



**HAL**  
open science

**Analyse de la répartition des contraintes dans un échantillon soumis à une compression uniaxiale. Étude de la variation des températures d'ordre magnétiques du terbium et du dysprosium avec les contraintes uniaxiales**

H. Bartholin, J. Beille

► **To cite this version:**

H. Bartholin, J. Beille. Analyse de la répartition des contraintes dans un échantillon soumis à une compression uniaxiale. Étude de la variation des températures d'ordre magnétiques du terbium et du dysprosium avec les contraintes uniaxiales. *Revue de Physique Appliquée*, 1971, 6 (3), pp.291-296. 10.1051/rphysap:0197100603029100 . jpa-00243544

**HAL Id: jpa-00243544**

**<https://hal.science/jpa-00243544>**

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.

# ANALYSE DE LA RÉPARTITION DES CONTRAINTES DANS UN ÉCHANTILLON SOUMIS A UNE COMPRESSION UNIAXIALE. ÉTUDE DE LA VARIATION DES TEMPÉRATURES D'ORDRE MAGNÉTIQUES DU TERBIUM ET DU DYSPROSIUM AVEC LES CONTRAINTES UNIAXIALES

H. BARTHOLIN et J. BEILLE

Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal  
C. N. R. S., Cédex 166, 38-Grenoble-Gare, France

(Reçu le 28 janvier 1971)

**Résumé.** — Nous avons mesuré la variation avec les contraintes uniaxiales de la température de Néel du terbium et de la température de transition ferromagnétique-hélimagnétique du dysprosium. Dans une étude préliminaire nous avons déterminé par photoélasticité la répartition des contraintes à l'intérieur d'échantillons en résine photoélastique de forme cubique ou sphérique.

**Abstract.** — We have measured the variation with uniaxial stresses of the Néel temperature of terbium and of the ferromagnetic-helimagnetic transition temperature of dysprosium. In preliminary studies we have determined using polarized light the distribution of stresses inside cubic or spherical specimens made from a photoelastic resin.

**I. Introduction.** — L'étude des variations des propriétés physiques des solides déformés peut permettre de préciser les interactions magnétoélastiques, c'est-à-dire les interactions entre le système de spins d'une substance magnétique et le réseau cristallin. Elle doit également permettre de mieux comprendre les phénomènes d'anisotropie, notamment, magnétocristalline.

La forme de l'échantillon est choisie en fonction des expériences à réaliser. Elle est parallélépipédique pour des mesures de résistivité, sphérique pour des mesures d'aimantation afin que le champ électrique ou magnétique soit uniforme.

Dans la première partie, nous donnons les résultats obtenus par photoélasticimétrie sur deux échantillons comprimés axialement : l'un cubique, l'autre sphérique. Dans une deuxième partie, nous étudions la variation avec les contraintes uniaxiales de températures d'ordre magnétique du terbium et du dysprosium.

**II. Etude photoélastique.** — Pour réaliser notre étude, nous avons utilisé la méthode de « figeage des contraintes ». Le matériau choisi pour la fabrication de nos modèles est une résine époxy type PLM4-H [1]. Chargée au cours d'un cycle thermique convenable, cette résine garde à la température ambiante la déformation et la biréfringence apparues au moment de la mise en charge. Il est possible alors de découper des tranches dans le modèle et d'examiner celles-ci à l'aide d'un polariscope par transmission.

Nous avons étudié l'effet de contraintes uniaxiales

respectivement sur un cube de 26 mm de côté, et sur une sphère de 38 mm de diamètre.

La pression est obtenue en plaçant des masses connues sur un plateau (a) (Fig. 1). La force est transmise à l'échantillon au moyen d'un guidage mécanique à bille (b) à un degré de liberté. L'échantillon est placé sur un support à rotule (c).

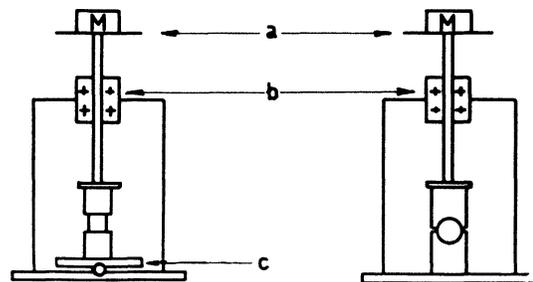


FIG. 1. — Appareillage d'application des contraintes.

Nous avons enduit les faces des pistons en contact avec les échantillons à comprimer d'huile de paraffine afin de limiter les frottements.

Nous avons découpé les échantillons en tranches suivant des plans principaux contenant l'axe  $z$  de compression (d'épaisseur 3 mm pour le cube, 4 mm pour la sphère). Nous avons observé chacune de ces tranches en lumière polarisée afin d'obtenir les lignes isoclines et isostatiques (Fig. 2).

Pour le cube, l'état de contrainte uniaxiale est perturbé par les contacts entre les pistons et l'échantillon

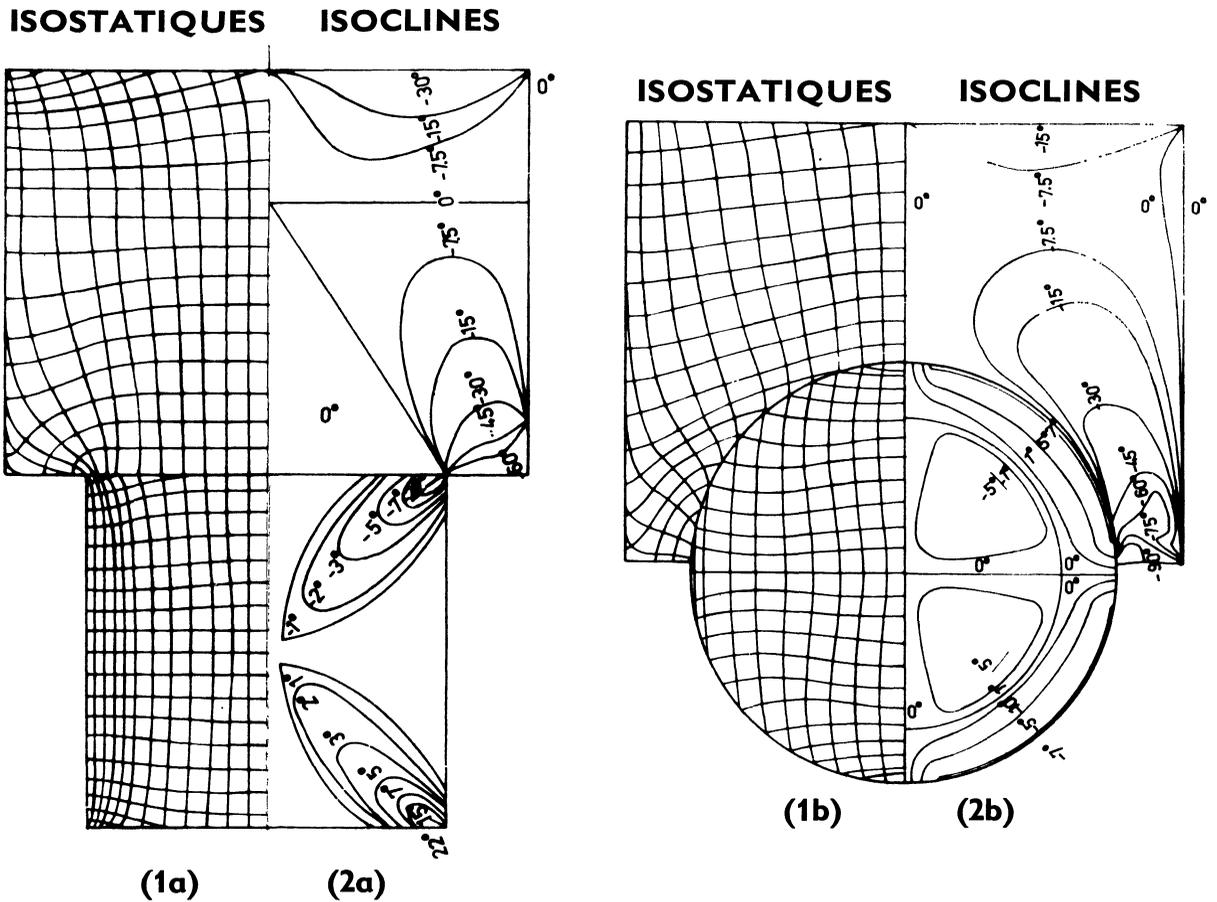


FIG. 2. — Isostatiques (1a, 1b) et isoclines (2a, 2b) dans un plan contenant l'axe  $z$  de compression. Dans le cas du cube, ce plan est parallèle à l'une des faces.

au niveau des arêtes. Dans ces régions, l'angle d'inclinaison des contraintes principales par rapport à l'axe de compression atteint  $20^\circ$ . Par contre, dans 35 % du volume, cet angle est nul à  $0,5^\circ$  près.

Pour la sphère l'angle d'inclinaison maximal des contraintes principales est de  $7^\circ$ . Il est inférieur à  $1^\circ$  dans 30 % du volume.

Nous nous proposons de préciser la contribution de chaque contrainte principale au défaut d'homogénéité qui apparaît sur les figures d'interférence (isochromes) [2, 3] (Fig. 3).

Pour un état tridimensionnel, l'équation d'équilibre suivant une direction  $x$  est la suivante [4, 5] :

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + X = 0. \quad (1)$$

Dans le plan médiateur  $z_0$  où

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0,$$

on est ramené à un état de contraintes bidimensionnel.

Soit  $z$  la direction de l'axe de compression,  $\sigma_z$  la

contrainte principale la moins inclinée par rapport à cette direction dans la zone centrale,  $\sigma_\rho$  et  $\sigma_\theta$  les deux autres contraintes principales. Dans le plan médiateur  $z_0$  en un point  $M$  d'une isostatique  $I_\rho$ , nous avons la relation [1] :

$$\frac{\delta \sigma_\rho}{\delta s} + \frac{\sigma_\rho - \sigma_\theta}{\rho} = \sigma \quad (2)$$

où  $s$  est l'abscisse curviligne du point  $M$  sur  $I_\rho$  et  $\rho$  le rayon de courbure de l'isostatique orthogonale  $I_\theta$ . Dans ce plan, pour le cube, les lignes isostatiques sont représentées figure 4 ; pour la sphère, ces lignes sont des cercles concentriques et des droites passant par le centre. Nous donnons l'intégration des contraintes suivant la direction  $OA$  pour le cube (Fig. 4) et le long d'un rayon pour la sphère (Fig. 5). Dans le plan  $z_0$ , du cube et de la sphère, les contraintes principales  $\sigma_\rho$  et  $\sigma_\theta$  sont de compression près des faces latérales et d'extension vers le centre. Ceci résulte de la superposition de l'extension due à l'effet de Poisson et de l'action des frottements au contact des pistons.

Les lignes isoclines dans deux plans perpendiculaires parallèles à l'axe  $z$  (Fig. 2) permettent d'obtenir  $\sigma_z$  à



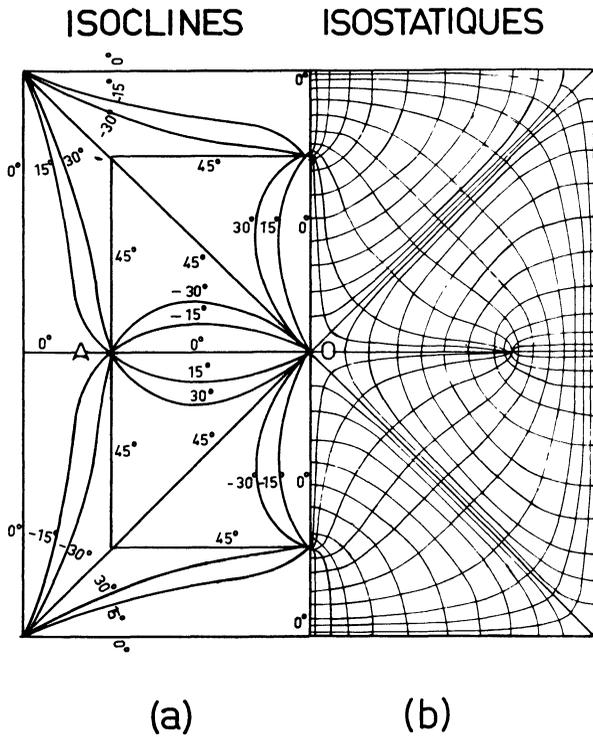


FIG. 4. — Isoclines (a) et isostatiques (b) dans un plan médiateur du cube perpendiculaire à l'axe z.

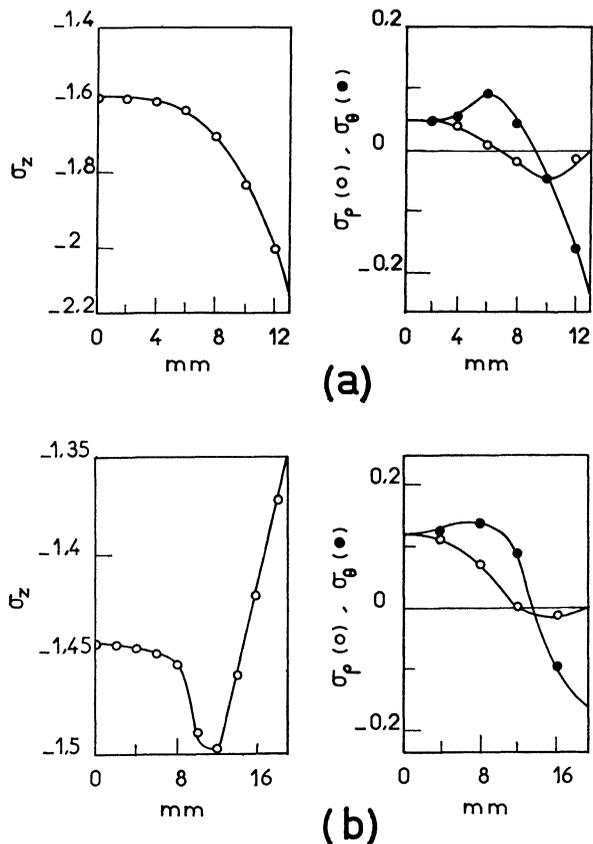


FIG. 5. — Variation des contraintes  $\sigma_z$ ,  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_\rho$  dans un plan perpendiculaire à l'axe z suivant une médiatrice du cube (a) ou suivant un rayon de la sphère (b). L'origine est le centre de la sphère ou du cube. Les contraintes sont exprimées en unité  $C/t$  avec  $t$  égal à 3 mm pour le cube (a) et 4 mm pour la sphère (b),  $C$  étant la constante optique du matériau.

la température de transition ferromagnétique-héli-magnétique du dysprosium avec des contraintes appliquées respectivement suivant les axes cristallographiques orthohexagonaux  $a$ ,  $b$  et  $c$ . Compte-tenu de l'étude précédente, nous avons utilisé des monocristaux de forme sphérique. Nous avons choisi des pistons en yttrium polycristallin dont la compressibilité ( $2,95 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dyne}$  [6]) et le coefficient de dilatation thermique ( $10,8 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  à l'ambiante [6]) sont voisins de ceux du terbium et du dysprosium (de l'ordre de  $2,5 \times 10^{-12} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  [6, 7] et de  $9 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{dyne}$  à l'ambiante [6, 8]).

D'autre part les variations avec la température de la compressibilité et des coefficients de dilatation thermique de l'yttrium et des deux terres rares étudiées sont voisines dans l'état paramagnétique.

La forme des pistons a été obtenue par empreinte en utilisant une bille en acier de 5 mm de diamètre. Nous avons ensuite recuit les pistons à 400 °C puis rodé l'échantillon à l'aide de pâtes diamant de plus en plus fines.

Nous déterminons la variation des températures d'ordre magnétique avec les contraintes à partir de la variation thermique de l'inductance mutuelle  $M_0$  que présentent entre eux deux bobinages contenant l'échantillon [9, 10].

a. VARIATION AVEC LES CONTRAINTES UNIAXIALES DE LA TEMPÉRATURE DE NÉEL DU TERBIUM. — La température de Néel  $\theta_N$  du terbium est égale à 229,8 °K ; cette valeur est en bon accord avec celle obtenue par d'autres auteurs [9, 11]. A cette température, les dimensions du piston et de l'échantillon sont très voisines. Lorsque la contrainte uniaxiale est appliquée suivant l'axe  $c$ , la température de Néel du terbium varie avec la pression au taux de  $-(1,30 \pm 0,05) \text{ }^\circ\text{K.kbar}^{-1}$ . La température de Néel du terbium n'est pas modifiée lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe  $a$  ou l'axe  $b$  (Fig. 6).

On peut développer au premier ordre la variation de la température de Néel avec la pression en fonction de la variation des paramètres cristallins

$$\frac{\partial \theta_N}{\partial p} = \sum_i \frac{\partial \theta_N}{\partial \log i} \frac{1}{i} \frac{\partial i}{\partial p} \quad (i = a, b \text{ ou } c). \quad (4)$$

A l'aide des résultats expérimentaux, on déduit de cette relation la variation de la température de Néel du terbium en fonction des paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . En utilisant les coefficients élastiques [7], il est possible alors de calculer la variation de la température d'ordre magnétique avec la pression hydrostatique. On obtient

$$\frac{\partial \theta_N}{\partial p} = -(1,25 \pm 0,4) \text{ }^\circ\text{K.kbar}^{-1},$$

à comparer à la valeur expérimentale

$$-(0,84 \pm 0,02) \text{ }^\circ\text{K.kbar}^{-1} \text{ [9, 12].}$$

Compte tenu des incertitudes, l'accord est satisfaisant.

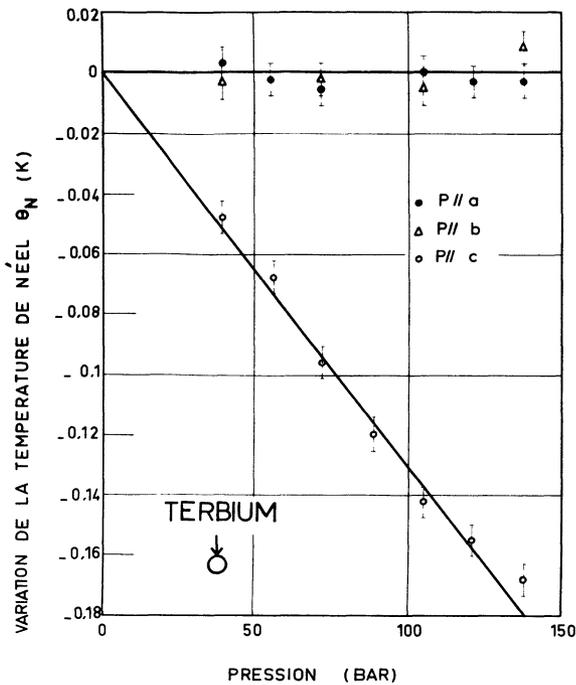


FIG. 6. — Variation de la température de Néel d'un monocristal de terbium en fonction de contraintes uniaxiales appliquées suivant les axes *a*, *b* ou *c*.

*b*. VARIATION AVEC LES CONTRAINTES UNIAXIALES DE LA TEMPÉRATURE DE TRANSITION FERROMAGNÉTIQUE-HÉLIMAGNÉTIQUE DU DYSPROSIUM. — La température de transition ferromagnétique-hélimagnétique  $\theta_{FM}^{HM}$  du dysprosium est égale à 90,7 °K lorsqu'elle est obtenue à température croissante. Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue par d'autres auteurs [9, 13]. Cette transition est du premier ordre, il lui est associé une discontinuité de l'aimantation [9]. Nous avons reporté

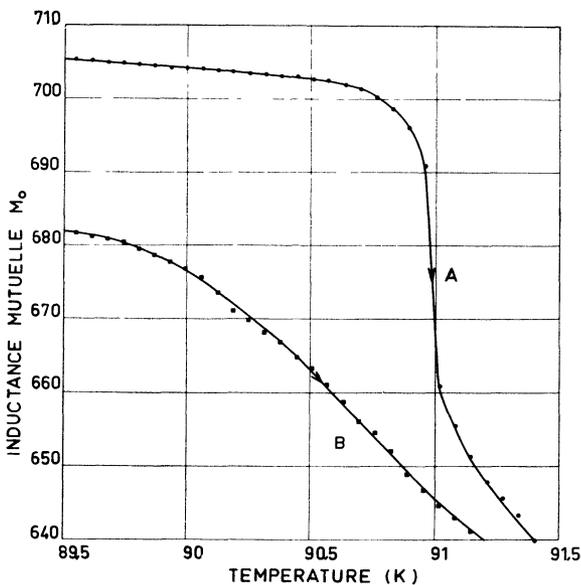


FIG. 7. — Variation thermique de  $M_0$  (cf. texte) lorsque l'échantillon est soumis à une contrainte uniaxiale de 122 bar suivant l'axe *a*. La contrainte a été appliquée dans les états ferromagnétique (A) ou hélimagnétique (B).

(Fig. 7) la variation thermique de l'inductance mutuelle  $M_0$  au voisinage de la température de transition lorsque l'échantillon est soumis à une contrainte uniaxiale de 122 bar suivant l'axe *a*. Les mesures ont été effectuées en température croissante. Au préalable, nous avons appliqué la contrainte soit dans l'état ferromagnétique (A), soit dans l'état hélimagnétique (B). Dans le premier cas (A), on observe une discontinuité de l'aimantation à la transition semblable à celle obtenue sans contrainte. Dans le deuxième cas (B) il y a étalement de la transition. La variation thermique étant très lente, cet effet ne peut être dû qu'à un gradient de contrainte, certainement associé à la magnétostriction qui est très importante dans le dysprosium. L'effet de la magnétostriction dépend de la répartition des domaines magnétiques. Il atteint sa valeur maximale lorsque les domaines possèdent la même direction. Dans ce cas, les variations maximales des paramètres peuvent atteindre  $5 \times 10^{-3}$ . Les résultats obtenus semblent indiquer que les effets de magnétostriction sont plus importants lorsque la contrainte a été appliquée auparavant dans le domaine hélimagnétique. La contrainte dans ce cas influencerait la croissance des domaines suivant une direction. A la suite de ces résultats, nous avons choisi d'appliquer la contrainte dans l'état ferromagnétique.

La température de transition ferromagnétique-hélimagnétique du dysprosium varie au taux de  $(1,7 \pm 0,1) \text{ }^\circ\text{K} \cdot \text{kbar}^{-1}$  lorsque la contrainte est appliquée suivant l'axe *a*, au taux de  $(9,9 \pm 0,5) \text{ }^\circ\text{K} \cdot \text{kbar}^{-1}$  lorsqu'elle est appliquée suivant l'axe *b*, au taux de  $-(10,8 \pm 0,5) \text{ }^\circ\text{K} \cdot \text{kbar}^{-1}$  lorsqu'elle est appliquée suivant l'axe *c* (Fig. 8).

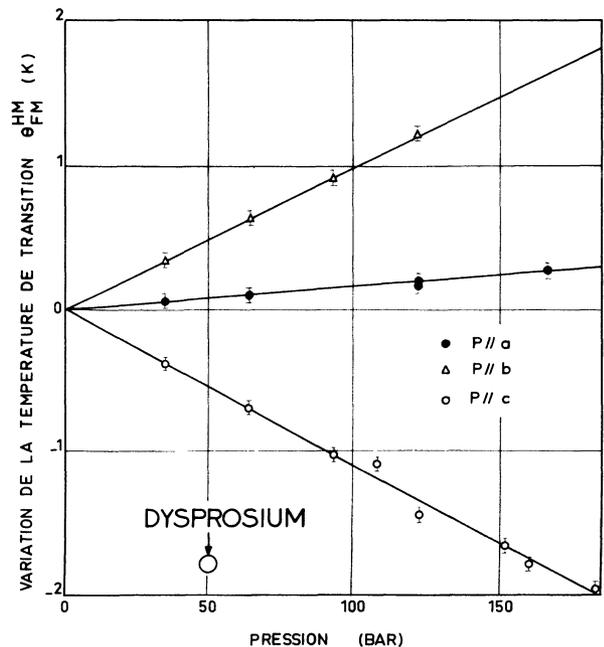


FIG. 8. — Variation de la température de transition ferromagnétique-hélimagnétique d'un monocristal de dysprosium en fonction de contraintes uniaxiales appliquées suivant les axes *a*, *b* ou *c*.

IV. **Conclusion.** — L'étude précédente montre qu'il est possible d'exercer des contraintes uniaxiales sur des solides magnétiques ayant la forme d'une sphère. Cependant, il est nécessaire de prendre des précautions

lorsque les mesures sont effectuées au voisinage d'une température de transition magnétique du 1<sup>er</sup> ordre en raison des effets de magnétostriction.

#### Bibliographie

- [1] Manuel d'analyse expérimentale des contraintes, jauges-photostress-capteurs, par AVRIL (J.), Ed. Budd S. A., Paris, 1967.
  - [2] GORANSON (R. W.) et ADAMS (L. H.), *J. F. I.*, 1933, **216**, n° 4, 475.
  - [3] TARDY (H. L.), *Revue d'Optique*, 1929, **8**, 59.
  - [4] TIMOSHENKO (S.), GOODIER (J. N.), *Théorie de l'élasticité*, Ed. Dunod, Paris, 1961.
  - [5] HENTENYI (M.), *Handbook of Experimental Stress Analysis*, John Wiley and sons, Inc., New York, 1954.
  - [6] GSCHNEIDNER (K. A.) jr., *Rare Earth Alloys*, D. Van Nostrand Company, Inc. Princeton, New Jersey, 1961.
  - [7] FISHER (E. S.), DEVER (D.), *Trans. Met. Soc. AIME*, 1967, **239**, 48 et communication personnelle.
  - [8] BARSON (F.), LEGVOLD (S.), et SPEDDING (F. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 418.
  - [9] BARTHOLIN (H.), BLOCH (D.), *J. Phys. Chem. Solids*, 1968, **29**, 1063.
  - [10] BARTHOLIN (H.), BLOCH (D.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1969, **269**, 496.
  - [11] HEGLAND (D. E.), LEGVOLD (S.) et SPEDDING (F. H.), *Phys. Rev.*, 1963, **131**, 158.
  - [12] BARTHOLIN (H.), BEILLE (J.), BLOCH (D.), BOUTRON (P.) et FERON (J. L.), Conférence « Magnetism and Magnetic Materials », Miami, nov. 1970 (à paraître).
  - [13] BEHRENDT (D. R.), LEGVOLD (S.) et SPEDDING (F. H.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1544.
-