vitesse constante, d'une position où le coefficient de mutuelle induction avec le circuit primaire est maximum, jusqu'à une position où il s'annule pratiquement. Au début de la désaimantation, nous appliquons un champ dont l'amplitude est voisine de celle que nécessite la saturation de l'échantillon. Au cours de l'opération l'amplitude du champ magnétique décroît d'un facteur $2,2 \cdot 10^4$. (Ce sont les courants parasites (à 50 Hz) recueillis par B qui limitent ce rapport). Ce type d'appareil a été étudié et mis au point par P. Brissonneau [6]. Il permet une excellente reproductibilité des désaimantations.

LA COMPENSATION DU CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE.

L'échantillon étant en place, on règle la valeur du courant dans B_3 de manière à ce que le cycle d'hystérésis à saturation soit symétrique en H et en J. On opère par approximations successives.

Après une détermination approximative du champ coercitif de l'échantillon, on règle l'alimentation de la bobine B_4 de manière à pouvoir passer de I_s (intensité du courant magnétisant donnant la saturation de l'échantillon) à $-I_c$ (intensité du courant magnétisant donnant sensiblement H_c). Le processus de description des cycles est donné par le tableau 3. (Se reporter à la figure 6).

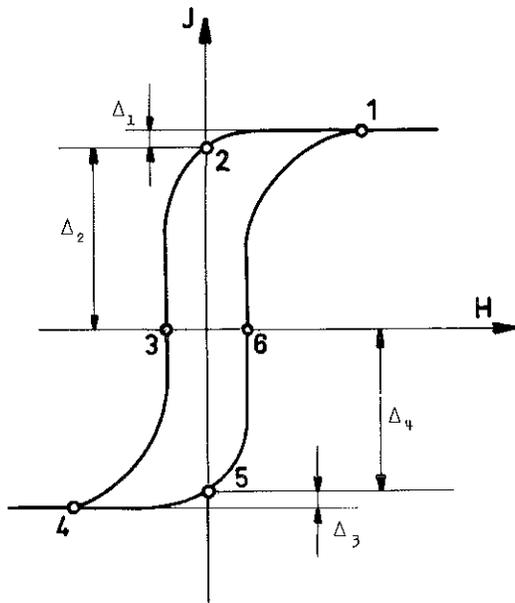


Fig. 6

Tableau 3

Temps en s	Point sur la fig. 6	I Courant dans B_4	Mesure
0	0	fin de la désaimantation	
15	1	$+ I_s$	C. C. ⁽¹⁾
60	2	0	Δ_1
120	3	$- I_c$	Δ_2
135	4	$- I_s$	C. C.
180	5	0	Δ_3
240	6	$+ I_c$	Δ_4
255	1	$+ I_s$	C. C.

etc....

⁽¹⁾ Le galvanomètre est court-circuité

La compensation est réalisée si $\Delta_1 + \Delta_2 = \Delta_3 + \Delta_4$. Nous nous assurons sur six cycles successifs que la compensation était correcte. Nous avons toujours obtenu l'égalité précédente à mieux que $0,5 \cdot 10^{-2}$ près.

Si on ne minute pas la description des cycles, Δ_2 et Δ_4 deviennent très irreproductibles ; nous pensons que le traînage de fluctuation thermique en est la cause et que le fait de minuter l'expérience rend ce dernier reproductible.

Nous avons vérifié que la valeur de la composante verticale du champ magnétique terrestre ainsi obtenue était très voisine de celle que nous pouvions déterminer directement au voisinage du milieu de B_4 . ⁽¹⁾

Avec un alliage Fe-Ni de 0,27 œrsted de champ coercitif, on peut détecter des variations de la composante verticale du champ magnétique terrestre de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ œrsted.

RELEVÉ DE LA COURBE D'AIMANTATION POINT PAR POINT ; PROCESSUS DE MESURE.

Le processus de la mesure est le suivant :

- On désaimante l'échantillon, la fin de la désaimantation étant prise comme origine des temps.
 - au temps $t = 15$ s on applique au fil le champ $+H$ et on libère le galvanomètre.
 - au temps $t = 60$ s on passe de $+H$ à $-H$ et on note la déviation Δ_1 du galvanomètre.
 - au temps $t = 105$ s on passe de $-H$ à $+H$ et on note la déviation Δ_2 du galvanomètre.
- etc.

En décrivant des cycles d'hystérésis symétriques à intervalle de temps régulier, nous pensons rendre reproductible le traînage de fluctuation thermique. Au voisinage du champ coercitif on observe le phénomène de bascule des cycles symétriques. Trois à quatre cycles sont nécessaires

⁽¹⁾ Mesure faite avec un magnétomètre du type Förster.

pour obtenir un cycle stable. Le cycle s'étant stabilisé, nous décrivons trois nouveaux cycles et prenons pour mesure de Δ la moyenne des 6 déviations obtenues.

CONCLUSION.

L'appareillage et la technique de mesure que nous venons de décrire nous ont permis d'obtenir une *reproductibilité* de 10^{-3} sur la mesure de l'aimantation, sauf au voisinage du champ coercitif ($0,5 \cdot 10^{-2}$ seulement). Nous pensons que des courants magnétisants plus stables et mesurés avec plus de précision, une meilleure inversion du courant dans B_4 , et une modification de B_3 et B_4 , en vue d'obtenir des champs axiaux constants sur toute la longueur de l'échantillon, permettraient d'obtenir de meilleures performances.

VII

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES STRUCTURES D'ORIENTATION DUES AUX DÉFORMATIONS ÉLASTIQUES DU RÉSEAU

INTRODUCTION.

Nous nous proposons de montrer l'existence du phénomène, de déterminer son ordre de grandeur et d'étudier l'influence des facteurs qui le régissent. Nous montrerons d'abord que dans une substance pure il n'est pas possible de créer une surstructure d'orientation, alors qu'elle peut prendre naissance dans un alliage binaire. Nous étudierons ensuite l'influence de la tension de traitement sur la variation d'énergie d'aimantation due à la surstructure. Les résultats de cette étude nous amèneront à chercher le lien existant entre la variation d'énergie d'aimantation mesurée et l'énergie d'anisotropie induite et à voir dans quelle mesure l'expérience confirme nos prévisions. La théorie prévoit que dans un alliage binaire suivant la loi de Vegard l'effet s'annule. Nous montrerons que sur ce point la théorie de L. Néel est en défaut, mais qu'il est possible d'interpréter nos résultats grâce à une étude théorique plus élaborée due à E.T. Ferguson. Nous examinerons enfin dans quelle mesure il est possible de vérifier quantitativement la théorie de L. Néel.

DEFINITION DE L'ÉTAT DE RÉFÉRENCE.

Comme nous devons déceler la surstructure par une méthode magnétique, il faut définir un état de référence qu'il soit possible de reproduire avant et après traitement. Nous avons choisi le chauffage de l'échantillon au-dessus de la température de Curie suivi d'une trempe brutale avec (R_T) ou sans (R_0) tension ⁽¹⁾.

Pour vérifier la reproductibilité de cet état, nous avons effectué plusieurs traitements de référence (R_T ou R_0) et fait suivre chacun d'eux d'une mesure de la courbe d'aimantation de l'échantillon. De la mesure de l'aire comprise entre les deux courbes, nous déduisons la variation de l'énergie d'aimantation consécutive au traitement.

A - ÉTUDE D'UN POLYCRISTAL DE NICKEL.

Nous avons soumis un fil de Ni polycristallin à des recuits successifs avec et sans tension et mesuré chaque fois l'énergie d'aimantation. La température du recuit, supérieure à celle de Curie, était telle que les atomes puissent diffuser assez rapidement. Si la déformation élastique du réseau au cours du recuit avec tension crée une surstructure, il en résulte une énergie d'anisotropie induite entraînant une variation de l'énergie d'aimantation.

L'état de référence (R_T) est défini par le traitement suivant : montée du four en température, palier de 90 minutes à $500 \pm 1^\circ\text{C}$, trempe sous tension de 1 kg. mm^{-2} . Dans les recuits sous tension (T) le processus est le même, mais la tension est appliquée au début du palier de température. Pour des raisons d'ordre expérimental, au cours du traitement de référence R_T il s'écoule un temps non négligeable entre l'instant où la tension est appliquée au fil et celui où la trempe agit. Nous avons choisi la température de manière à ce que l'effet ainsi introduit soit une faible fraction de l'effet à l'équilibre obtenu au cours des recuits sous tension. Nous avons admis que le

(1) Nous avons initialement choisi R_0 . Mais on peut objecter que lors des traitements avec tension, il s'établit au cours de la trempe sous tension un ordre directionnel dû à l'apparition de l'aimantation spontanée. Cette objection nous a conduit à définir R_T . Nous avons vérifié sur plusieurs échantillons que l'énergie supplémentaire due à la trempe était négligeable. Dès lors, on peut utiliser R_0 ou R_T . Cependant l'état R_T est d'un maniement plus délicat et s'est avéré moins reproductible que l'état R_0 . Il en sera discuté plus loin à propos de l'étude du Ni et des alliages Ni-Co.

temps d'établissement du phénomène est du même ordre pour le nickel et pour les alliages Fe-Ni [7]. La série des recuits et le résumé des résultats expérimentaux obtenus sont donnés dans le tableau 4.

Au cours du traitement sous tension l'état de référence peut se modifier, par exemple sous l'influence du fluage. La mesure de l'effet dû à la tension nous est donnée par la différence d'énergie d'aimantation entre le traitement T et le traitement R_T qui le suit.

Tableau 4

Recuit n°	1	2	3	4	5	6	7
Nature	R _T	T	R _T	R _T	T	R _T	R _T
Durée	1 h 30	1 h 30	1 h 30	22 h 05	1 h 30	1 h 30	1 h 30
Energie d'aimantation en erg. cm ⁻³			E ₃ 5086			E ₆ 5554	
Différence Δ _(i,j)	Δ _(3,2)		Δ _(6,5)	Δ _(4,3)	Δ _(7,6)	Δ _(3,1)	Δ _(6,4)
Valeur en erg.cm ⁻³	- 10,3	12,9		4,6	5,1	276	468

$$\Delta_{(i,j)} = E_i - E_j \quad E_i \text{ énergie d'aimantation de l'échantillon après le recuit n° } i.$$

En effet, au cours de ce dernier traitement l'agitation thermique détruit l'ordre directionnel créé par la tension. Nous devons ensuite comparer cette énergie à l'évolution de l'état de référence après le traitement T. Δ_(3,2), Δ_(6,5) mesurent l'effet de la tension ; Δ_(4,3), Δ_(7,6) mesurent la variation de l'état de référence après les traitements sous tension 2 et 5. La variation de l'état de référence, au cours des traitements 2 et 5, est donnée par Δ_(3,1) et Δ_(6,4). Nous pensons que le fluage est responsable de cet abaissement irréversible de la courbe d'aimantation. Il est bien connu que l'introduction de défauts de réseau augmente le champ coercitif d'un matériau, le nickel étant d'ailleurs particulièrement sensible à cet effet.

Les variations d'énergie d'aimantation, dues à la tension, sont très faibles ~ 10 erg.cm⁻³. Nous montrerons que pour un alliage 55 Fe-Ni ayant subi les mêmes traitements on obtient ~ 210 erg.cm⁻³, soit en effet 21 fois plus grand.

La valeur et le signe de Δ_(3,2) et Δ_(6,5) nous permettent de conclure qu'un recuit sous tension ne modifie pas de façon sensible l'énergie d'aimantation de l'échantillon. Il est très probable que ce même traitement n'induit pas d'énergie d'anisotropie. Ces faits sont en accord avec la théorie de L. Néel.

B - MISE EN EVIDENCE DE LA SURSTRUCTURE D'ORIENTATION ; INFLUENCE DE LA TENSION DE TRAITEMENT.

Pour nous placer dans des conditions favorables, nous avons recherché un alliage binaire ferromagnétique, à température de Curie relativement basse, formant une solution solide au voisinage de la concentration équiatomique. En effet, la théorie de L. Néel montre que l'énergie de surstructure est maximale pour l'alliage équiatomique et qu'il faut faire le traitement au-dessus de la température de Curie pour obtenir la surstructure due à la déformation élastique seule. L'alliage choisi doit également posséder une bonne tenue mécanique à la température de traitement.

Nous avons utilisé un fil de 55 Fe-Ni (cf. tableau 1 p. 13) ayant une température de Curie de 450° C. Après un recuit soigné sous hydrogène pur, nous avons obtenu un échantillon polycristallin de structure isotrope. L'état de référence (R₀) était défini par le traitement suivant : montée du four en température, palier de 75 minutes à 500 ± 1° C, trempe sans tension. Nous avons vérifié que cet état était reproductible en effectuant plusieurs traitements R₀ successifs. Les différences d'énergie d'aimantation entre un traitement et le suivant n'ont pas dépassé quelques erg. cm⁻³.

Nous avons ensuite soumis l'échantillon aux traitements suivants : un traitement de référence R_0 , un traitement sous tension T, un traitement de référence R_0 . Au cours du traitement T, la tension est appliquée au début du palier de température. La figure 7 représente les courbes d'aimantation obtenues pour une tension de 1 kg. mm^{-2} (1).

De l'examen de celle-ci, il ressort qu'un traitement avec tension abaisse la courbe d'aimantation (2a, 2b, 2c) alors que le traitement de référence qui le suit (3a, 3b, 3c) la ramène sensiblement à sa position initiale (1a, 1b, 1c). Les courbes 2c et 3c ont une partie commune. La mesure de l'aire comprise entre les courbes 2 et 3 nous permet d'obtenir la variation d'énergie d'aimantation $\Delta_{(3,2)} = \Delta W_1$ due au traitement sous tension. L'aire comprise entre les courbes 1 et 3 représente la différence entre les énergies d'aimantation du fil dans l'état de référence avant et après traitement. Cette différence $\Delta_{(3,1)} = \Delta W_2$ est petite devant la précédente. Pour mesurer W_1 et W_2 , nous avons tracé les courbes $\Delta J = f(H)$ et mesuré graphiquement l'intégrale. La figure 8 représente ces courbes pour les traitements précédents 1, 2, 3. Nous avons vérifié que pour une même tension l'effet était reproductible (cf. tableau 5).

Qualitativement ces résultats sont en accord avec la théorie de L. Néel. Au cours du traitement sous tension, la répartition des diverses espèces de liaisons devient anisotrope, ce qui se traduit globalement par l'apparition d'une direction de plus difficile aimantation suivant l'axe du fil. Au cours du traitement suivant, effectué sans tension, l'agitation thermique détruit l'ordre et conduit à une répartition isotrope des liaisons.

INFLUENCE DE LA TENSION P SUR LA VARIATION DE L'ENERGIE D'AIMANTATION.

Nous avons sur ce même échantillon mesuré les énergies ΔW_1 et ΔW_2 pour diverses valeurs de la tension P de traitement. Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 5 et la figure 9.

Tableau 5

P	kg. mm ⁻²	0,267	0,478	1,029	1,529	2,029	2,498
ΔW_1	erg. cm ⁻³	45	73	{ 212 206	342	518	709
ΔW_2	erg. cm ⁻³	1,2	1,8	{ 2 7,8	1,2	non mesura- ble	12,7
$10^2 \frac{\Delta W_2}{\Delta W_1}$		2,7	2,5	{ 0,9 3,8	0,3		1,8

La figure 9 nous montre que la variation d'énergie d'aimantation ΔW_1 due au traitement avec tension ne croît pas linéairement en fonction de P. Du tracé des courbes d'aimantation, il ressort que le début de la partie commune des courbes relatives à un état traité (T) et à l'état de référence (R_0) suivant se rapproche de la saturation quand la tension P croît. L'énergie ΔW_1 est toujours grande devant ΔW_2 , ce qui justifie le choix de l'état de référence.

La théorie de L. Néel prévoit une variation linéaire de l'énergie d'anisotropie induite en fonction de la tension P. Nous mesurons une variation d'énergie d'aimantation que nous ne savons pas relier quantitativement à la précédente. Dès lors, la courbure de $\Delta W_1 = f(P)$ n'entraîne pas forcément une contradiction avec la théorie. Nous montrerons dans les paragraphes C et D que cette courbure est vraisemblablement due à la façon dont nous détectons l'énergie d'anisotropie induite.

C - RELATION ENTRE LES VARIATIONS D'ENERGIE D'AIMANTATION MESUREES ET L'ENERGIE D'ANISOTROPIE INDUITE.

Soit un fil polycristallin constitué par des cristallites orientés au hasard et x, y, z trois axes rectangulaires liés au fil, z étant suivant son axe. Considérons le fil dans l'état de référence

(1) Pour des champs supérieurs à 2,5 œersteds, les courbes d'aimantation relatives à l'état de référence avant traitement : 1 et après traitement sous la tension P : 3, sont confondues. Pour la clarté du dessin, nous avons seulement porté les points expérimentaux correspondant à 3 entre 0 et 1,1 œersteds.

et désaimantons-le par un champ alternatif lentement décroissant appliqué suivant l'axe z. Après désaimantation, nous avons une certaine répartition des domaines de Weiss, à laquelle correspond une distribution déterminée des vecteurs \vec{J}_s . La forme de l'échantillon et le caractère anisotrope de la désaimantation ne sont pas en faveur d'une répartition isotrope des domaines élémentaires. L'expérience [4] montre d'ailleurs que l'axe du fil est une direction privilégiée.

Remplaçons la distribution réelle des vecteurs \vec{J}_s par une distribution fictive suivant $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$ caractérisée par a % des vecteurs fictifs suivant $\pm x$, $\pm y$ et $(1 - 2a)$ % suivant $\pm z$. L'énergie d'aimantation est l'énergie nécessaire pour saturer le fil à partir de l'état désaimanté. Pour cela, il faut aligner tous les vecteurs \vec{J}_s de la distribution fictive suivant $+z$, c'est-à-dire en faire tourner $\frac{1}{2}(1 - 2a)$ % de π et $2a$ % de $\pi/2$. La distribution fictive est choisie de façon à obtenir ainsi la véritable énergie d'aimantation de l'échantillon ⁽¹⁾. Une répartition isotrope des domaines se traduit par $a = \frac{1}{3}$.

Traisons le fil de manière à induire une énergie d'anisotropie uniaxiale de surstructure E_s . La direction de facile aimantation qui en résulte dépend du traitement ; elle peut être dirigée suivant $\pm x$, $\pm y$ ou suivant $\pm z$. Convenons de compter positivement E_s dans le premier cas, négativement dans le second. On peut réaliser expérimentalement ces deux cas en effectuant un recuit du fil au-dessous de la température de Curie en présence d'un champ magnétique transversal ou axial saturant l'échantillon.

Désaimantons le fil traité dans les conditions précédentes. Deux hypothèses sont possibles : ou la répartition des domaines dans l'état désaimanté traité reste ce qu'elle était dans l'état désaimanté de référence, ou la présence de E_s modifie cette répartition.

Envisageons la première hypothèse. Pour saturer le fil traité à partir de l'état désaimanté il faut faire tourner $\frac{1}{2}(1 - 2a)$ % des vecteurs \vec{J}_s de π et $2a$ % de $\pi/2$. Dans le cas où E_s est positif ($\pm x$ ou $\pm y$ étant de direction de facile aimantation due à E_s) le fil est plus difficile à aimanter suivant $+z$, la courbe d'aimantation $J_s(H)$ s'abaisse et l'énergie d'aimantation augmente de $2a E_s$. Si E_s est négatif ($\pm z$ direction de facile aimantation due à E_s) le fil est plus facile à aimanter suivant $+z$, la courbe d'aimantation se relève et l'énergie d'aimantation diminue de $2a E_s$.

Cette hypothèse nous conduit à une variation linéaire de ΔW (variation de l'énergie d'aimantation) en fonction de E_s . La courbe $\Delta W = f(E_s)$ est une droite de pente $2a$.

Envisageons la deuxième hypothèse. L'existence de E_s se traduira globalement par une modification de a . $E_s > 0$ entraîne une augmentation de a , alors que $E_s < 0$ diminue a . Nous nous proposons maintenant d'essayer de déterminer la forme de la courbe $\Delta W = f(E_s)$.

Dans l'état de référence après désaimantation, la distribution fictive des vecteurs \vec{J}_s est caractérisée par :

$$\pm z : 1 - 2a \quad , \quad \pm x : a \quad , \quad \pm y : a$$

L'énergie d'aimantation a pour expression : $W_0 = (1 - 2a) w_0 + 2a w_1$, w_0 étant l'énergie nécessaire pour aimanter le fil suivant $+z$, quand 50 % des vecteurs fictifs \vec{J}_s sont dirigés suivant $+z$ et 50 % suivant $-z$ et w_1 l'énergie nécessaire pour aimanter le fil suivant $+z$, quand tous les vecteurs fictifs \vec{J}_s sont placés transversalement au fil. ($w_1 > w_0$). Considérons le fil traité après désaimantation. Soit a' et a'' les pourcentages dans le cas où E_s est respectivement positif et négatif. L'énergie d'aimantation a pour expression :

$$E_s > 0 \quad W' = (1 - 2a') w_0 + 2a' w_1 + 2a' E_s \quad a' > a$$

$$E_s < 0 \quad W'' = (1 - 2a'') w_0 + 2a'' w_1 + 2a'' E_s \quad a'' < a$$

Les variations d'énergie d'aimantation, consécutives à l'introduction de $E_s > 0$ ou de $E_s < 0$ sont :

$$E_s > 0 \quad \Delta W' = W' - W_0 = 2(a' - a)(w_1 - w_0) + 2a' E_s$$

$$E_s < 0 \quad \Delta W'' = W'' - W_0 = -2(a - a'')(w_1 - w_0) + 2a'' E_s$$

(1) Cela suppose que l'anisotropie de la distribution puisse être caractérisée par un seul paramètre. S'il n'en est pas ainsi, on remplacera la distribution réelle par une distribution fictive où une fraction a des vecteurs \vec{J}_s est suivant $\pm x$, $\pm y$ et une fraction b suivant $\pm z$, $2a + b$ n'étant pas forcément égal à 1.

L'hypothèse que nous avons faite sur le signe de la variation de a en présence de E_s , et le fait que $w_0 < w_1$, entraînent $\Delta W' > 0$ et $\Delta W'' < 0$. Si $E_s > 0$, la courbe d'aimantation s'abaisse et si $E_s < 0$, la courbe d'aimantation se relève. Mais a' et a'' sont des fonctions de E_s , $\Delta W = f(E_s)$ ne peut plus être une droite. La concavité de $\Delta W = f(E_s)$ est tournée vers les $\Delta W > 0$ et la tangente à l'origine a pour pente $2a$. Pour E_s très grand et positif (fil uniaxe), a' tend vers $\frac{1}{2}$ et la pente de la courbe $\Delta W' = f(E_s)$ tend vers un. La quantité $\Delta W' - E_s$ a pour expression, en posant $a' = \frac{1}{2} - \varepsilon$:

$$\Delta W' - E_s = (1 - 2a)(w_1 - w_0) - 2\varepsilon(w_1 - w_0) - 2\varepsilon E_s.$$

Pour E_s tendant vers $+\infty$, il n'est pas possible de dire s'il y a ou non une asymptote et quelle est sa position. En effet, on ne sait rien de la forme indéterminée $-2\varepsilon E_s$. Il n'est pas davantage possible de préciser la façon dont la pente de la courbe $\Delta W' = f(E_s)$ tend vers un.

Pour E_s négatif et très grand en valeur absolue (fil uniaxe), a'' tend vers zéro et la pente de la courbe $\Delta W' = f(E_s)$ tend également vers zéro. Quand $E_s < 0$ croît en valeur absolue, a'' diminue, mais la variation de a'' , pour une variation de E_s donnée, diminue également. En effet, la proportion de vecteurs fictifs \vec{J}_s affectée par cette variation est de plus en plus petite. Quand la valeur de E_s est suffisante pour que dans l'état désaimanté tous les vecteurs \vec{J}_s soient alignés suivant le fil, une variation de E_s n'entraîne plus aucune variation de l'énergie d'aimantation.

Pour E_s tendant vers $-\infty$, $\Delta W''$ a pour expression, en posant $a'' = \varepsilon'$:

$$\Delta W'' = -2a(w_1 - w_0) + 2\varepsilon'(w_1 - w_0) + 2\varepsilon' E_s.$$

Ici encore, il n'est pas possible de dire s'il y a ou non une asymptote et quelle est sa position. On ne peut pas davantage préciser la façon dont la pente de la courbe $\Delta W = f(E_s)$ tend vers zéro.

$\Delta W'$ ne peut être supérieur à E_s , $|\Delta W''|$ est inférieur à w_0 et la courbe $\Delta W = f(E_s)$ est au-dessus de la tangente à l'origine.

En résumé, nous savons que la courbe $\Delta W = f(E_s)$ se trouve dans la partie hachurée de la figure 10, que sa tangente à l'origine a une pente inférieure à $\frac{2}{3}$, que sa concavité est au voisinage de l'origine tournée vers les $\Delta W > 0$ et que les pentes extrêmes tendent vers un ($E_s > 0$, $\Delta W > 0$) et zéro ($E_s < 0$, $\Delta W > 0$).

La valeur de a traduit l'influence de l'anisotropie de forme de l'échantillon et de l'anisotropie de la désaimantation, sur la répartition des domaines dans l'état de référence après désaimantation. Quand a décroît (axe des z privilégié), la tangente à l'origine se rapproche de l'axe des E_s . Le domaine (1) s'agrandit alors que (2) s'amenuise (voir fig. 10). La forme de la courbe est entièrement déterminée par la variation de a' et a'' en fonction de E_s .

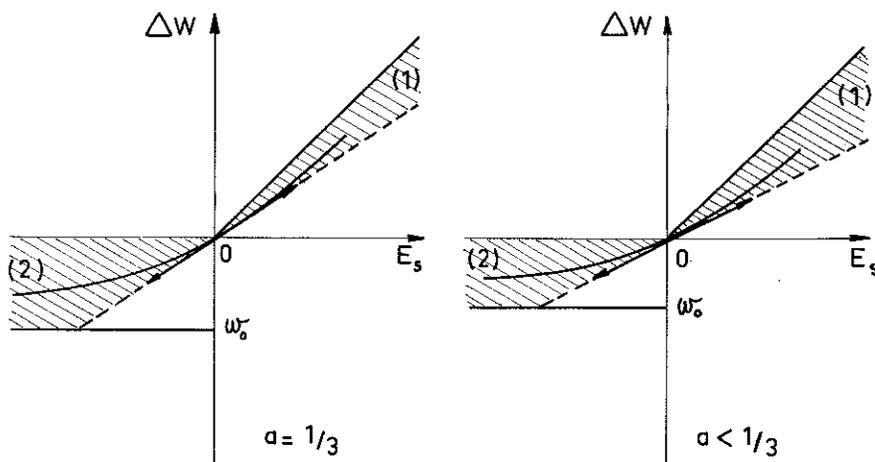


Fig.10

D - EXPERIENCES PERMETTANT D'OBTENIR DES INFORMATIONS SUR LA COURBE DE $\Delta W = f(E_s)$. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Nous nous proposons de montrer que pour un échantillon donné, certains tronçons de la courbe $\Delta W = f(E_s)$ sont accessibles à l'expérience. Cette courbe étant spécifique, il ne nous sera pas possible de raccorder des tronçons provenant de l'étude de plusieurs échantillons différents. Il est cependant vraisemblable que deux échantillons de mêmes dimensions, constitués de cristallites non orientées de grosseurs comparables, et ayant des propriétés magnétiques voisines, auront des courbes $\Delta W = f(E_s)$ semblables. Nous pouvons ainsi espérer avoir des informations qualitatives sur l'ensemble de la courbe $\Delta W = f(E_s)$.

I - Par l'étude des surstructures d'orientation dues à la tension.

Région des faibles énergies induites : voisinage de l'origine.

a) $E_s > 0, \Delta W > 0$.

Il faut induire une énergie d'anisotropie de surstructure positive et croissante et mesurer les variations d'énergie d'aimantation correspondantes. C'est ce que nous avons fait, à propos de l'étude de l'influence de la tension de traitement sur la variation de l'énergie d'aimantation d'un fil 55 Fe-Ni soumis à des recuits sous tension, au-dessus de la température de Curie. En effet, la théorie de L. Néel prévoit que l'énergie d'anisotropie induite par ce type de traitement est proportionnelle à la tension appliquée au cours du recuit. Le résultat de cette étude est donné par la figure 9. $\Delta W_1 = f(P)$ n'est pas une droite et sa courbure est dirigée vers les $\Delta W > 0$. Ce résultat est compatible avec la théorie de L. Néel, à condition d'admettre la redistribution des domaines élémentaires dans l'état désaimanté en présence d'une énergie d'anisotropie induite.

Dès lors, $\Delta W = f(E_s)$, qui ne diffère de $\Delta W_1 = f(P)$ que par l'échelle des abscisses, est également courbée. Si l'on n'admet pas cette hypothèse, la courbure de $\Delta W_1 = f(P)$ met en cause les bases mêmes de la théorie de L. Néel.

b) $E_s < 0, \Delta W < 0$.

Il faut induire une énergie d'anisotropie de surstructure négative et croissante et mesurer les variations d'énergie d'aimantation correspondantes. L'énergie d'anisotropie induite par déformation élastique a le bon signe pour l'alliage 50 Ni-Co. La température de Curie élevée et les mauvaises propriétés mécaniques à chaud de cet alliage, ne permettent pas une étude analogue à celle que nous avons faite sur l'alliage 55 Fe-Ni.

REGION DES ENERGIES INDUITES RELATIVEMENT GRANDES.

Un recuit effectué au-dessus de la température de Curie, sous champ transversal ou axial saturant le fil, induit une forte énergie d'anisotropie positive ou négative. Le point représentatif dans le diagramme $\Delta W = f(E_s)$, se trouve assez éloigné de l'origine sur la partie (1) ou (2) de la courbe (fig. 11). Si nous prenons un tel traitement pour définir l'état de référence et si nous appliquons une tension au cours du recuit, c'est-à-dire si nous effectuons un recuit sous champ et tension, le point représentatif se déplacera sur la courbe $\Delta W = f(E_s)$ au voisinage du point définissant l'état de référence. Le sens et l'amplitude du déplacement dépendent du signe et de la valeur de l'énergie d'anisotropie induite par la tension. L'alliage 41 Fe-Ni a une température de Curie suffisante pour permettre ce type de traitement. De plus E_s est positif. (cf. résultats relatifs à l'alliage 55 Fe-Ni). Des recuits sous champ transversal et tension axiale doivent permettre, pour des tensions croissantes, de s'éloigner de l'origine à partir du point A, alors que des recuits sous champ axial et tension axiale, effectués pour des tensions croissantes, nous rapprochent de l'origine à partir de B. Des traitements avec tension axiale seule au-dessus de la température de Curie, effectués pour des tensions croissantes, nous permettraient d'accéder à la partie voisine de l'origine située du côté des $\Delta W > 0, E_s > 0$. Pour cet alliage, trois tronçons de la courbe $\Delta W_1 = f(P)$ devraient être accessibles à l'expérience. ($\Delta W_1 = f(P)$ ne diffère de $\Delta W = f(E_s)$ que par l'échelle de l'axe des abscisses).

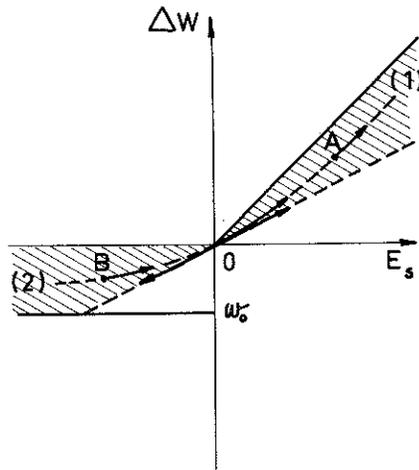


Fig. 11

Malheureusement, cette étude est très difficile sinon impossible: en effet, l'alliage 41 Fe-Ni s'ordonne (apparition de l'ordre courte distance Fe-Ni₃) et sa température de Curie est trop élevée pour permettre des traitements avec tension seule. Nous donnons dans le prochain paragraphe les résultats de cette étude.

ETUDE DE L'ALLIAGE 41 Fe-Ni.

L'alliage 41 Fe-Ni (cf. tableau 1 p.13) dont nous disposons, avait une température de Curie de 558°C. En présence d'ordre, il devient difficile sinon impossible de séparer la partie de la variation d'énergie d'aimantation résultant de la surstructure d'orientation, de celle provenant de la variation de K_1 consécutive à l'apparition de l'ordre à courte distance. Des mesures récentes de R.C. Hall [8] ont montré que la constante K_1 peut s'annuler et changer de signe avec l'apparition de l'ordre. D'après les résultats de R.C. Hall, K_1 passe de $\sim + 1,6 \cdot 10^3$ à $\sim - 1,7 \cdot 10^3$ erg. cm⁻³ quand on ordonne l'alliage 41 Fe-Ni. Il était donc essentiel de nous assurer de l'existence et de l'évolution de l'ordre dans cet alliage.

Nous avons défini un état de référence désordonné ($R_{0\perp}$) par le traitement suivant: montée du four en température, palier de 10 minutes à 600°C ($600^\circ\text{C} > T_c$ température critique d'ordre), trempe sous champ transversal de 12.000 oersteds. Nous avons ensuite effectué la série de recuits indiqués dans le tableau 6. R_{\perp} désigne un recuit sous champ transversal saturant l'échantillon suivi d'une trempe sous champ, R_{\parallel} désigne le même traitement le champ étant axial. La figure 12 représente les courbes d'aimantation après le traitement 1 et 4.

Tableau 6

Traitement n°	1	2	3	4	5	6	7
Température	600° C	500° C	500° C	500° C	500° C	500° C	500° C
Durée	10 mn	2 h	24 h	67 h	2 h	25h 12	17h 26
Nature	$R_{0\perp}$	R_{\perp}	R_{\perp}	R_{\perp}	R_{\parallel}	R_{\parallel}	R_{\parallel}

La surstructure d'orientation doit être établie au bout de 2 h de traitement (cf. E.T. Ferguson [7]) et ne peut être responsable des variations d'énergie d'aimantation observées au cours des traitements 3 et 4 (voir fig. 12). De plus, le seul ordre directionnel dû à J_s ne peut expliquer les positions relatives des courbes d'aimantation après le traitement 1 et 4, pas plus que l'augmentation de 1 % de l'intensité d'aimantation à saturation de l'échantillon. Par contre, ces faits s'interprètent en admettant une diminution de K_1 due à l'apparition de l'ordre à courte distance.

Si nous changeons la direction du champ appliqué au cours du recuit, nous modifions l'ordre directionnel dû à J_s alors que "l'ordre ordinaire" continue à s'établir. C'est ce que nous avons fait dans les traitements 5, 6 et 7. L'ordre directionnel s'établit beaucoup plus rapidement, après le traitement 5 il est pratiquement établi. L'évolution observée entre 5 et 6 (voir fig. 13) est certainement due à "l'ordre ordinaire". Du tracé des courbes d'aimantation correspondant aux traitements 6 et 7, nous avons déduit la valeur de la variation d'énergie d'aimantation $\Delta W = W_{\perp} - W_{\parallel}$ donnée dans le tableau 7.

Des traitements analogues ont été effectués sur un échantillon de composition voisine (40 Fe-Ni) par E.T. Ferguson [9] qui a également mis en évidence l'apparition d'ordre courte distance.

A cause de l'évolution lente de "l'ordre ordinaire", il ne semble pas possible de mettre en évidence avec quelque certitude les faibles variations d'énergie d'aimantation dues à l'application d'une tension au cours du recuit sous champ.

II - Par l'étude des surstructures d'orientation dues à J_s .

Il est également intéressant d'étudier sur un fil la surstructure due à l'aimantation spontanée, obtenue en recuisant le fil à une température inférieure à celle de Curie et en le saturant par un champ magnétique axial ou transversal. Nous mesurons $\Delta W = W_{\perp} - W_{\parallel}$; W_{\perp} et W_{\parallel} étant les énergies d'aimantation du fil après traitement sous champ transversal et axial. Nous mesurerons également sur un échantillon de même provenance, ayant subi les mêmes traitements thermiques, E_s par une méthode rigoureuse. Nous pouvons ainsi comparer ΔW et E_s , pour des énergies induites relativement grandes. Le raisonnement développé au paragraphe précédent ne nous donne aucune information précise sur cette valeur. Elle dépend essentiellement de la variation, en fonction de E_s , de la répartition des domaines élémentaires dans l'état désaimanté après traitement. Nous avons : $\Delta W = W_{\perp} - W_{\parallel} = 2 (a' - a'') (w_1 - w_0 + E_s)$ et nous ignorons les valeurs de a' et a'' en fonction de E_s . Nous avons effectué cette étude sur deux échantillons : un alliage 50 Ni-Co et un alliage 41 Fe-Ni. Simultanément, E.T. Ferguson [9] a mesuré l'énergie d'anisotropie induite E_s , sur un échantillon de même provenance : 50 Ni-Co et sur un ferronickel de composition voisine : 40 Fe-Ni. Dans nos mesures et dans celles de E.T. Ferguson, les échantillons ont subi les mêmes traitements thermiques. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 7.

Tableau 7

Nature de l'échantillon	ΔW erg. cm ⁻³	E_s erg. cm ⁻³
50 Ni-Co	8 066	8 154
41 Fe-Ni	2 036	
40 Fe-Ni		2 514

Les courbes d'aimantation sont représentées sur les figures 13 et 14.

III - Par l'étude des courbes d'aimantation sous tension.

On peut enfin envisager d'induire dans l'échantillon une énergie d'anisotropie uniaxiale connue (autrement qu'en créant une surstructure) et de mesurer les variations d'énergie d'aimantation qui en résultent.

L'existence de la magnétostriction fait qu'un échantillon ferromagnétique soumis à un système de contraintes voit son énergie d'anisotropie varier. Il est possible de calculer cette variation dans le cas d'un polycristal constitué de cristallites orientées au hasard, soumis à un système de contraintes quelconques. Si l'échantillon à la forme d'un fil et si les contraintes se réduisent à une traction axiale, la variation d'énergie d'anisotropie a pour expression $E' = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cdot \lambda_s$ s'exprime en fonction des magnétostrictions principales et des constantes élastiques du matériau. Nous donnons par ailleurs les calculs de E' et de λ_s [10]. Prenons un fil polycristallin analogue à ceux que nous avons utilisés, désaimantons-le dans les mêmes conditions et relevons les courbes d'aimantation à tension zéro et pour des tensions croissantes, la tension étant maintenue pendant la désaimantation. Soit W_0 et W_{σ} l'énergie nécessaire pour aimanter le fil sous tension zéro et sous la tension σ . Traçons la courbe $\Delta W' = (W_{\sigma} - W_0)$ en fonction de $E' = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma$. Du point de vue

énergétique nous sommes dans des conditions analogues à celles de la surstructure. $\Delta W' = f(E')$ doit avoir une allure analogue à $\Delta W = f(E_s)$.

Nous avons relevé les courbes d'aimantation sous tension axiale de l'échantillon 55 Fe-Ni nous ayant servi à l'étude des surstructures d'orientation. La tension σ est maintenue pendant la désaimantation ; nous l'avons faite varier de 0 à 2,5 kg.mm⁻². Du relevé des courbes d'aimantation, nous avons déduit $\Delta W' = W_\sigma - W_0$ pour chacune des tensions appliquées. Le résultat des mesures est donné par le tableau 8 et la courbe de la figure 15.

Tableau 8

σ kg. mm ⁻²	0,128	0,255	0,499	0,998	1,498	1,997	2,501
$-\Delta W'$ erg. cm ⁻³	195	402	760	1567	1931	2200	2279

Si la présence du terme E' modifie la répartition des domaines dans l'état désaimanté, $\Delta W' = f(\sigma)$ doit être courbée. Or, l'expérience montre que la courbe $\Delta W' = f(\sigma)$ est une droite jusqu'à une tension de l'ordre de 1 kg.mm⁻², ce qui correspond à une énergie induite qui est une fraction notable de K_1 .

Une série d'expériences analogues effectuées sur l'alliage 44 Fe-Ni nous a également donné un départ linéaire de la courbe $\Delta W' = f(\sigma)$. Dès lors, on peut se demander si la surstructure d'orientation créée par recuit sous tension et la traction sur le fil, qui se traduisent énergétiquement par deux termes d'anisotropie uniaxiale de même forme ($E_s = kP$; $E' = k'\sigma$), entraînent les mêmes conséquences sur l'aimantation de l'échantillon. L'examen des courbes d'aimantation montre en effet qu'elles ne se déforment pas de la même façon dans les deux cas. Les courbes différences ($J_{(T)} - J_{(R_0)} = f(H)$) et ($J_\sigma - J_0 = f'(H)$) ont une allure très différente pour des variations d'énergie d'aimantation du même ordre de grandeur. Ce fait est encore accentué si on prend pour variable $\frac{H}{H_c}$ au lieu de H .

CONCLUSION.

L'ensemble des expériences précédentes ne nous permet pas de conclure avec certitude.

L'hypothèse d'une modification de la répartition des domaines de Weiss dans l'état désaimanté, en présence d'une énergie d'anisotropie induite, est très probable. L. Néel l'utilise d'ailleurs ([1] § 6 p. 235) pour expliquer les variations de la magnétostriction observées par différents auteurs après traitement thermique sous champ magnétique, variations que n'expliquent pas les changements de magnétostriction prévus par la théorie et dus aux surstructures d'orientation. En ce qui nous concerne, elle permet d'interpréter dans le cadre de la théorie de L. Néel la courbure de $\Delta W_1 = f(P)$ (Fig.9). Elle permet également de comprendre l'allure des courbes d'aimantation après traitement sous champ axial et transversal (fig. 13 et 14). Il nous paraît cependant indispensable de faire des expériences complémentaires permettant de vérifier cette hypothèse et de déterminer expérimentalement la répartition des domaines dans l'état désaimanté en l'absence et en présence de E_s . Pour cela, on peut penser à mesurer l'allongement relatif λ du fil quand on le sature à partir de l'état désaimanté, dans l'état traité (λ_T) et dans l'état de référence (λ_0). De la connaissance de λ_T , λ_0 et de la magnétostriction à saturation λ_s , on peut déduire la répartition des domaines de Weiss dans l'état désaimanté. Cette méthode n'était pas applicable car le montage ne nous permettait pas de traiter le fil sur toute sa longueur. Il est à remarquer qu'on rencontre des difficultés du même ordre quand on veut étudier la magnétostriction en mesurant l'allongement que subit un échantillon désaimanté, quand on le sature par application d'un champ magnétique dans une seule direction.

E - INFLUENCE DE L'ECART A LA LOI DE VEGARD. ETUDE DES ALLIAGES Ni-Co.

La théorie de L. Néel prévoit qu'il est impossible de créer un ordre directionnel par déformation élastique du réseau dans un alliage suivant la loi de Vegard. Nous nous proposons de le vérifier. Des mesures récentes de Taylor [11] ont montré que les alliages Ni-Co suivent pratiquement la loi de Vegard ; c'est donc dans ces alliages qu'il convient d'étudier le phénomène.

ETUDE DE L'ALLIAGE 90 Ni-Co.

Nous nous intéressons à la partie mécanique de la surstructure ; pour y accéder nous devons effectuer des recuits sous tension au-dessus de la température de Curie. Celle-ci ne doit pas être trop élevée sinon les temps de diffusion deviennent trop courts et il n'est plus possible de figer l'état obtenu par une trempe. Ces raisons nous ont fait choisir l'alliage 90 Ni-Co qui a une température de Curie de 482°C.

Nous avons soumis l'échantillon à une série de recuits successifs avec et sans tension et mesuré chaque fois l'énergie d'aimantation. L'état de référence (R_T) est défini par le traitement suivant : montée du four en température, palier d'une durée t à $524 \pm 1^\circ\text{C}$, trempe sous tension de 1 kg.mm^{-2} . Dans les recuits sous tension (T) le processus est le même mais la tension de 1 kg.mm^{-2} est appliquée au début du palier de température. Les résultats relatifs au premier échantillon sont résumés dans le tableau 9.

Tableau 9

Recuit n°	1	2	3	4	5	6	7	8
Nature	R_T	R_T	R_T	R_T	R_T	T	R_T	R_T
Durée	24 h	1 h 30	1 h 30	1 h 30	1 h 30	1 h 30	1 h 30	1 h 30
Energie d'aimantation en erg. cm^{-3}							E_7 5 827	
Différence $\Delta_{(i,j)}$ en erg. cm^{-3}		$\Delta_{(2,1)}$ 31	$\Delta_{(3,2)}$ 25,6	$\Delta_{(4,3)}$ 1,7	$\Delta_{(5,4)}$ -8,2	$\Delta_{(7,6)}$ 2,2	$\Delta_{(7,8)}$ 9,9	

$$\Delta_{(i,j)} = E_i - E_j \quad E_i \text{ énergie d'aimantation de l'échantillon après le recuit n}^\circ .$$

$\Delta_{(2,1)}$, $\Delta_{(3,2)}$, $\Delta_{(4,3)}$ et $\Delta_{(5,4)}$ nous donnent l'évolution de l'état de référence. Ces variations d'énergie d'aimantation semblent dues au fluage pendant la trempe sous tension.

Une variation de l'état de référence au cours du traitement sous tension (6) étant toujours possible, l'influence de la tension nous est donnée par $\Delta_{(7,6)}$, nous devons la comparer à l'évolution de l'état de référence après le traitement 6 soit $\Delta_{(7,8)}$. L'examen des valeurs numériques montre que l'application de la tension ne modifie pas de façon sensible l'énergie d'aimantation. Désirant étudier l'influence de la tension de traitement, nous avons porté sa valeur à $2,5 \text{ kg.mm}^{-2}$. L'importance du fluage est devenue telle que quelques dizaines de secondes de traitement ont rendu l'échantillon inutilisable.

Pour nous assurer que nous avons bien l'effet à l'équilibre, nous avons étudié un nouvel échantillon en portant la durée des traitements à 24 h. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 10.

Tableau 10

Recuit n°	1	2	3	4	5
Nature	T	R_T	T	R_T	R_T
Durée	24 h 07	24 h 14	24 h 13	24 h 10	24 h 0
Energie d'aimantation en erg. cm^{-3}		E_2 5732			
Différence $\Delta_{(i,j)}$ en erg. cm^{-3}	$\Delta_{(2,1)}$ 14,4	$\Delta_{(4,3)}$ 27,6			

$$\Delta_{(i,j)} = E_i - E_j \quad E_i \text{ énergie d'aimantation de l'échantillon après le recuit n}^\circ i$$

$\Delta_{(2,1)}, \Delta_{(4,3)}$ sont du même ordre de grandeur. Ici encore l'application de la tension n'induit pas de variation d'énergie d'aimantation notable (1). Toutefois ces faits ne nous permettent pas de conclure s'il existe ou non un effet, l'étude de l'alliage équiatomique s'impose.

ETUDE DE L'ALLIAGE 50 Ni-Co.

La température de Curie de l'échantillon étant élevée (860°C), il n'était pas possible de faire des recuits avec tension seule au-dessus de 860°C, de manière à avoir la partie mécanique de la surstructure. En effet, à ces températures le phénomène s'établit très vite et la trempe n'est plus assez rapide pour le figer. Dès lors, il faut éliminer l'influence de l'aimantation spontanée qui elle aussi produit une surstructure ; pour cela, on lui impose au cours du recuit une direction fixe au moyen d'un fort champ magnétique. La direction longitudinale de J_s est la plus facile à réaliser expérimentalement, mais la grande énergie d'anisotropie qui en résulte fait que, dans l'état désaimanté, les vecteurs J_s tendent à être proches de l'axe du fil. La courbe d'aimantation mesurée est alors très raide et la variation d'énergie uniaxiale produite par la tension la déplace peu. Nous avons donc utilisé un champ transversal. L'énergie d'aimantation correspond alors à un passage des vecteurs J d'une direction de facile à une direction de difficile aimantation de l'anisotropie uniaxiale. Nous pouvons ainsi détecter de faibles variations de cette anisotropie, dues à la tension pendant le recuit.

L'état de référence était défini comme suit : montée du four en température, palier de 6 h à $524 \pm 1^\circ\text{C}$, trempe sous tension de $1 \text{ kg} \cdot \text{mm}^{-2}$ (R_T) ou sans tension (R_0), le tout sous champ magnétique saturant le fil transversalement. Dans les traitements notés T, la tension est appliquée au début du palier de température. La durée et la température des recuits ont été choisies de manière à obtenir l'effet à l'équilibre [9]. Une étude préliminaire concernant l'état de référence R_T nous a montré qu'il était assez peu reproductible. Il est possible que la trempe sous tension en soit la cause. En effet, entre l'instant où le fil est mis sous tension et celui où la trempe agit, il peut s'établir dans les conditions les plus défavorables 10 à 15 % du phénomène [9] ; d'autre part, au cours de l'application de la tension, on n'est jamais certain de ne pas faire subir un choc au fil. Ces raisons nous ont amenés à utiliser l'état de référence R_0 . Nous donnons dans le tableau 11 les résultats de deux séries de mesures l'une à partir de R_T , l'autre à partir de R_0 .

Tableau 11

Recuit n°	1	2	3	4	5	6	7
Nature	R_T	T	R_T	R_T	R_0	T	R_0
Différence $\Delta_{(i,j)}$ en erg. cm^{-3}		$\Delta_{(3,2)}$	$\Delta_{(3,1)}$	$\Delta_{(7,6)}$	$\Delta_{(7,5)}$	$\Delta_{(5,4)}$	
		375	267	302	61	-13,8	
$\Delta_{(i,j)} = E_i - E_j$	E_i énergie d'aimantation de l'échantillon après le traitement n° i.						

Les valeurs de l'effet $\Delta_{(3,2)}$ et $\Delta_{(7,6)}$ sont comparables, $\Delta_{(7,6)}$ étant la plus probable. Nous attribuons au fluage les variations irréversibles $\Delta_{(3,1)}$ et $\Delta_{(7,5)}$ de l'état de référence au cours des traitements 2 et 6. Une étude de l'effet en fonction de la tension est pratiquement impossible : en deçà de $1 \text{ kg} \cdot \text{mm}^{-2}$ l'effet est trop petit pour être mesuré avec quelque certitude, au-delà le fluage est beaucoup trop important.

Ces résultats nous permettent de conclure qu'un recuit sous tension induit une énergie d'anisotropie, même dans le cas où l'alliage suit la loi de Vegard ($D_0 = 0$). Il est à remarquer que l'effet est plus grand que dans les ferronickels et qu'il est de signe contraire : le recuit sous tension crée une direction de plus facile aimantation suivant l'axe du fil. Une traction au cours du recuit a ici le même effet qu'un champ magnétique axial, mais l'amplitude de la variation d'énergie d'aimantation qui en résulte est beaucoup plus faible (cf. fig. 14 et fig. 16).

Dans le cadre de la théorie de L. Néel, il y a contradiction entre les résultats obtenus sur l'alliage 90 Ni-Co et l'alliage 50 Ni-Co. En effet, le facteur $c_a^2 c_b^2$ auquel l'effet est proportionnel ne varie que d'un facteur $\sim 7,7$ de l'un à l'autre des deux alliages.

(1) $\Delta_{(5,4)}$ est difficile à mesurer mais est certainement inférieure à $10 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Les résultats obtenus sur l'alliage 50 Ni-Co, nous permettent d'espérer dans le cas de l'alliage 90 Ni-Co, une variation d'énergie d'aimantation induite de ~ -40 erg.cm⁻³, pour une tension de 1 kg.mm⁻². Or, on trouve une variation de signe contraire dont l'amplitude est de l'ordre de 20 erg.cm⁻³.

Une étude théorique de E.T. Ferguson [12], relative aux propriétés des alliages binaires, permet de lever la contradiction précédente et de donner une interprétation possible de nos résultats.

F - ETUDE THEORIQUE DE E.T. FERGUSON RELATIVE AUX PROPRIETES DES ALLIAGES BINAIRES.

Nous n'exposerons pas ici en détail cette étude théorique, nous nous bornerons à montrer en quoi les hypothèses de départ diffèrent de celles de L. Néel et nous donnerons quelques résultats concernant la maille et l'ordre directionnel induit par déformation élastique du réseau. On considère l'énergie totale d'un alliage binaire AB comme étant la somme de termes relatifs chacun à une liaison entre deux atomes proches voisins.

L'énergie de liaison dépend de la distance des atomes, de leur nature et de l'orientation de leur moment magnétique par rapport à la liaison. On se borne à l'étude des cristaux cubiques où on ne tient compte que des interactions entre premiers et seconds voisins.

ENERGIE DE LIAISON.

On prend une énergie d'interaction entre atomes proches voisins de la forme :

$$E_{\eta PQ}^k = u_{\eta PQ} + l_{\eta PQ} P_2(\cos \varphi_k) + p_{\eta PQ} P_4(\cos \varphi_k) + e_{\eta PQ} (\varepsilon_{ii})^2$$

$$\left[v_{\eta PQ} + m_{\eta PQ} P_2(\cos \varphi_k) + q_{\eta PQ} P_4(\cos \varphi_k) \right] \varepsilon_{ii} + f_{\eta PQ} (\varepsilon_{ii})(\varepsilon_{jk}) \left(k_j k_k - \frac{1}{3} \delta_{jk} \right)$$

$$\left[w_{\eta PQ} + n_{\eta PQ} P_2(\cos \varphi_k) + t_{\eta PQ} P_4(\cos \varphi_k) \right] \varepsilon_{ij} \left(k_i k_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right) + g_{\eta PQ} \left[\varepsilon_{ij} \left(k_i k_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right) \right]^2$$

$E_{\eta PQ}^k$ est l'énergie relative à une liaison entre un atome P et un atome Q en position de premiers ($\eta = 1$) ou de seconds ($\eta = 2$) voisins dans la direction k.

φ_k est l'angle de l'aimantation spontanée \vec{J}_s avec la liaison PQ de direction k.

La variation relative de longueur d'une liaison de direction k a pour valeur ε_{ij} , k_i , k_j , ε_{ij} étant les composantes du tenseur de déformation.

Cette variation relative de longueur peut se décomposer en une partie isotrope $\frac{1}{3} \varepsilon_{ii}$ qui n'est autre chose que $\frac{1}{3} (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33})$ et en une partie anisotrope $\varepsilon_{ij} \left(k_i k_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right)$, δ_{ij} étant le symbole de Kronecker. On applique la convention de sommation sur tout indice répété dans un monome. Comme les relations de Cauchy ne sont pas satisfaites dans les métaux, on sait que les forces d'interaction ne sont pas centrales et on est amené à utiliser un terme d'interaction $E_{\eta PQ}^k$ qui n'est pas seulement fonction de la longueur de la liaison, mais de l'ensemble des composantes de ε_{ij} .

SIGNIFICATION DES CONSTANTES INTRODUITES.

a) u, v, w.

u énergie d'interaction ; u = 0 pour une solution idéale

v partie isotrope de la variation de cette énergie due à la déformation.

w partie anisotrope de cette même variation

b) l, m, n, p, q, t.

l, m et n caractérisent les interactions magnétiques du premier ordre

- l énergie d'interaction magnétique de la liaison
 m partie isotrope de la variation de cette énergie due à la déformation.
 n partie anisotrope de cette variation.
 p, q et t caractérisent de façon analogue les interactions magnétiques du second ordre.
 c) e, f, g.

Il faut également introduire dans l'expression de $E_{\eta PQ}^k$ des termes quadratiques traduisant la variation de l'énergie en fonction de ϵ_{ij} . Ce sont les termes en e, f, g qui jouent à l'échelle de la liaison un rôle analogue aux constantes élastiques.

Dans un alliage binaire AB, il y a 3 types de liaisons PQ : AA, AB, BB. A chaque type de liaisons correspond un jeu de constantes : u_{AA}, v_{AA} ; u_{AB}, v_{AB} ; u_{BB}, v_{BB} .

Cette forme de l'énergie de liaison $E_{\eta PQ}^k$ résulte de la prise en considération des termes quadratiques en ϵ_{ij} , des termes magnétiques du second ordre, de l'interaction des seconds voisins et de l'hypothèse des forces non centrales. L. Néel supposait au contraire que les forces étaient centrales, qu'il n'existait pas de termes quadratiques en ϵ_{ij} et négligeait les interactions dues aux seconds voisins. On retrouve l'expression donnée par L. Néel pour l'énergie de liaison à partir de $E_{\eta PQ}^k$ en ne tenant compte que des premiers voisins : $\eta = 1$, en faisant l'hypothèse des forces centrales : $v = \frac{1}{3} w$, $m = \frac{1}{3} n$ et $q = \frac{1}{3} t$ et en supprimant les termes en e, f, g.

ORDRE DE GRANDEUR DE CES CONSTANTES.

Les renseignements fournis par E.T. Ferguson sont donnés dans le tableau 12. N, Z et V_0 étant respectivement : le nombre d'atomes dans le cristal, le nombre de proches voisins et le volume du cristal ; le produit de la constante considérée par $\frac{N Z}{2 V_0}$ représente une densité d'énergie.

Tableau 12

Nature de la constante	Valeur en erg. cm ⁻³	déterminée à partir de :
$\frac{N Z}{2 V_0} \times v$	$\sim 10^{11}$	la maille
l	$\sim 10^8$	la magnétostriction
n		(h_1, h_2)
p	$\sim 10^6$	la constante K_1
q	$< 10^7$	la magnétostriction
t		(h_3, h_4, h_5)
e	$\sim 10^{12}$	des constantes
g		élastiques.

ENERGIE LIBRE $F = E - TS$.

On calcule l'entropie de configuration d'un alliage binaire AB, de structure cubique, en présence d'ordre à courte et longue distance, en se bornant à l'interaction premiers voisins, faute de savoir faire le calcul pour les seconds voisins. Pour cela, on utilise l'approximation dite "quasi chimique".

Il est à remarquer, que dans les calculs ultérieurs, E.T. Ferguson n'explicite pas les dérivées partielles de l'entropie qu'il utilise. Ceci à l'avantage de ne pas imposer une forme particulière de l'entropie et de permettre d'utiliser celle qui s'adapte le mieux au problème que l'on a à traiter. Il est également à remarquer, que les calculs relatifs à E, où on tient compte de l'interaction entre seconds voisins, ne seront pleinement utilisables que quand on saura tenir compte de cette même interaction dans le calcul de l'entropie de configuration.

A partir de l'énergie libre F , on calcule pour un alliage binaire AB : la maille, les constantes élastiques, les constantes de magnétostriction h_1, h_2, h_3, h_4 et h_5 , la constante d'anisotropie K_1 et le degré d'ordre directionnel induit par un recuit à haute température sous champ et déformation élastique, ainsi que les modifications des propriétés du cristal dues à l'apparition de cet ordre directionnel. Ces calculs sont faits pour toutes les valeurs de la concentration et des degrés d'ordre à courte et longue distance. On peut également déduire de l'expression de F la théorie habituelle de l'ordre ordinaire, dans le cadre de l'approximation "quasi chimique".

RESULTATS RELATIFS A LA MAILLE.

Le calcul montre, que pour un alliage binaire désordonné, la variation de la maille en fonction de la concentration est de la forme $(A + B\rho + C\rho^2)/K$, où $K = A' + B'\rho + C'\rho^2$ est la compressibilité. ρ est un paramètre lié à la concentration : $c_a = \frac{1}{2}(1 + \rho) = 1 - c_b$. Si l'alliage s'ordonne, l'expression est encore plus compliquée, il s'ajoute aux deux formes quadratiques des termes dépendant de l'ordre. Ce résultat est en accord avec celui qu'avait trouvé Dienes [13] en utilisant l'hypothèse des forces centrales et en se bornant à l'interaction entre premiers voisins. Rappelons que la théorie de L. Néel conduit à une variation parabolique de la maille en fonction de la concentration, ce fait est dû à ce que L. Néel ne tient pas compte de la variation de la compressibilité en fonction de la concentration.

La façon dont L. Néel détermine l'écart à la loi de Vegard (§ 18 p. 237 de [1]) suppose non seulement que K est indépendant de ρ (variation parabolique de la maille en fonction de ρ), mais aussi que l'on néglige l'interaction due aux seconds voisins. En effet, si on tient compte de cette interaction, la maille de l'alliage ordonné ne tombe plus en général sur la tangente à l'extrémité de la parabole comme le suppose L. Néel (§ 18 p. 237 fig. 1 de [1]).

La maille des alliages Fe-Ni a été mesurée avec grande précision, en l'absence et en présence d'ordre, par Wakelin et Yates [14]. Nous avons placé les points correspondants à l'état désordonné sur une parabole par une méthode de moindres carrés. L'accord obtenu est satisfaisant (cf. Tableau 13). Nous avons ensuite tracé sur le même graphique (fig. 17) la parabole calculée et la tangente à son extrémité côté Ni. Puis nous avons placé les points expérimentaux correspondant à l'état ordonné et désordonné. La contraction prévue par L. Néel est 0,0006, Å alors que la contraction mesurée est de 0,0021, Å, soit 3,3 fois plus.

Tableau 13

Pourcentage atomique de Ni	Maille en Å à 20° C		
	Etat désordonné		Etat ordonné
	Valeur mesurée	Valeur calculée	Valeur calculée
50	3,5865 ₅	3,5865 ₅	3,5864 ₅
70	3,5606 ₆	3,5607 ₆	3,5991 ₈
72	3,5583 ₄	3,5582 ₃	3,5569 ₀
74	3,5557 ₆	3,5557 ₀	3,5539 ₃
75	3,5544 ₂	3,5544 ₅	3,5522 ₇
76	3,5534 ₄	3,5531 ₉	3,5511 ₆
78	3,5505 ₄	3,5506 ₈	3,5494 ₃
80	3,5480 ₆	3,5481 ₈	3,5479 ₂
100 (1)	3,5237 ₀	3,5236 ₈	

(1) Valeur la plus probable de la maille du Ni pur à 20° C.

ENERGIE D'ANISOTROPIE UNIAXIALE INDUITE PAR L'ORDRE DIRECTIONNEL CREE PAR UN RECUIT SOUS DEFORMATION ELASTIQUE DU RESEAU.

1/ On montre que ce sont les termes w qui décrivent ce phénomène et que l'écart à la loi de Vegard, qui dépend des termes v , n'intervient pas. Il apparaît dans l'expression de l'énergie d'anisotropie induite le facteur $(w' + 3 \epsilon_0 f')$ qui dépend de la concentration de l'alliage étudié. $w' = \frac{1}{4} (w_{AA} + w_{BB} - 2 w_{AB})$, $f' = \frac{1}{4} (f_{AA} - f_{BB} - 2 f_{AB})$. ϵ_0 dépend de la concentration et est lié à la maille par la relation $a = a_0 (1 + \epsilon_0)$. Les termes v' et w' d'une part, et les termes e' , f' et g' d'autre part, sont du même ordre de grandeur. On montre de plus que $v' \sim \epsilon_0 e'$, il en résulte que $w' \sim \epsilon_0 e' \sim \epsilon_0 f'$. Les signes respectifs de w' et $3 \epsilon_0 f'$ pouvant être quelconques, il n'est pas exclu que $w' + 3 \epsilon_0 f'$ s'annule. Nous pensons que l'existence de ce facteur nous permet de donner une interprétation possible de nos mesures relatives aux alliages Ni-Co.

2/ On montre également, que le traînage mécanique et la relaxation de la magnétostriction, étudiés à haute température, permettent d'obtenir des informations sur le facteur $(w' + 3 \epsilon_0 f')$.

G - COMPARAISON QUANTITATIVE DE LA THEORIE DE L. NEEL ET DE L'EXPERIENCE.

Pour pouvoir vérifier quantitativement la théorie de L. Néel, il faut connaître les valeurs de S , L_0 , $\frac{D_0}{r_0}$, χ_0 et des modules d'élasticité C_{11} , C_{12} , C_{44} , (cf. eq. 23 p. 9), qui sont nécessaires pour le calcul de l'énergie de surstructure induite. Les magnétostrictions principales et les modules d'élasticité de l'alliage ainsi que leur variation en fonction de la concentration des constituants, permettent d'accéder à L_0 , alors que la connaissance de la maille en fonction de la concentration entraîne celle de $\frac{D_0}{r_0}$.

VALEURS DES CONSTANTES PHYSIQUES.

a) Modules d'élasticité C_{11} , C_{12} , C_{44} ; compressibilité χ_0 .

Il ne semble pas que les modules d'élasticité des alliages Fe-Ni et Ni-Co aient été mesurés. Il en est de même de la compressibilité χ_0 . Par contre, les modules d'élasticité du Ni sont bien connus et les mesures récentes ont été faites à la saturation.

On trouve également les modules d'élasticité du cobalt cubique, mais ces valeurs résultent d'un calcul fait à partir des données relatives au Co hexagonal.

Les valeurs numériques et les références sont rassemblées dans le tableau 14.

Tableau 14

	C_{11}	C_{12}	C_{44}	Référence
Ni 10^{12} dyne. cm^{-2}	2,465	1,473	1,247	[15]
Co 10^{12} dyne. cm^{-2}	3,03 ₇	1,54 ₃	0,74 ₇	[16]

b) Magnétostriction principales λ_{100} , λ_{111} .

Les magnétostrictions du Ni des alliages Fe-Ni et Ni-Co ont été mesurées par de nombreux auteurs. Nous donnons les références respectivement en [17], [18] et [19]. La figure 18 résume les résultats relatifs aux alliages Ni-Co.

c) Mailles.

La valeur actuellement admise pour le Ni pur est : 3,5166 kX à 20°C [20]. Les résultats de Owen et Yates [21] nous ont servi à déterminer l'écart à la loi de Vegard des ferronickels, alors que les résultats de Taylor [11] nous ont permis d'affirmer que les alliages Ni-Co suivaient pratiquement la loi de Vegard.

DETERMINATION DE LA CONSTANTE DE COUPLAGE L_o .

Le point de départ du calcul est la relation :

$$\frac{n N_a l}{2 V} = \frac{9}{2} (C_{44} \lambda_{111} - (C_{11} - C_{12}) \lambda_{100})$$

n nombre de proches voisins dans le système cristallin considéré (c.f.c. $n = 12$)

N_a nombre d'Avogadro

V volume atomique

Pour un alliage binaire AB, de concentrations atomiques c_a, c_b , l a pour expression :
 $l = c_a l_{aa} + c_b l_{bb} + 2 c_a c_b l_{ab}$ (l_{aa}, l_{ab}, l_{bb} étant les valeurs de l relative au corps a pur à l'alliage équiatomique ab et au corps b pur).

En tenant compte de la valeur de l et en remarquant que $c_a + c_b = 1, N_a l$ s'écrit :

$$N_a l = N_a [l_{aa} + c_b (l_{ab} - l_{aa}) + c_b^2 (l_{aa} - 2 l_{ab} + l_{bb})]$$

$$N_a l = L_{aa} + c_b (L_{ab} - L_{aa}) + c_b^2 L'$$

$$L' = L_{aa} + L_{bb} - 2 L_{ab}$$

Il résulte de ceci, que le produit $\frac{9V}{n} [C_{44} \lambda_{111} + (C_{11} - C_{12}) \lambda_{100}]$ varie paraboliquement en fonction de c_b . L_o est la valeur de L' à la température T_o ; on utilisera donc les valeurs de $C_{11}, C_{12}, C_{44}, \lambda_{100}$ et λ_{111} à la température T_o , pour calculer la quantité précédente. On place ensuite les points calculés à l'aide des données expérimentales sur une parabole de la forme $A + B c_b + C c_b^2$, par une méthode de moindres carrés. Le coefficient de c_b^2 représente L_o .

CAS DES ALLIAGES Fe-Ni.

Le calcul n'est pas possible car nous ne connaissons pas la variation de C_{11}, C_{12}, C_{44} en fonction de la concentration. Nous savons cependant que ces modules varient avec la concentration en nickel. En effet, le module d'Young et le coefficient de Poisson des ferronickels polycristallins varient de façon notable de 50 à 100 % de Ni. Il est cependant à remarquer que ces mesures n'ont pas toujours été faites sur le matériau saturé, ce qui leur enlève une grande partie de leur signification.

CAS DES ALLIAGES Ni-Co.

Nous avons d'abord calculé L_o en utilisant les valeurs de C_{11}, C_{12}, C_{44} relatives au nickel pur. Nous avons ensuite supposé une variation linéaire des modules d'élasticité en fonction de la concentration, entre les deux valeurs extrêmes du nickel et du cobalt. Nous avons utilisé pour le cobalt cubique la valeur calculée par Dragsdorf [16]. Nous avons obtenu $+ 2,45 \cdot 10^8$ erg et $-6,30 \cdot 10^8$ erg, ces valeurs étant rapportées à l'atome gramme. Il est à remarquer que L_o change de signe et varie d'un facteur 4. Signalons cependant que le cas des alliages Ni-Co est particulièrement défavorable à cause de la grande pente de $\lambda_{100} = f(c_b)$ (cf. Détermination de la constante L_o et voir fig. 18). Ceci nous montre la grande importance de la variation des constantes élastiques en fonction de la concentration. Tout calcul négligeant cette variation ne peut donner qu'un ordre de grandeur assez grossier de L_o .

DETERMINATION DE $\frac{D_o}{r_o}$.

a) A partir de la variation de la maille en fonction de la concentration.

La théorie de L. Néel prévoit une variation parabolique de la maille en fonction de la concentration. Nous avons placé les points expérimentaux sur une parabole par une méthode de moindres carrés et à partir de ce résultat, nous avons déterminé D_o et r_o , maille de l'alliage équiatomique. Seuls nous intéressent les ferronickels en phase γ , aussi nous avons seulement utilisé les mesures

relatives aux alliages titrant plus de 50 % de Ni. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 15.

Tableau 15

S_c	15	100	200	300	400	500	600° C
$\frac{D_0}{r_0}$	0,0046	0,0051	0,0049	0,0035	0,0052	0,0021	non calculable

Il ressort de ces résultats, que $\frac{D_0}{r_0}$ est fonction de la température. Nous pensons que la moins bonne précision des mesures effectuées à température élevée et la variation non linéaire de la maille en fonction de la température, en sont responsables. L'existence même du ferromagnétisme entraîne un changement de pente de la courbe $a = f(T)$, pour la température de Curie. Dès lors, il faut voir si au-dessus de la température de Curie la maille de ces alliages varie linéairement en fonction de la température. S'il en est ainsi, on peut extrapoler cette partie linéaire pour $T < T_c$ et à partir de ces données calculer $\frac{D_0}{r_0}$. Si les pentes des courbes $a = f(T)$, pour $T > T_c$, de l'ensemble des alliages sont les mêmes, $\frac{D_0}{r_0}$ restera constant. Malheureusement, les données expérimentales ne permettent pas cette étude, la gamme de températures couverte étant insuffisante pour les alliages 82,2 Ni-Fe, 72,8 Ni-Fe et 57,0 Ni-Fe. Pour le Ni et les alliages 96,6 Ni-Fe, 93,8 Ni-Fe et 90,8 Ni-Fe, il semble bien que les pentes des courbes $a = f(T)$ pour $T > T_c$ soient sensiblement les mêmes.

La théorie de L. Néel ne tenant pas compte de la dilatation thermique, seule une valeur de $\frac{D_0}{r_0}$ indépendante de la température est acceptable. Il ne nous semble pas possible par ce procédé, de déterminer $\frac{D_0}{r_0}$ à mieux qu'un facteur deux près.

b) A partir de la contraction relative consécutive à l'apparition de l'ordre dans l'alliage Fe-Ni.

L. Néel donne ce calcul au § 18 p. 23 de [1]. Nous remarquerons seulement que les auteurs ne sont pas d'accord sur la valeur de cette contraction. Nous avons résumé dans le tableau 16 les résultats trouvés dans la littérature.

Tableau 16

Auteur	Référence	Valeur de $\frac{\Delta a}{a}$	Nature de la mesure
Leech et Sykes (1939)	[22]	$8,1 \cdot 10^{-4}$ ($\pm 20\%$)	Mesure de Maille
Chikazumi (1950)	[23]	$4 \cdot 10^{-4}$	Dilatométrie
Wakelin et Yates (1953)	[14]	$6,1 \cdot 10^{-4}$	Mesure de maille (5 décimales la 4 ^e étant exacte)

Il y a encore un facteur 1,5 à 2 entre les auteurs, la valeur de Wakelin et Yates semblant la plus probable.

VALEUR DE S.

L. Néel donne au § 11 p. 33 de [1] les valeurs de S. Un calcul analogue effectué par E.T. Ferguson [12] à partir de valeurs plus récentes des mesures de chaleur spécifique à la traversée de la transformation ordre désordre des ferronickels γ , donne des résultats légèrement différents.

L. Néel prenait $\frac{v}{k T_1} \sim 1$, alors que E.T. Ferguson prend $\frac{v}{k T_1} \sim 1,5$ ($\frac{v}{k} = 1200^\circ K$).

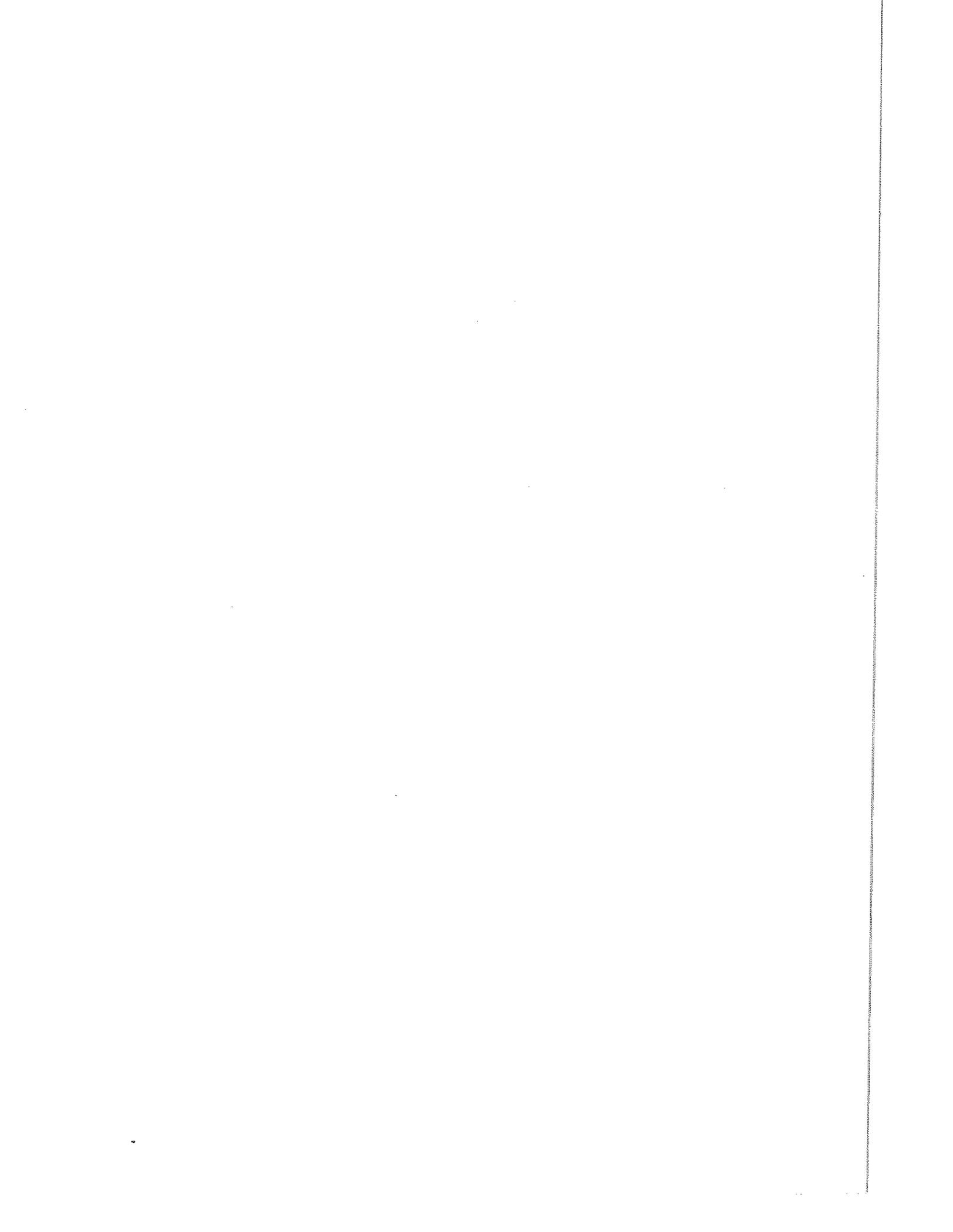
Pour une température de traitement de 773°K, les valeurs de S sont 0,708 pour une concentration de 40 % en Ni et 0,864 pour 50 %.

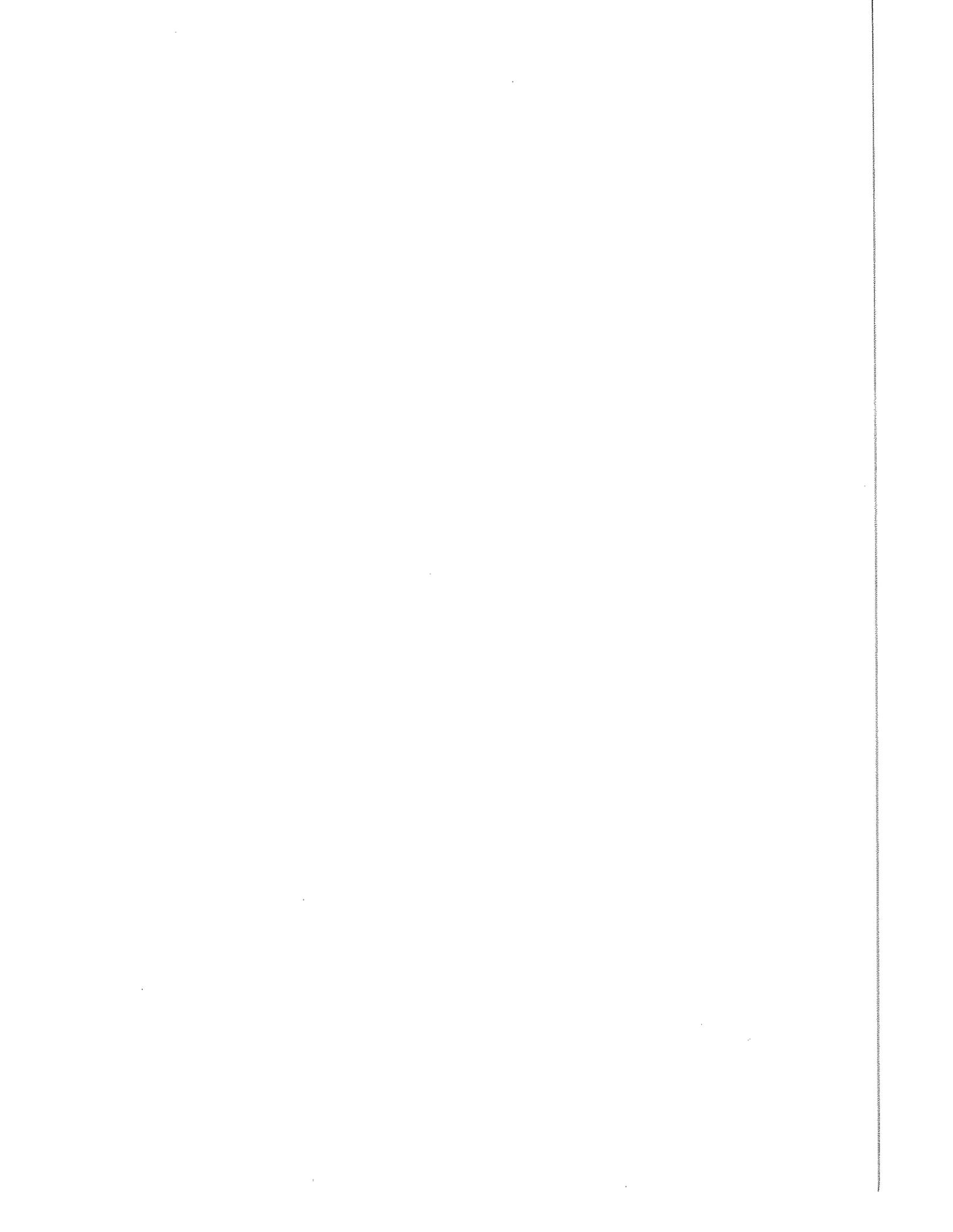
CAS D'UN POLYCRISTAL.

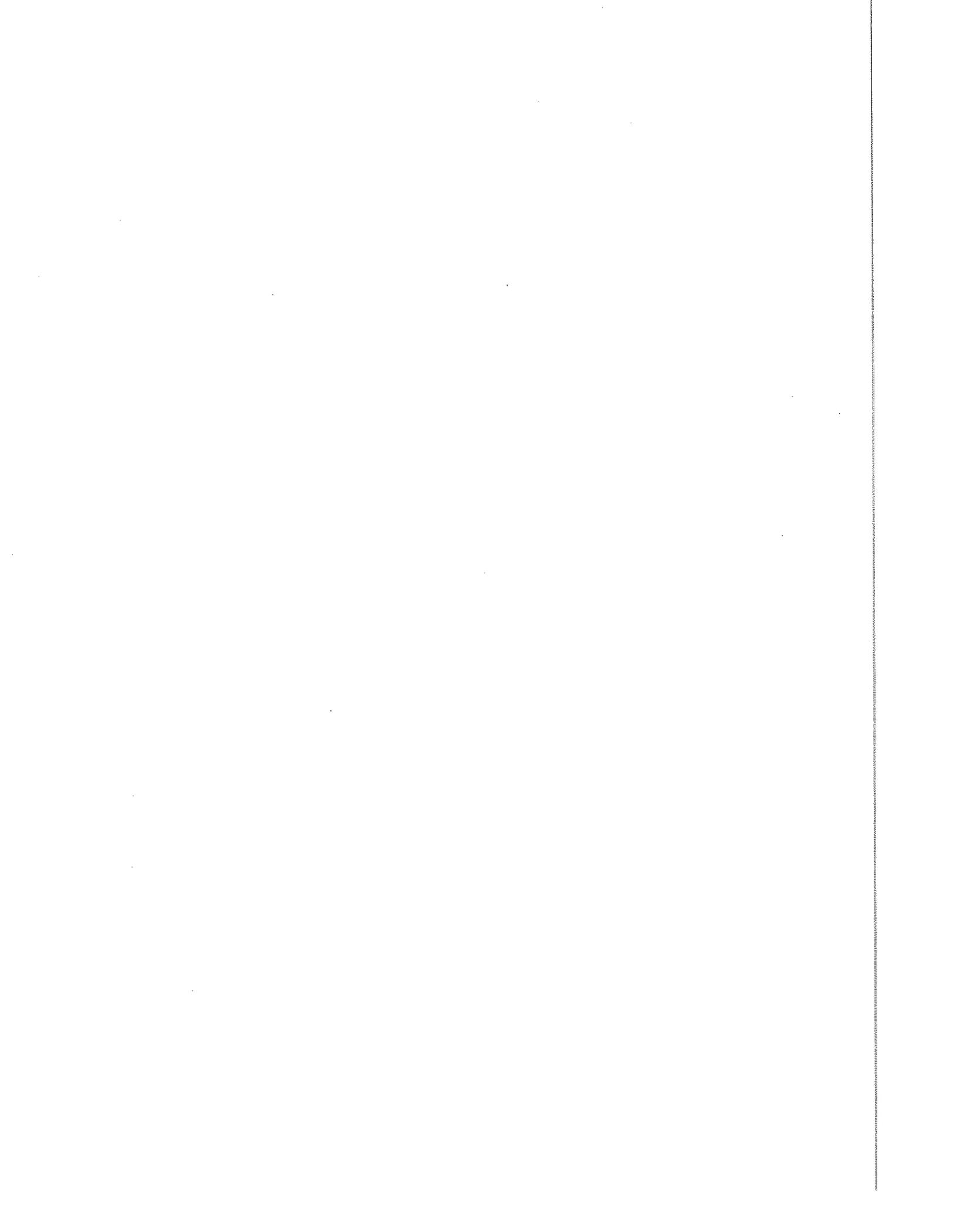
L'énergie d'anisotropie induite contient le facteur K (cf eq. 23 p. 9). La détermination de K suppose la connaissance des constantes élastiques de l'alliage étudié (cf. [3] et [10]). Nous n'avons aucune donnée sur ces constantes.

CONCLUSION.

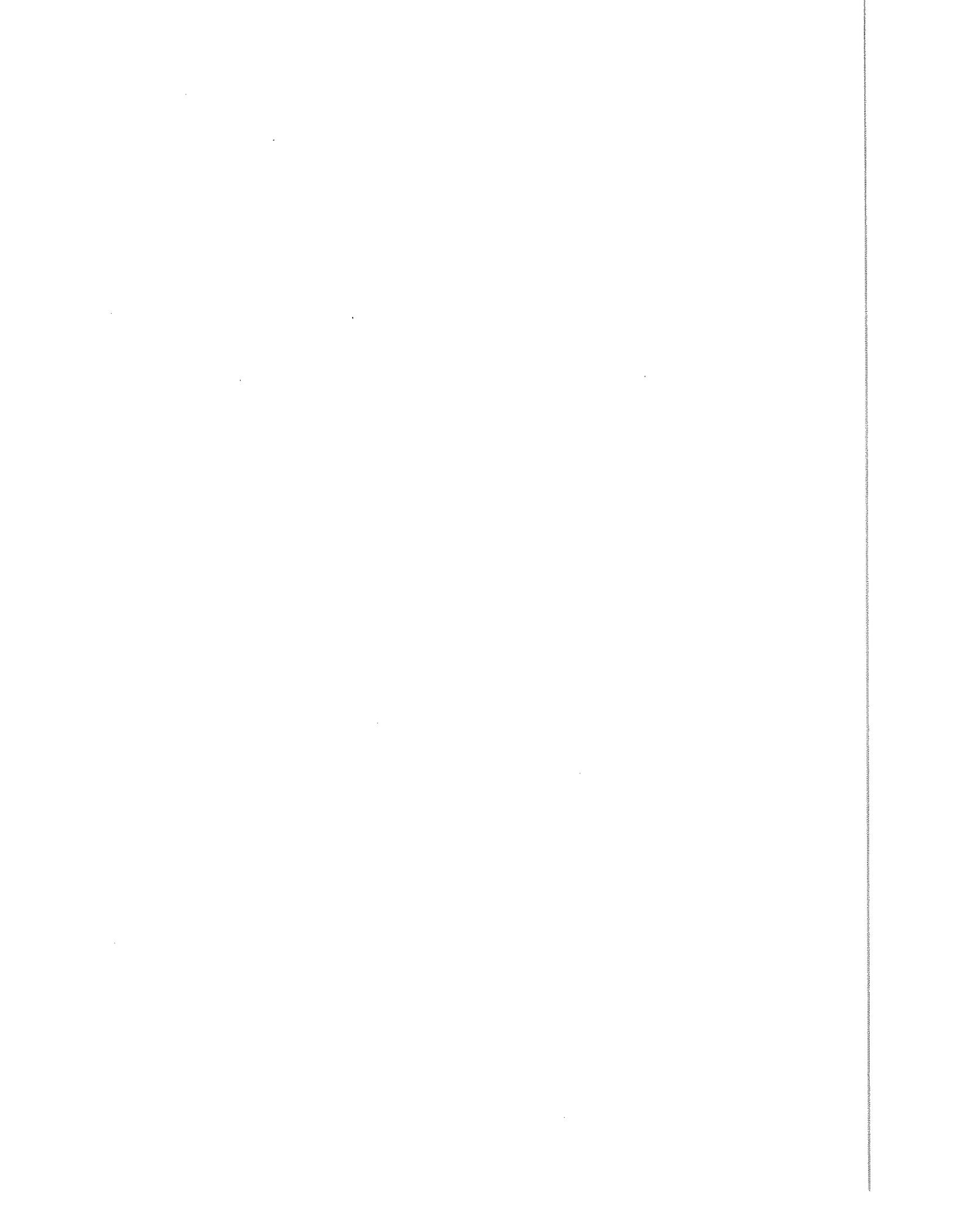
L'imprécision sur L_0 , $\frac{D_0}{r_0}$ et sur K font que toute vérification quantitative précise semble actuellement illusoire. Signalons cependant que dans le cas des ferronickels la théorie de L. Néel donne le bon ordre de grandeur.











VIII

TRAINAGE MÉCANIQUE ET ORDRE DIRECTIONNEL INDUIT PAR DÉFORMATION ÉLASTIQUE, DANS UN ALLIAGE BINAIRE

A - INTRODUCTION.

Considérons une solution solide, de constituants A et B, à une température T_1 où les atomes diffusent facilement. Si la solution solide est ferromagnétique, nous choisirons $T_1 > T_c$, T_c étant la température de Curie.

Provoquons une déformation élastique du réseau en lui appliquant des contraintes. Il en résulte l'apparition d'un ordre directionnel induit. Comme les dimensions du réseau dépendent du degré d'ordre directionnel, et que celui-ci est modifié, il apparaît une déformation anélastique, qui s'ajoute à la déformation élastique. Cette déformation supplémentaire évolue tant que la nouvelle valeur à l'équilibre du degré d'ordre directionnel n'est pas atteinte. La solution solide présente donc un traînage mécanique. Si la solution solide est ferromagnétique, on observe en outre une énergie d'anisotropie induite en figeant par une trempe l'état d'équilibre obtenu à la température T_1 .

Zener [24] le premier a prévu les propriétés anélastiques des solutions solides que nous venons de signaler. L'interprétation qu'il en a donnée est connue sous le nom de "théorie des paires". Le Claire et Lomer [25] ont proposé une interprétation plus générale de ce phénomène. Néel [1] a montré, que dans le cas particulier d'une solution solide ferromagnétique, l'ordre directionnel induit entraînait l'apparition d'une énergie d'anisotropie magnétique supplémentaire. Il ne s'est pas préoccupé du traînage mécanique, mais ce dernier se déduit simplement de la théorie des propriétés élastiques d'une solution solide, qu'il développe dans le mémoire cité. Un calcul plus général de Ferguson [12] englobe les deux phénomènes et permet de retrouver les théories de Le Claire et Lomer et de Néel.

Nous nous proposons de montrer en quoi diffèrent ces diverses théories et quel parti on peut tirer du traînage mécanique dans l'étude des surstructures d'orientation induites par déformation élastique. Pour faciliter la lecture de ce qui suit, nous rappellerons brièvement en appendice, la théorie formelle du traînage mécanique.

B - LES THEORIES DU TRAINAGE MECANIQUE.

Nous rappellerons de façon très succincte la "théorie des paires" de Zener. L'exposé des autres théories dépasse le cadre de travail, nous nous bornerons à montrer en quoi elles diffèrent. Zener [24] suggère que le processus de relaxation est dû à une réorientation de paires d'atomes dissous proches voisins. Il considère des atomes de soluté et de solvant de tailles différentes et un réseau cubique. Un atome dissous unique introduit une distorsion élastique de symétrie cubique, alors qu'une paire d'atomes dissous produit une distorsion de symétrie uniaxiale, autour de la direction de l'axe de la paire. En l'absence d'efforts de cisaillement extérieurs, toutes les paires sont réparties au hasard. L'effet d'un cisaillement est de diminuer l'énergie des paires orientées dans une certaine direction de proches voisins, par rapport à celle des paires orientées dans les autres directions. Il en résulte un changement de la distribution des paires dans les différentes directions de proches voisins, de manière à rendre l'énergie libre minimale. L'agitation thermique tend à contrarier ce changement de distribution. C'est cette redistribution de paires dans les diverses directions de proches voisins qui est à l'origine de l'anélasticité observée.

On obtient pour l'intensité de relaxation Δ_M (cf. appendice) :

$$\Delta_M = \frac{M_i - M_R}{M_R} = \frac{\gamma z N_v M_i \lambda^2 c^2}{2 k T} = \frac{\gamma z N_v a^2 \eta^2 c^2}{2 k T M_i}$$

où γ est un coefficient numérique dépendant du type de réseau et de l'orientation du cristal, z le nombre de proches voisins, c la concentration atomique de soluté, N_v le nombre d'atomes par unité de volume, et M_i le module instantané. λ et η ont pour expression :

$$\lambda = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n_p} \right)_{\sigma, \tau} ; \quad \eta = \frac{\partial w}{\partial a}$$

ε est la déformation et n_p l'excès de paires d'atomes dissous, par unité de volume, dans la direction de déformation, par rapport au nombre de paires, dans cette même direction lorsque la distribution est au hasard. w est la combinaison habituelle des énergies de liaison $w_{AA} + w_{BB} - 2w_{AB}$ et a est la distance interatomique. (η n'est autre que le terme Q de Néel).

Dans un autre mémoire [26] Zener a montré que λ (ou η) était lié au facteur de forme, c'est-à-dire au changement relatif de la maille par unité de concentration de soluté $\left(\sim \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial c} \right)$. Le facteur de forme est en relation directe avec la taille des atomes de soluté. Dans un article récent, Nowick et Séraphim [27] ont montré que cette prévision de Zener n'était pas confirmée par l'expérience. Ces auteurs ont rassemblé des données relatives à un grand nombre d'alliages binaires polycristallins et ont constaté qu'il n'existait aucune corrélation entre les intensités de relaxation observées et le facteur de forme.

Cette théorie amène quelques remarques qui font ressortir ses faiblesses. Le concept de paires d'atomes dissous n'a plus aucune signification à des concentrations de 20 à 50 % de soluté, pour lesquelles on fait habituellement les mesures. Même quand ce concept est valable, la théorie de Zener ne prévoit pas le traînage de la compressibilité, car elle suppose qu'une contrainte hydrostatique ne modifie pas la répartition des paires d'atomes dissous. Enfin, cette théorie ne tient aucun compte de l'existence possible d'un ordre à courte et à longue distance.

Le Claire et Lomer sont allés plus avant et ont développé une théorie de l'ordre directionnel à courte distance, dans un cristal cubique déformé. Selon ces auteurs, le degré d'ordre à l'équilibre du cristal déformé diffère de celui du cristal non déformé. Comme les dimensions du réseau dépendent du degré d'ordre à courte distance, le changement de celui-ci, induit par les contraintes appliquées, provoque l'apparition d'une déformation anélastique supplémentaire, qui dure tant que le nouvel état d'équilibre n'est pas atteint.

Ils donnent pour l'expression de l'intensité de relaxation⁽¹⁾ :

$$\Delta_M = \frac{\alpha N_v a^2 f \eta^2 c_A^2 c_B^2}{M_i k T}$$

α est un facteur géométrique sans dimension qui dépend du réseau et de la contrainte appliquée (cisaillement ou contrainte hydrostatique), f une fonction du degré d'ordre à courte distance et des concentrations qui tend vers un pour une solution désordonnée. ($f c_A^2 c_B^2$ est identique à S de Néel).

Dans l'expression qu'ils donnent de $\eta = \frac{\partial w}{\partial a}$, la quantité $\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c} \cdot \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial c} + \frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial c^2}$ est en facteur.

Ces auteurs négligent, sans en donner de raisons valables⁽²⁾, le terme $\frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial c^2}$, qui n'est autre que l'écart à la loi de Vegard. Quand on suppose $\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial c} \sim 1$, $f = 1$ et c_B petit devant 1, on retrouve la théorie de Zener.

Pour les termes mécaniques, les hypothèses de Néel sont analogues à celles de Le Claire et Lomer, sauf en ce qui concerne la compressibilité, que Néel suppose indépendante de la concentration. Dans le terme $Q = \frac{\partial w}{\partial r}$ de la théorie de Néel, n'intervient de ce fait que l'écart à la loi de Vegard, c'est-à-dire le terme que négligent le Claire et Lomer.

Dans les théories de Le Claire et Lomer et Néel, on considère des interactions centrales entre premiers voisins, dans le cas où il n'existe pas d'ordre à longue distance. Dans une étude théorique dont nous avons donné un bref résumé (VII, F, p. 36), Ferguson, ne considère plus les

(1) Le Claire et Lomer définissent Δ_M par : $\Delta_M = \frac{M_i - M_R}{M_i}$: Δ_M ainsi défini diffère peu du Δ_M habituel car $M_i - M_R$ est petit.

(2) La variation de la compressibilité des alliages binaires, en fonction de la concentration, est assez mal connue. Les données sont incomplètes ou inexistantes. La variation de la maille en fonction de la concentration a été plus étudiée. Tant que nous n'aurons pas des informations précises, à la fois sur les variations de K et de a en fonction de la concentration, il ne sera pas possible de se prononcer sur l'importance relative des deux termes précédents.

interactions centrales, sépare les phénomènes isotropes des phénomènes anisotropes, fait intervenir les interactions seconds voisins et se place en présence d'ordre à longue et courte distance. Il calcule la compressibilité à partir de ses hypothèses, au lieu de l'introduire de façon formelle. Il donne, pour les intensités de relaxation, en se bornant aux premiers voisins, les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta_K &= \frac{(C_{11} + 2 C_{12})_i - (C_{11} + 2 C_{12})_R}{(C_{11} + 2 C_{12})_R} = \frac{N_v z 3 v_1^2}{2 k T_1 d_2^1 (C_{11} + 2 C_{12})_R} \\ \Delta_G &= \frac{(C_{44})_i - (C_{44})_R}{(C_{44})_R} = \frac{\vartheta_1^1 N_v z w_1^2}{2 k T_1 d_2 (C_{44})_R} \\ \Delta_{G'} &= \frac{(C_{11} - C_{12})_i - (C_{11} - C_{12})_R}{(C_{11} - C_{12})_R} = \frac{\vartheta_2^1 N_v z w_1^2}{2 k T_1 d_2 (C_{11} - C_{12})_R} \end{aligned} \right.$$

d_2 et d_2^1 sont des fonctions de la concentration et des degrés d'ordre à courte et à longue distance, qui se déduisent de l'entropie de configuration. Dans l'hypothèse de l'approximation quasi chimique d_2^1 est identique à S de Néel, quand il n'y a pas d'ordre à longue distance. ϑ_1^1 et ϑ_2^1 sont des facteurs géométriques dépendant du type de réseau considéré. v_1 et w_1 sont les valeurs à la température T_1 , de $(v' + 6 \epsilon_o e')$ et de $(w' + 3 \epsilon_o f')$. $v' = \frac{1}{4} (v_{AA} + v_{BB} - 2 v_{AB})$; w' , e' , f' sont des expressions analogues en fonction de $w_{AA} \dots, e_{AA} \dots, f_{AA} \dots$. ϵ_o , v , w , e , f ont été définis au § VII, f.

Il est à remarquer que Δ_K est proportionnel à v_1^2 alors que Δ_G et $\Delta_{G'}$ sont proportionnels à w_1^2 . Cela tient à ce qu'il ne considère pas des interactions centrales et sépare les phénomènes isotropes des phénomènes anisotropes. Le terme v_1 décrit les effets isotropes, il apparaît donc dans le traînage de la compressibilité (Δ_K), alors que le terme w_1 qui décrit les effets anisotropes, apparaît dans la relaxation des deux modules de cisaillement $G = C_{44}$ et $G' = (C_{11} - C_{12})$. Seul v_1 dépend de l'écart à la loi de Vegard. Rappelons que w est en facteur dans l'expression de l'énergie d'anisotropie induite par une déformation élastique et dans l'expression de la relaxation de la magnétostriction.

Quand on fait, à partir de l'étude de Ferguson, les hypothèses de Le Claire et Lomer, on retrouve leur résultat avant qu'ils ne négligent le terme $\frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial c^2}$.

C - TRAINAGE MECANIQUE ET ECART A LA LOI DE VEGARD.

Si la théorie de Néel est vérifiée, l'intensité de relaxation Δ_M doit varier comme le carré de l'écart à la loi de Vegard. Nowick et Séraphim [27] ont rassemblé les données relatives à l'intensité de relaxation Δ_G et à l'écart à la loi de Vegard, pour de nombreux alliages polycristallins. Ils ont ramené les intensités de relaxation à une même concentration (16 % atomique de soluté) à l'aide de la relation $c^2 (1 - c)^2$. La correction était d'ailleurs minime dans la majorité des cas. Pour les alliages Ag - Pd, Ag - Au et Cu - Ni, on n'a pas observé de pic de frottement interne et les auteurs ont estimé que l'intensité de relaxation était inférieure à 10^{-3} . Ils montrent qu'il faut comparer l'intensité de relaxation Δ_G à la quantité sans dimension $K_2^2 G (N_v k T)^{-1}$ (K_2 n'étant autre que $\frac{D_0}{r_0}$ de la théorie de Néel); Δ_G doit lui être proportionnel. Nous reproduisons ci-dessous les résultats de Nowick et Séraphim. (Fig. 19, Tableau 17).

Ces auteurs précisent qu'ils ignoraient l'orientation moyenne des grains des échantillons et qu'une différence de texture peut entraîner un facteur 2 sur Δ_G . Ils insistent également sur la faible précision sur $K_2 \pm 35\%$. Ils ont pris pour le module de cisaillement G un module moyen, correspondant à une torsion d'un monocristal du métal solvant dans une orientation $\langle 110 \rangle$ et pour la température T , celle à laquelle le pic de frottement interne a été observé. On a porté sur la figure 19 les points correspondants aux solutions solides des métaux nobles, pour lesquelles les valeurs des paramètres cristallins sont les plus complètes. Le tableau 17 donne quelques autres valeurs. Ce tableau montre en particulier que pour les alliages Fe-Al, K_2 est grand et Δ_G relativement petit. Il est également intéressant de remarquer que l'on n'a aucune donnée sûre dans le cas des faibles écarts à la loi de Vegard ($K_2 < 0,6 \cdot 10^{-2}$). Pour les ferronickels $\frac{D_0}{r_0}$ est de l'ordre de $0,6 \cdot 10^{-2}$, dans le cas des alliages Ni-Co il est au moins 10 fois plus petit. Nous avons mis en évidence, pour ces

IX

CONCLUSION

L'ensemble des mesures nous permet d'affirmer qu'il est possible de créer une surstructure d'orientation par déformation élastique du réseau. L'effet prévu par L. Néel existe, mais il est de faible amplitude.

L'existence d'un effet sur un alliage binaire et son absence sur un métal pur sont en faveur du mécanisme proposé par L. Néel. La courbure de $\Delta W_1 = f(P)$ (fig. 9), observée à propos de l'étude de l'alliage 55 Fe-Ni, est très vraisemblablement une conséquence de la façon dont nous détectons l'énergie d'anisotropie induite. Elle s'interprète, dans le cadre de la théorie de L. Néel, en admettant que l'existence d'une énergie d'anisotropie induite modifie la répartition des domaines élémentaires dans l'état désaimanté. Il est cependant indispensable de vérifier cette hypothèse et de déterminer la répartition des domaines de Weiss dans l'état désaimanté, en l'absence et en présence d'une surstructure d'orientation. Si cette hypothèse s'avérait inexacte, les bases mêmes de la théorie de L. Néel seraient en cause. Il en serait de même de l'étude théorique de E.T. Ferguson, qui ne prévoit pas davantage l'existence de termes quadratiques en P dans l'expression de l'énergie d'anisotropie induite. L'étude du traînage mécanique de l'alliage 55 Fe-Ni précisera ce point. Les hypothèses très simples qui servent de base à l'étude des propriétés élastiques d'une solution solide, telle que la développe L. Néel (§ 18 p. 236 de [1]), entraînent des contradictions entre la théorie et l'expérience. L'hypothèse des forces centrales fait que l'effet dépend de l'écart à la loi de Vegard, ce qui n'est pas vérifié. (cf. résultats expérimentaux relatifs à l'alliage 50 Ni-Co et étude critique de la corrélation entre l'intensité de relaxation et l'écart à la loi de Vegard) L. Néel suppose que la compressibilité est indépendante de la concentration, ce qui conduit à une variation parabolique de la maille en fonction de la concentration. Ce fait n'est pas vérifié en général. En négligeant les interactions entre seconds voisins, on peut déterminer la maille de l'alliage ordonné Fe-Ni₃, mais cette détermination est en désaccord avec l'expérience (cf. fig. 17). L'étude du traînage mécanique a montré que dans certains cas, il fallait donner aux interactions seconds voisins un rôle prépondérant.

L'étude théorique de E.T. Ferguson nous permet de lever ces contradictions et donne une interprétation possible de nos résultats expérimentaux relatifs aux alliages Ni-Co. Elle montre également que la relaxation de la magnétostriction et le traînage mécanique, observés à haute température, permettent d'obtenir des informations sur l'effet que nous avons étudié. Nous pensons que c'est dans cette voie qu'il faut chercher une confirmation de nos mesures.

L'absence de relation quantitative entre la variation d'énergie d'aimantation mesurée et l'énergie d'anisotropie de surstructure, la difficulté de trouver des expériences permettant de faire varier de façon raisonnable les facteurs intervenant dans la théorie, et le manque de données expérimentales relatives aux propriétés fondamentales des alliages, font que toute vérification quantitative précise est actuellement illusoire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - L. NEEL *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, 224 à 239.
- [2] - S. TANIGUCHI *Sc. Rep. R.I.T.U. A7*, 1955, 269 à 281.
- [3] - F. GALLISSOT et R. VERGNE *C.R.A.S.*, 248, 1959, 703 à 706.
C.R.A.S., 249, 1959, 674 à 676.
- [4] - B. GUION Diplôme d'études supérieures, Grenoble 1961.
- [5] - E.T. FERGUSON - *J. Phys. Rad.*, 19, 1958, 595 à 605.
- [6] - P. BRISSONNEAU Thèse de Doctorat, Grenoble 1957.
- [7] - E.T. FERGUSON *C.R.A.S.*, 224, 1957, 363 à 366.
- [8] - R.C. HALL *J. Appl. Phys.*, 30, 1959, 816 à 819.
- [9] - E.T. FERGUSON Communication personnelle.
- [10] - F. GALLISSOT et R. VERGNE - Les propriétés physiques des polycristaux considérées comme valeurs moyennes de celles des monocristaux. (à paraître).
- [11] - A. TAYLOR *J. Inst. Met.*, 77, 1950, 585 à 594.
- [12] - E.T. FERGUSON Thèse de Doctorat, Grenoble 1962.
- [13] - DIENES *Acta. Met.*, 6, 1958, 278 à 282.
- [14] - R.J. WAKELIN et E.L. YATES *Proc. Phys. Soc.*, B 66, 1953, 221.
- [15] - J. de KLERK et M.J.P. MUSGRAVE, *Proc. Phys. soc. (London)*, 1368, 1955, 86.
R.M. BOZORTH, W.P. MASON, et H.J. Mc. SIKIMIN, *Bell System. Tech. J.*, 30, 1951, 970.
J.R. NEIGKBOURS, F.W. BRATTEN et CHARLES S. SMITH *J. app. Phys.*, 23, 1952, 389.
- [16] - R.D. DRAGSDORF *J. App. Phys.*, 31 n°2, 1960, 439 à 436 (L).
- [17] - R.M. BOZORTH *Ferromagnetism*, O. Van Nortrand Co, New-York
M. YAMAMOTO et T. NAKAMICHI *Sc. R.I.T.U.*, A 11, 1959, 168 à 182.
W.D. CORNER et G.H. HUNT. *Proc. phys. soc.*, 468, 1955, 133 à 144.
- [18] - R.M. BOZORTH et R.W. HAMMING *Phys. rev.*, 89, 1953, 865 à 869.
R.C. HALL (Référence [8])
- [19] - M. YAMAMOTO et T. NAKAMICHI (Réf. [17]).
R.C. HALL (Référence [8])
- [20] - W.B. PEARSON *A handbook of lattice spacings and structures of metals and alloys*.
Pergamen Press.
- [21] - E.A. OWEN et E.L. YATES, *Proc. Phys. Soc.*, 49, 1937, 17, 178, 307.
- [22] - P. LESCH et C. SYKES, *Phil. Mag.*, 27, 1939, 742.
- [23] - S. CHIKAZUMI, *J. Phys. Soc. Japan*, 5, 1950, 327.
- [24] - C. ZENER *Elasticité et anélasticité des métaux*, Traduction française, Dunod, Paris 1955.
- [25] - A.D. LE CLAIRE et W.M. LOMER *Acta. Met.*, 2, 1954, 731.
- [26] - C. ZENER *Phys. rev.*, 71, 1947, 34.
- [27] - A.S. NOWICK et D.P. SERAPHIM *Acta. met.*, 9, 1961, 40.
- [28] - D.P. SERAPHIM et A.S. NORWICK *Acta met.*, 9, 1961, 85.
- [29] - B.S. BERRY *Acta. met.*, 9, 1961, 98.



APPENDICE

THÉORIE FORMELLE DE L'ANÉLASTICITÉ

LE SOLIDE LINEAIRE IDEAL.

On s'est préoccupé très tôt de généraliser la théorie de l'élasticité, de manière à y inclure les phénomènes anélastiques. Ces généralisations consistent à admettre que les composantes des tensions sont des fonctions linéaires des déformations et de leurs dérivées. On utilise habituellement une expression du type :

$$a_1 \sigma + a_2 \sigma' = b_1 \varepsilon + b_2 \varepsilon' \quad (1)$$

a_1, a_2, b_1, b_2 étant des constantes et σ' et ε' les dérivées $\frac{d\sigma}{dt}$ et $\frac{d\varepsilon}{dt}$. C'est le type le plus général d'équation différentielle linéaire et homogène du premier ordre entre la tension et la déformation. Les solides qui la vérifient sont dits "solides linéaires idéaux".

L'équivalent mécanique du "solide linéaire idéal" est représenté par la figure 20. Il consiste en un ressort R_1 monté en série avec un amortisseur visqueux A, le tout monté en parallèle sur le ressort R_2 . A est caractérisé par la proportionnalité de la vitesse de déplacement à la force exercée.

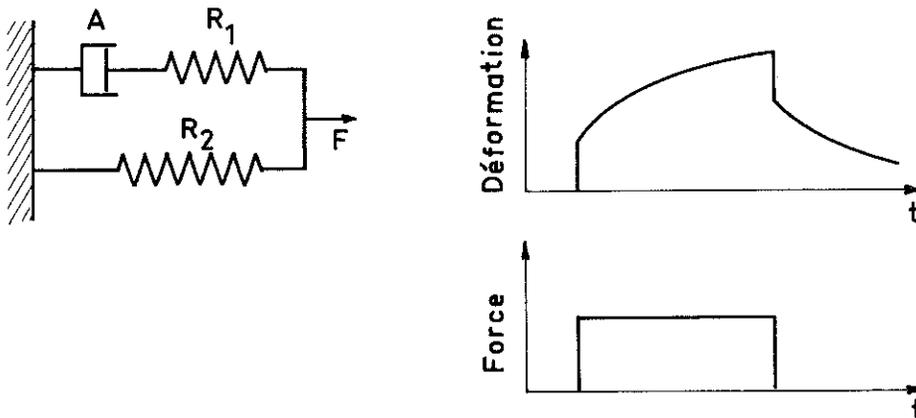


Fig. 20

Appliquons à ce dispositif, à un instant déterminé, une force F et maintenons-la constante. Il en résulte un déplacement instantané ne dépendant que des constantes des ressorts, suivi d'une augmentation progressive de la déformation totale, due au relâchement de la force comprimant l'amortisseur. Inversement, si on supprime brusquement la force appliquée, les ressorts cèdent instantanément une partie de leur énergie, ce qui entraîne un rétablissement partiel instantané. La relaxation complète de l'énergie des ressorts doit attendre la relaxation progressive dans l'amortisseur. Un tel dispositif a donc les caractéristiques du traînage élastique des solides réels.

L'équation (1) s'écrit :

$$\sigma + \frac{a_2}{a_1} \sigma' = \frac{b_1}{a_1} \left(\varepsilon + \frac{b_2}{b_1} \varepsilon' \right).$$

Si le corps élastique est soumis à une tension pure, définie par une seule constante : le module élastique de tension M , nous introduisons 3 constantes τ_ε , τ_σ , M_R telles que :

$$\sigma + \tau_\varepsilon \sigma' = M_R (\varepsilon + \tau_\sigma \varepsilon'). \quad (2)$$

Appliquons brusquement à l'instant $t = 0$ une déformation ε que nous maintenons constante. L'effort se relâche avec un temps de relaxation τ_ε vers la valeur statique $M_R \varepsilon_0$. On a :

$$\sigma(t) = M_R \varepsilon_0 + (\sigma_0 - M_R \varepsilon_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon}\right) \quad (\text{fig. 21})$$

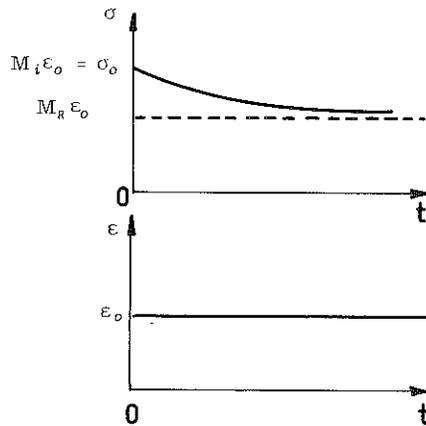


Fig. 21

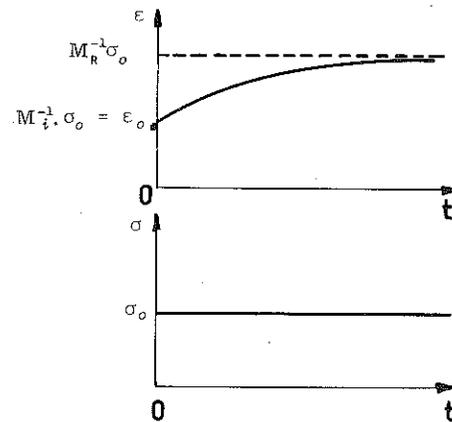


Fig. 22

Inversement, appliquons brusquement à l'instant $t = 0$ un effort σ_0 que nous maintenons constant. La déformation tend alors, avec un temps de relaxation τ_σ , vers sa valeur statique $M_R^{-1} \sigma_0$. On a :

$$\varepsilon(t) = M_R^{-1} \sigma_0 + (\varepsilon_0 - M_R^{-1} \sigma_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\sigma}\right) \quad (\text{fig. 22})$$

Le module élastique relaxé M_R et les deux temps de relaxation τ_ε et τ_σ définissent complètement le solide linéaire idéal.

Supposons que pendant un temps infiniment petit δt l'effort subisse une augmentation finie $\Delta \sigma$. L'intégration par rapport au temps des deux membres de l'équation différentielle (2), sur l'intervalle de temps δt , conduit pour δt tendant vers zéro, à :

$$\tau_\varepsilon \Delta \sigma = M_R \tau_\sigma \Delta \varepsilon$$

$$\Delta \sigma = M_R \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \Delta \varepsilon = M_i \Delta \varepsilon$$

M_i est le module élastique instantané, il donne la relation entre les variations de σ et de ε quand la relaxation n'a pas le temps de jouer. L'écart à l'unité de la quantité $\frac{M_R}{M_i}$ peut définir la variation relative de l'effort et de la déformation au cours de la relaxation. Cette quantité sans dimension est appelée l'intensité de relaxation.

$$\Delta_M = \frac{M_i - M_R}{M_R}$$

Le même comportement anélastique du solide linéaire idéal se traduit, dans une expérience dynamique, par un retard de phase δ de la déformation sur la tension.

On a :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\omega (\tau_\sigma - \tau_\epsilon)}{1 + \omega^2 \tau_\sigma \tau_\epsilon}$$

Soit :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{M_i - M_R}{\bar{M}} \frac{\omega \bar{\tau}}{1 + (\omega \bar{\tau})^2}$$

Avec :

$$\bar{M} = (M_i M_R)^{1/2}, \quad \bar{\tau} = (\tau_\epsilon \tau_\sigma)^{1/2}$$

Le déphasage δ est maximum pour $\omega \bar{\tau} = 1$, sa valeur est :

$$(\operatorname{tg} \delta)_{\max} = \frac{M_i - M_R}{2 \bar{M}}$$

On définit une quantité réelle M_ω qui est le module dynamique. C'est le rapport de l'effort à la déformation, qui lui est en concordance de phase.

$$M_\omega = \frac{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2}{1 + \omega^2 \tau_\sigma \tau_\epsilon} M_R = M_i - \frac{M_i - M_R}{1 + (\omega \bar{\tau})^2}$$

M_ω varie très rapidement autour de $\omega \bar{\tau} = 1$. Pour les très basses fréquences $M_\omega = M_R$ ($\omega \bar{\tau} \ll 1$), alors que pour les très hautes fréquences $M_\omega = M_i$ ($\omega \bar{\tau} \gg 1$). La pente de la courbe $M_\omega = f(\omega \bar{\tau})$ est maximale pour $\omega \bar{\tau} = 1$, c'est-à-dire quand $\operatorname{tg} \delta$ est maximale. La figure 23 représente les variations de $\operatorname{tg} \delta$ et de M_ω en fonction de $\omega \bar{\tau}$.

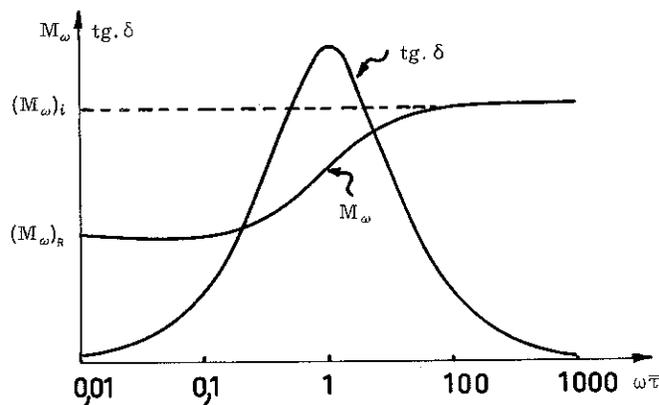


Fig. 23

$\operatorname{tg} \delta$ est relié au décrement logarithmique Δ par la relation.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{\pi}$$

LES SOLIDES REELS

Pour décrire les propriétés anélastiques des alliages, on les assimile habituellement au solide linéaire idéal.

L'étude statique se fait, en général, à contrainte constante. La déformation en fonction du temps s'écrit alors :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 \Delta_M \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

où ε_1 est la déformation instantanée, sous l'influence de la contrainte σ_0 ($\varepsilon_1 = \sigma_0 M_i^{-1}$) et τ le temps de relaxation à contrainte constante τ_σ .

On suppose de plus, que le temps de relaxation τ obéit à une loi du type Arrhenius :

$$\tau^{-1} = A e^{-\frac{H}{RT}} \quad (3)$$

où A est une fréquence et H l'énergie d'activation. Dans le cas qui nous occupe, H est comparable à l'énergie de self diffusion des atomes soluté et solvant dans l'alliage. Le temps τ est le temps nécessaire pour un saut d'atome.

Dans l'étude dynamique, plutôt que d'étudier la variation de $\text{tg } \delta$ en fonction de ω à température constante, donc à τ constant, il est plus commode en vertu de l'équation (3), de garder ω constant et de faire varier la température. La courbe $\text{tg } \delta = f(T^{-1})$ à l'allure d'un pic symétrique dont la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$\delta\left(\frac{1}{T}\right) = 2,63 \frac{R}{H}$$

Il est à remarquer que les observations expérimentales s'écartent légèrement du comportement exponentiel à une seule constante de temps. Les phénomènes sont en général mieux décrits par une superposition de relaxations exponentielles, dans un domaine étroit de valeurs de τ .

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I - Introduction.....	3
II - Rappel de la théorie des surstructures d'orientation.....	5
III - Détection de l'ordre directionnel créé par déformation élastique du réseau.....	11
IV - Préparation des échantillons.....	13
V - Appareillage de traitement des échantillons.....	15
VI - Appareillage et technique de mesure.....	17
VII - Etude expérimentale des surstructures d'orientation dues aux déformations élastiques du réseau.....	
Introduction. Définition de l'état de référence	25
A - Etude d'un polycristal de nickel.....	25
B - Mise en évidence de la surstructure d'orientation ; influence de la tension de traitement.....	26
C - Relation entre les variations d'énergie d'aimantation mesurées et l'énergie d'anisotropie induite.....	27
D - Expériences permettant d'obtenir des informations sur la forme de la courbe $\Delta W = f(E_s)$. Résultats expérimentaux.....	30
E - Influence de l'écart à la loi de Vegard. Etude des alliages Ni-Co.....	33
F - Etude théorique de E.T. Ferguson relative aux propriétés des alliages binaires..	36
G - Comparaison quantitative de la théorie de L.Néel et de l'expérience.....	39
VIII - Traînage mécanique et ordre directionnel.....	
A - Introduction.....	43
B - Les théories du traînage mécanique.....	43
C - Traînage mécanique et écart à la loi de Vegard.....	45
D - Traînage mécanique et interaction seconds voisins.....	46
E - Traînage mécanique et variation de l'énergie de surstructure induite en fonction de la contrainte qui lui a donné naissance.....	46
F - Conclusion.....	47
IX - Conclusion.....	49
Bibliographie.....	51
Appendice : Théorie formelle de l'anélasticité.....	53

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

LES PROPRIETES PHYSIQUES DES POLYCRISTAUX CONSIDEREES COMME
DES VALEURS MOYENNES DE CELLES DES MONOCRISTAUX

Vu :
Grenoble, le 19 mai 1962
Le Président de la Thèse ,
L. NEEL

Vu :
Grenoble, le 24 mai 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences
L. WEIL

Vu, et permis d'imprimer,
Le Recteur de l'Académie de Grenoble
R. TREHIN

IMP. LOUIS-JEAN - GAP

Dépôt légal n° 142 - 1962