



HAL
open science

La magnétostriction du nickel

Étienne de Lacheisserie

► **To cite this version:**

Étienne de Lacheisserie. La magnétostriction du nickel. Journal de Physique, 1966, 27 (9-10), pp.555-560. 10.1051/jphys:01966002709-10055500 . jpa-00206444

HAL Id: jpa-00206444

<https://hal.science/jpa-00206444v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LA MAGNÉTOSTRICION DU NICKEL

Par ÉTIENNE DE LACHEISSERIE,

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C. N. R. S., Bellevue, Hauts-de-Seine, France.

Résumé. — La magnétostriction d'un échantillon de nickel purifié par fusion de zone (99,99 % Ni) et soigneusement recuit a été mesurée par une méthode dilatométrique ; l'influence de faibles contraintes extérieures sur la structure en domaines a été mise en évidence, et les résultats sont comparés à ceux qu'on obtient sur des échantillons moins purs. Des mesures effectuées sur un monocristal ont montré que la formule de Becker,

$$\lambda_s = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111},$$

n'est qu'approchée ; en revanche, nos résultats s'accordent bien avec deux formules respectivement proposées par Gallissot et Vergne, et par Callen et Goldberg :

$$\lambda_s = c \left(\frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \right) \quad \text{et} \quad \lambda_s = \alpha \lambda_{100} + (1 - \alpha) \lambda_{111},$$

où c et α sont deux fonctions de l'anisotropie élastique du nickel. Enfin il est montré que l'approximation de la magnétostriction isotrope ne permet pas de traiter correctement le problème de l'influence des fortes contraintes sur la magnétostriction du nickel.

Abstract. — We measured by a dilatometer method the magnetostriction of a nickel sample, purified by the melting zone technique (99.99 % Ni) and carefully annealed ; the effect of small external stresses on the domain structure has been investigated, and the results are compared with those obtained with less pure samples. Our results, obtained with a nickel single crystal, show that Becker's formula $\lambda_s = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111}$ is only approximate ; on the other hand, they agree fairly well with two formulae, respectively due to Gallissot and Vergne, and Callen and Goldberg :

$$\lambda_s = c \left(\frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \right) \quad \text{and} \quad \lambda_s = \alpha \lambda_{100} + (1 - \alpha) \lambda_{111},$$

c and α being functions of the elastic anisotropy of nickel. Lastly, it is shown that the isotropic magnetostriction approximation does not permit to treat rigorously the problem of the effect of strong stresses on the magnetostriction of nickel.

I. La magnétostriction des échantillons polycristallins.

— On sait que la grande dispersion des résultats concernant la magnétostriction du nickel est imputable à une distribution non isotrope de l'orientation des domaines dans la plupart des échantillons étudiés [1]. Stauss a vérifié ce fait [2] et proposé une méthode expérimentale permettant de mesurer λ_s et de déceler éventuellement la présence d'une texture cristalline dans l'échantillon étudié. Avec un nickel électrolytique commercial recuit, il a obtenu la valeur $\lambda_s = (-35 \pm 1) 10^{-6}$, et pour le même matériau fortement écroui : $\lambda_s = (-33,4 \pm 1) 10^{-6}$.

Nous nous sommes proposés de vérifier la valeur de λ_s sur un échantillon de très haute pureté, désigné ZF₂₂C, obtenu par 22 passages de zone fondue au Centre d'Études de Chimie Métallurgique de Vitry, et dont les propriétés mécaniques et magnétiques sont décrites ailleurs [3] : notons en particulier la très faible teneur en cobalt ($< 7 \times 10^{-6}$)

et le grand diamètre des grains (100 à 300 μ) à l'état recuit. Cet échantillon cylindrique mesure 7,35 mm de long et 1,2 mm de diamètre ; il a été recuit 12 heures à 1 200 °C sous argon.

Le diamètre de l'échantillon, trop faible, ne nous a pas permis de mesurer avec une précision suffisante la magnétostriction dans les directions perpendiculaires à son axe. Nous avons mesuré à la température ambiante et dans un champ de 7 kOe les quantités λ' et λ'_1 définies de la façon suivante :

λ' : magnétostriction observée suivant l'axe de l'échantillon lorsque le champ magnétique est appliqué suivant cet axe.

λ'_1 : magnétostriction observée suivant l'axe de l'échantillon lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à cet axe.

Nous avons ensuite calculé la valeur

$$\lambda'' = \frac{2}{3} (\lambda' - \lambda'_1)$$

qui s'identifie à λ_0 lorsque l'orientation des cristallites est distribuée de façon isotrope dans le matériau. Une étude aux rayons X de plusieurs échantillons préparés de façon identique, étude rendue très difficile par le grand diamètre des grains, a seulement permis d'affirmer que, s'il existe une texture dans ces échantillons, elle est très peu prononcée et ne peut correspondre à la présence ni d'un axe [100], ni d'un axe [111] suivant l'axe de l'échantillon. Dans ces conditions, il est très probable que la valeur de λ'' ne diffère pas sensiblement de λ_0 .

Notre dispositif de mesure, un dilatomètre à pont de capacités [4], nécessite d'appliquer à l'échantillon une contrainte au moins égale à 5 grammes pour obtenir un bon contact mécanique entre l'électrode de mesure et l'échantillon. Ayant constaté qu'une contrainte aussi faible ($T \simeq -5 \text{ g/mm}^2$ pour notre échantillon ZF₂₂C) perturbe cependant considéra-

blement la mesure de λ' , nous avons mesuré λ' pour différentes valeurs de la contrainte T , croissantes en valeur absolue, afin d'extrapoler les résultats à contrainte nulle. L'échantillon était désaimanté par application, suivant son axe, d'un champ alternatif décroissant : la valeur obtenue pour λ' diffère selon que le champ alternatif est appliqué à l'échantillon libre (processus \sim, T) ou à l'échantillon déjà soumis à la contrainte T (processus T, \sim). Les résultats expérimentaux sont reportés dans le tableau I.

Nous avons ensuite mesuré λ'_1 (processus $\sim T$) et vérifié pour diverses valeurs de T (inférieures à 50 g/mm^2) que la différence $\lambda' - \lambda'_1$ restait constante. Nous en avons déduit

$$\lambda'' = \frac{2}{3} (\lambda' - \lambda'_1) = (-37 \pm 1) 10^{-6},$$

qui est indépendante de la contrainte.

TABLEAU 1

INFLUENCE DE LA CONTRAINTE SUR λ'						
$T \text{ (g/mm}^2\text{) (*)}$	— 8	— 15,3	— 27,3	— 37,3	— 45,3	— 55,3
$-\lambda' \times 10^6 (\sim, T)$	31,2	28,8	26,2	23,8	23,5	17
$-\lambda' \times 10^6 (T, \sim)$	28	25	21	18,5	17,7	16

(*) T est comptée négativement, car il s'agit d'une contrainte de compression.

Afin de préciser le rôle des tensions sur la valeur de λ' , nous avons repris cette étude sur une vingtaine d'échantillons de nickel, différant entre eux par la pureté et les traitements mécaniques et thermiques subis.

L'un des critères de pureté couramment utilisé par les métallurgistes est la valeur du rapport de la résistivité de l'échantillon à la température de l'hydrogène liquide (20,3 °K), à sa résistivité à la température ambiante (293 °K), que nous appellerons ρ_H/ρ_a : plus la pureté augmente et plus ρ_H , liée aux défauts statiques des cristaux, diminue alors que ρ_a reste sensiblement constante. Pour le nickel ZF₂₂C, $\rho_H/\rho_a \simeq 50 \times 10^{-4}$.

Nous avons pu noter :

— pour tous les échantillons bien recuits et très purs (diamètre moyen des grains supérieur à 150μ , $\rho_H/\rho_a < 150 \times 10^{-4}$) ; une grande sensibilité de λ' vis-à-vis des contraintes extérieures, l'allure de la courbe $\lambda'(T)$ étant toujours voisine des courbes (a) et (b) de la figure 1, relatives au nickel ZF₂₂C ; il est toutefois difficile d'extrapoler de façon précise la valeur de λ' correspondant à une contrainte nulle, et il nous a semblé que pour certains échantillons, cette valeur était nettement inférieure en valeur absolue à λ'' . Ceci peut s'expliquer par une distribution non statistique de l'aimantation, qui tend à rester située dans les directions faciles les plus proches de l'axe de l'échantillon, le champ alter-

natif de désaimantation ayant été appliqué suivant cet axe [5] ;

— pour des échantillons bien recuits et moins purs, une sensibilité bien moindre de λ' vis-à-vis des contraintes, et une valeur de λ' extrapolée à contrainte nulle très voisine de λ'' . Nous avons par exemple relevé : $\lambda' = \lambda'' = (-36,5 \pm 1) 10^{-6}$ pour $T = 0$, et $\lambda' = -34 \times 10^{-6}$ pour $T = -50 \text{ g/mm}^2$ sur un échantillon dont le diamètre moyen des grains était inférieur à 10μ et pour lequel $\rho_H/\rho_a = 1\,400 \times 10^{-4}$;

— pour des échantillons bruts d'écroutissage : une valeur de λ' voisine de λ'' et totalement insensible à l'application de faibles contraintes extérieures ($T < 500 \text{ g/mm}^2$). Avec le nickel « Electrolytique B » non recuit [3], nous avons obtenu dans ces conditions $\lambda' = \lambda'' = -33 \times 10^{-6}$, valeur inférieure de 10 % à la valeur -37×10^{-6} obtenue avec le nickel ZF₂₂C recuit.

Ces résultats, que nous interpréterons dans la troisième partie, mettent en évidence l'influence considérable des tensions extérieures sur l'orientation de l'aimantation dans le nickel à l'état très pur et soigneusement recuit. Notons que pour de tels échantillons, les mesures sont rendues délicates par le comportement mécanique defectueux du nickel : un abaissement considérable de sa rigidité mécanique est la rançon de ses excellentes propriétés magnétiques. C'est ainsi qu'à l'état écroui, il a été

possible de mesurer sans difficulté la magnétostriction jusqu'à 500 g/mm², alors qu'à l'état recuit, le nickel ZF₂₂C ne peut supporter sans se déformer d'efforts supérieurs à 50 g/mm² : ainsi pour T = - 55 g/mm², λ' (λ, T) présente une valeur 25 % trop faible (fig. 1).

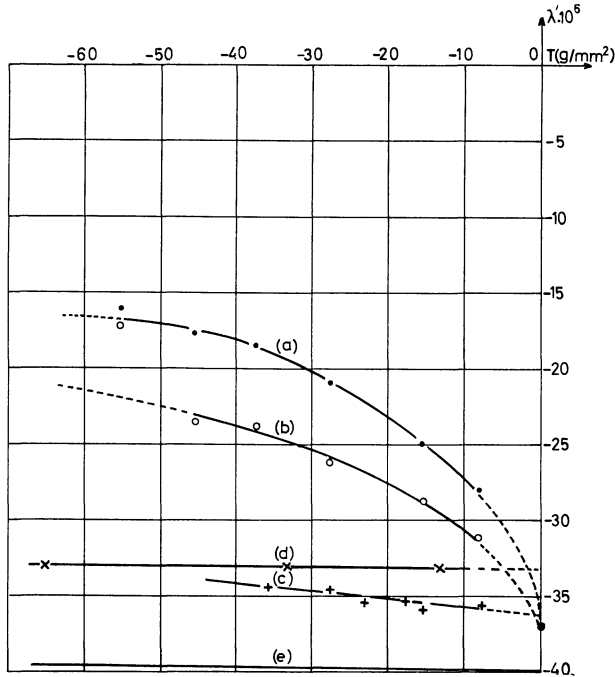


FIG. 1. — Influence de faibles contraintes sur la magnétostriction du nickel.

- (a) Nickel ZF₂₂C processus (T ~)
- (b) Nickel ZF₂₂C processus (~ T)
- (c) Nickel commercial processus (T ~)
- (d) Nickel « électrolytique B » processus (T ~)
- (e) Mesures de Kirchner.

Nous avons porté sur la figure 1 les variations λ'(T) pour le nickel recuit ZF₂₂C : courbes a (T ~) et b (~ T) ; pour un nickel ordinaire commercial (ρ_H/ρ₀ = 1 400 × 10⁻⁴) : courbe c (T ~) ; pour le nickel « Electrolytique B » brut d'écroutissage : courbe d (T ~). Enfin, sur la courbe e, est représentée la partie initiale de la courbe λ(T) publiée par Kirchner [6].

II. La magnétostriction d'un monocristal de nickel. — Gallissot et Vergne [7] ont montré que la

formule de Becker λ_s = $\frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111}$ n'était valable que pour des matériaux élastiquement isotropes, vérifiant la relation 2C₄₄ = C₁₁ - C₁₂ ; dans le cas général, λ_s s'écrit :

$$\lambda_s = c \left(\frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \right),$$

où c est une fonction compliquée de l'anisotropie élastique 2C₄₄/(C₁₁ - C₁₂).

Callen et Goldberg ont proposé une formule différente : λ_s = αλ₁₀₀ + (1 - α) λ₁₁₁ avec

$$\alpha = \frac{2}{5} - \frac{1}{8} \text{Log} \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}}.$$

Ces deux formules s'appliquent fort bien dans le cas du fer ; mais avec les données expérimentales antérieurement admises pour le nickel :

$$\lambda_{100} = - 51 \times 10^{-6}, \quad \lambda_{111} = - 22,4 \times 10^{-6} [9]$$

la valeur calculée λ_s = - 30,5 × 10⁻⁶ est très inférieure en valeur absolue à la valeur effectivement observée sur le nickel polycristallin. Il était donc intéressant de mesurer avec le même appareil les constantes relatives au monocristal et la magnétostriction d'échantillons polycristallins.

Sur un monocristal de nickel taillé en forme d'ellipsoïde dans le plan (110), de diamètre 10 mm et d'épaisseur 1 mm, nous avons mesuré pour différentes directions λ' et λ'₁, valeurs obtenues respectivement en appliquant le champ parallèlement et perpendiculairement à la direction de mesure ;

λ_{αβγ} = $\frac{2}{3} (\lambda' - \lambda'_1)$ fournit la valeur de la magnétostriction dans la direction [αβγ] considérée.

Nous avons obtenu des résultats supérieurs aux valeurs généralement admises : λ₁₀₀ = - 62 × 10⁻⁶, λ₁₁₁ = - 28 × 10⁻⁶. En prenant pour valeurs des constantes élastiques C₁₁ = 2,5 × 10¹² cgs, C₁₂ = 1,6 × 10¹² cgs et C₄₄ = 1,185 × 10¹² cgs [10] nous trouvons pour λ_s les deux valeurs : - 36,9 × 10⁻⁶ avec la formule de Gallissot et Vergne, - 37,5 × 10⁻⁶ avec la formule de Callen et Goldberg. Ces deux valeurs sont en accord raisonnable avec nos valeurs expérimentales (§ I) relatives à λ'' pour divers échantillons de nickel pur recuit.

III. Interprétation des résultats expérimentaux.

— III-1. INFLUENCE DES FAIBLES CONTRAINTES SUR LA VALEUR DE λ'. — Kirchner a relevé sur un nickel commercial les variations de la magnétostriction avec la contrainte jusqu'à 10 kg/mm² [6]. La figure 2 reproduit ses résultats relatifs aux efforts de compression : il est manifeste qu'une contrainte n'excédant pas 50 g/mm² ne produit pas de modification décelable de la magnétostriction. Becker a pu expliquer l'allure de cette courbe en admettant que la contrainte T appliquée à l'échantillon suivant son axe introduit une anisotropie uniaxiale qui modifie l'orientation des directions de facile aimantation en luttant contre l'anisotropie magnétocristalline : elle donne lieu à une rotation de l'aimantation.

Cette interprétation ne peut pas rendre compte des variations de λ' avec la contrainte, observées

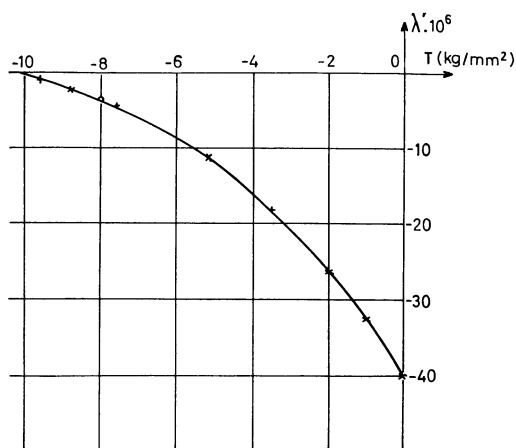


FIG. 2. — Influence de fortes contraintes sur la magnétostriction du nickel, d'après Kirchner.

sur les courbes *a*, *b* et *c* de la figure 1. Il faut donc admettre qu'une contrainte extérieure, appliquée à un nickel magnétiquement doux déplace d'abord dans chaque grain des parois à 90°, afin de développer les domaines pour lesquels l'aimantation est orientée dans la direction facile la plus voisine de la direction de la contrainte, qui s'identifie ici à celle de l'axe de l'échantillon. La distribution initiale de l'aimantation cessant d'être isotrope, l'échantillon est donc déformé par rapport à l'état de distribution isotrope. Appelons λ_i cette déformation initiale de l'échantillon en l'absence de champ magnétique. Lorsque nous appliquons un champ, nous ne mesurons plus que

$$\lambda'_1 = \lambda_s - \lambda_i \quad (1)$$

(où λ_s est la magnétostriction mesurée à partir d'un état isotrope).

Lorsque s'est achevé le processus de déplacement des parois à 90°, et avant que l'anisotropie magnétoélastique n'ait modifié sensiblement l'orientation des directions de facile aimantation, c'est-à-dire, lorsque dans chaque grain l'aimantation est dirigée suivant la direction [111] la plus voisine de l'axe de l'échantillon, il est aisé de calculer la déformation λ_i .

Soient en effet β_1, β_2 et β_3 les cosinus directeurs de l'axe de l'échantillon, rapportés aux axes cristallins d'un grain donné, et $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ les cosinus directeurs de l'aimantation dans ce grain. Prenons par convention les β_i tous trois positifs ; notre hypothèse se traduit alors par :

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \quad \text{ou} \quad \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

La déformation du grain suivant l'axe de l'échantillon s'écrit :

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum_i \alpha_i^2 \cdot \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum_{i < j} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j$$

c'est-à-dire :

$$\lambda = \lambda_{111} \sum_{i < j} \beta_i \beta_j \quad (2)$$

La déformation de l'échantillon entier suivant son axe s'obtient, si le matériau est élastiquement isotrope, en effectuant la moyenne de λ pour toutes les orientations possibles des cristallites, compte tenu de la restriction imposée par notre hypothèse $\beta_i \geq 0$; on trouve :

$$\lambda_i = \frac{2}{\pi} \lambda_{111} \quad (3)$$

Lorsqu'on aimante l'échantillon selon son axe, la valeur de la magnétostriction mesurée parallèlement à cet axe s'écrit d'après (1) :

$$\lambda'_1 = \lambda_s - \frac{2}{\pi} \lambda_{111} \quad (4)$$

Avec les valeurs que nous avons obtenues : $\lambda_s = -37,5 \times 10^{-6}$ et $\lambda_{111} = -28 \times 10^{-6}$, λ'_1 prend la valeur : $-19,5 \times 10^{-6}$. Cette valeur est effectivement voisine de celle qui nous est fournie par l'expérience : $\lambda'_1 \simeq -17 \times 10^{-6}$, sur la figure 1.a pour $T \simeq 60 \text{ g/mm}^2$, ce qui confirme l'interprétation proposée. La différence entre la valeur calculée et la valeur mesurée provient sans doute de l'anisotropie élastique du nickel : c'est par un calcul de moyenne tout à fait semblable à celui qui nous a donné la formule (3) que Becker a obtenu la formule $\lambda_s = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111}$ dont nous savons qu'elle n'est qu'approchée, si $2C_{44} \neq C_{11} - C_{12}$; pour la même raison, la formule (3) n'est sans doute, elle aussi, qu'approchée.

En conclusion, pour un nickel très pur et bien recuit, une contrainte de l'ordre de -100 g/mm^2 suffit à modifier radicalement la structure en domaines, alors que pour un nickel ordinaire (fig. 1.c) une telle contrainte présente des effets nettement moins marqués.

III-2. COMPORTEMENT DU NICKEL SOUS FORTE CONTRAÎNTE. — Kirchner [6] a étudié l'influence sur la magnétostriction du nickel de fortes contraintes atteignant 10 kg/mm^2 . Becker [11] admit que les résultats pouvaient s'expliquer qualitativement en supposant la magnétostriction isotrope, c'est-à-dire $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$. Dans ces conditions, l'énergie magnétoélastique associée à une contrainte T (comptée positivement s'il s'agit d'une tension, négativement s'il s'agit d'une compression) s'écrit :

$$F_T = -\frac{3}{2} \lambda T \cos^2 \theta \quad (5)$$

où θ désigne l'angle que fait le vecteur aimantation avec la direction de la contrainte.

Pour une valeur de la contrainte $T > T_0$, telle que :

$$\frac{3}{2} |\lambda T_0| = |K_1| \quad (6)$$

l'aimantation est pratiquement alignée sur la direction de la contrainte, la magnétostriction devant tendre vers 0 pour une contrainte infinie.

Cependant, cette théorie ne pouvait pas expliquer pourquoi la magnétostriction s'annulait totalement lorsque $T = -10 \text{ kg/mm}^2$ (fig. 2).

Nous avons donc repris le problème dans le cas général : $\lambda_{100} \neq \lambda_{111}$. En désignant par α_i les cosinus directeurs de l'aimantation dans un cristallite donné et par β_i ceux de la contrainte extérieure appliquée, l'énergie d'anisotropie totale s'écrit :

$$F = K_1 \sum_{i < j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 - \frac{3}{2} \lambda_{100} T \sum_i \alpha_i^2 \beta_i^2 - 3\lambda_{111} T \sum_{i < j} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j. \quad (7)$$

Cette énergie est extrême pour certaines valeurs des α_i , qu'on obtient en annulant la différentielle totale de F , compte tenu de la relation $\sum \alpha_i^2 = 1$. En introduisant ξ , multiplicateur de Lagrange, nous écrirons donc :

$$\begin{aligned} dF = & 2K_1 \sum_i (1 - \alpha_i^2) \alpha_i d\alpha_i \\ & - 2\xi \sum_i \alpha_i d\alpha_i - 3\lambda_{100} T \sum_i \alpha_i \beta_i^2 d\alpha_i \\ & - 3\lambda_{111} T \{ (\alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3) \beta_1 d\alpha_1 \\ & + (\alpha_3 \beta_3 + \alpha_1 \beta_1) \beta_2 d\alpha_2 \\ & + (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2) \beta_3 d\alpha_3 \} = 0. \quad (8) \end{aligned}$$

Cette égalité doit être vérifiée pour tout $d\alpha_i$; il en résulte le système d'équation (9) où ξ est un paramètre dont la valeur est fixée par la condition $\sum \alpha_i^2 = 1$:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 &= 1 \\ K_1 \alpha_1^3 + \left(\xi - K + \frac{3}{2} \lambda_{100} T \beta_1^2 \right) \alpha_1 \\ &+ \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_1 \beta_2 \alpha_2 + \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_1 \beta_3 \alpha_3 = 0 \\ K_2 \alpha_2^3 + \left(\xi - K + \frac{3}{2} \lambda_{100} T \beta_2^2 \right) \alpha_2 \\ &+ \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_2 \beta_3 \alpha_3 + \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_1 \beta_2 \alpha_1 = 0 \\ K_3 \alpha_3^3 + \left(\xi - K + \frac{3}{2} \lambda_{100} T \beta_3^2 \right) \alpha_3 \\ &+ \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_3 \beta_1 \alpha_1 + \frac{3}{2} \lambda_{111} T \beta_3 \beta_2 \alpha_2 = 0 \end{aligned} \right\} (9)$$

Ce système n'est pas aisé à résoudre directement. Il est cependant possible d'en tirer immédiatement une condition à laquelle peut satisfaire la contrainte T pour que s'annule la magnétostriction λ' : celle-ci sera nulle si, en l'absence de champ extérieur appliqué, l'aimantation est déjà alignée dans la direction $\beta_1 \beta_2 \beta_3$ d'application de la contrainte, dans laquelle doit être appliqué le champ magnétique. Écrivons donc $\alpha_i = \beta_i$ dans le système (9) :

$$\beta_i^3 \left\{ K_1 + \frac{3}{2} \lambda_{100} T - \frac{3}{2} \lambda_{111} T \right\} + \beta_i \left\{ \xi - K + \frac{3}{2} \lambda_{111} T \right\} = 0. \quad (10)$$

Cette égalité devant être vérifiée quels que soient les β_i , non tous trois nuls, il en résulte la relation :

$$K_1 = -\frac{3}{2} (\lambda_{100} - \lambda_{111}) T_0 \quad (11)$$

ξ prenant la valeur $K_1 - \frac{3}{2} \lambda_{111} T$ pour annuler la seconde parenthèse.

La magnétostriction ne s'annule toutefois que si, (11) étant satisfaite, le solution $\alpha_i = \beta_i$ correspond à un minimum d'énergie. C'est le cas du nickel, pour lequel $K_1 = -5 \times 10^4$ cgs, $\lambda_{100} = -62 \times 10^{-6}$ et $\lambda_{111} = -28 \times 10^{-6}$. La relation (11) étant indépendante des β_i est valable pour un échantillon polycristallin. λ' s'annulera donc pour une valeur de la contrainte :

$$T_0 = -\frac{2}{3} \frac{K_1}{\lambda_{100} - \lambda_{111}} = -10 \text{ kg/mm}^2.$$

donc exactement la valeur déterminée expérimentalement par Kirchner (fig. 2).

Il est intéressant de noter que

$$\lambda_{100} - \lambda_{111} = -34 \times 10^{-6}$$

alors que $\lambda_0 = -37 \times 10^{-6}$, ce qui permet de comprendre pourquoi la formule (6) avait pu paraître satisfaisante [1], $\lambda_{100} - \lambda_{111}$ étant pratiquement égal à λ_0 . C'est en fait la formule (11) qu'il convenait d'utiliser.

La résolution numérique des équations (9) est en cours ; elle permettra, entre autres résultats, de préciser l'allure de la courbe $\lambda(T)$ lorsque $|T| > |T_0|$. Ceci fera l'objet d'une publication ultérieure.

Remerciements. — Nous sommes heureux d'exprimer notre reconnaissance à M. le Professeur Chaudron qui a bien voulu nous confier de précieux échantillons de nickel très pur ; nous remercions également M. Dubois pour la préparation de ces échantillons, et les fructueuses conversations que nous avons eues avec lui, ainsi que M. Paulus qui nous a rendu le service d'étudier aux rayons X la texture de quelques-uns de nos échantillons.

Manuscrit reçu le 17 février 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BOZORTH (R. M.), *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York, 1951, chap. XIII.
- [2] STAUSS (H. E.), *J. Appl. Physics*, 1959, **30**, n° 11, 1648-1650.
- [3] DUBOIS (B.) et DIMITROV (O.), *Mémoires Sc. Rev. Métallurg.*, 1964, **61**, n° 9, 605-621.
- [4] VAUTIER (R.) et LACHEISSERIE (E. de), *Revue Physique Appliquée*, 1966, **1**, 37.
- [5] CHIKAZUMI (S.), *Physics of Magnetism*, Wiley & Sons, 1964, 258.
- [6] KIRCHNER (H.), *Annalen der Physik*, 1936, **5F**, B27, 49-69.
- [7] GALLISSOT (F.) et VERGNE (R.), Publ. Sci. et Tech. Ministère de l'Air, 1965, n° 412.
- [8] CALLEN (H. B.) et GOLDBERG (N.), *J. Appl. Physics*, 1965, **36**, n° 3, Pt2, 976-977.
- [9] BOZORTH (R. M.) et HAMMING (R. W.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, n° 4, 865-869.
- [10] BOZORTH (R. M.) et al., *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1954.
- [11] BECKER (R.), *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin, 1939, p. 289.
-