

4. Présentées de cette manière, les anomalies du tenseur de magnéto-résistivité rejettent toute explication utilisant la courbure des trajectoires, explication satisfaisante dans le cas des métaux non ferromagnétiques. Cet effet de courbure ou effet « ordinaire » existe bien, mais aux températures envisagées ici ($\Theta < T < T_c$), il est complètement masqué par un « effet extraordinaire » dont il faut trouver l'origine. Jusqu'à ce jour, la théorie sépare généralement l'explication de l'anomalie de résistivité ferromagnétique [MOTT⁶], FRIEDEL et DE GENNES⁷), WEISS et MAROTTA⁸), de celle de l'anisotropie de résistivité (SMIT⁹), et de celle de l'effet Hall extraordinaire [KARPLUS & LUTTINGER¹⁰), SMIT⁹), LUTTINGER¹¹)]. Suivant l'effet considéré, on fait alors appel à des mécanismes différents.

Cela ne paraît pas satisfaisant surtout lorsqu'il s'agit de contrôler la validité du modèle, lequel pour être recevable, devrait expliquer simultanément les 3 phénomènes, aspects multiples d'un seul effet.

La solution devrait, semble-t-il, être cherchée dans un traitement qui tienne compte de la présence simultanée dans l'hamiltonien du problème de l'énergie d'échange et de celle de spin-orbite, alors qu'à ce jour, on n'a jamais considéré qu'un seul des termes à la fois.

L'auteur remercie M. Berger pour les discussions qu'il a eues avec lui à ce sujet; il exprime d'autre part sa reconnaissance au Fond National de la Recherche Scientifique pour son encouragement.

Bibliographie

- 1) D. RIVIER, Bull. Soc. Vaud. Sc., Nat. 67, 193 (1959).
- 2) P. N. ARGYRES, J. Phys. Chem. Solids 8, 124-130 (1959).
- 3) J.-P. JAN Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals dans Solid State Physics, Vol. 5, Academic Press, New-York 1957.
- 4) R. M. BOZORTH, Ferromagnetism. Van Nostrand (1951), p. 753.
- 5) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta 3, 400 (1930).
- 6) N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. A. 153, 699 (1936).
- 7) P. G. DE GENNES et J. FRIEDEL, J. Phys. Chem. Solids 7, 71-77 (1958).
- 8) R. J. WEISS et A. S. MAROTTA, J. Phys. Chem. Solids 9, 302-308 (1959).
- 9) J. SMIT, Thesis Leyden (1956).
- 10) R. KARPLUS and J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. 95, 1154 (1954).
- 11) J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. 112, 739-751 (1958).

Remarques sur les substances ferromagnétiques à structure cristalline hexagonale*)

par E. ASCHER
(Genève, Institut Battelle)

Au cours de nos études sur des composés ferrimagnétiques à structure cristalline hexagonale, nous avons pu constater que certains de ces composés montraient des propriétés fort intéressantes. Il nous a paru utile

*) Recherche effectuée sous les auspices du Centre d'Information du Cobalt, Bruxelles.

d'en faire mention brièvement ici. Pour situer le problème, il convient de rappeler la description phénoménologique de l'anisotropie magnéto-cristalline pour une symétrie hexagonale. L'énergie d'anisotropie peut être représentée par l'expression suivante¹⁾:

$$f = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta + K_3 \sin^6 \Theta (1 + K'_3 \cos 6 \varphi) \dots$$

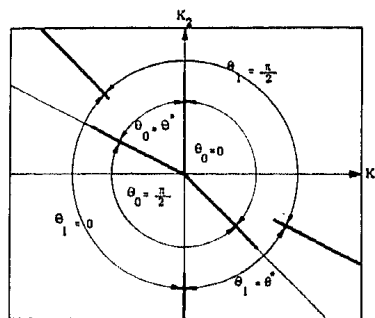
Θ est l'angle entre l'axe hexagonal et l'aimantation. Le terme en K_3 exprime, par l'intermédiaire de φ , l'anisotropie dans un plan perpendiculaire à l'axe hexagonal. K_3 est, dans la plupart des cas, de plusieurs ordres de grandeur plus petit que K_1 et K_2 . Pour ce qui nous intéresse ici, nous pouvons en tout cas le négliger. Il faut cependant remarquer que nous avons éliminé l'élément proprement hexagonal de la symétrie; les termes restants représentent donc une symétrie purement cylindrique.

Il est connu que l'on trouve, en partant d'une telle expression, que les directions privilégiées de l'aimantation sont situées sur un cône de révo-

Tableau 1

Condition pour K_1	Condition pour $K_1 + 2 K_2$	Condition pour $K_1 + K_2$	Θ_0 Direction de facile aimantation	Θ_0 Direction de difficile aimantation
$K_1 > 0$	$K_1 + 2 K_2 > 0$	$(K_1 + K_2 > 0)$	0	$\pi/2$
	$K_1 + 2 K_2 < 0$	$(K_1 + K_2 > 0)$		$\text{Arc sin } \sqrt{-\frac{K_1}{2K_2}} = \Theta^*$
$K_1 < 0$	$K_1 + 2 K_2 < 0$	$(K_1 + K_2 < 0)$	$\pi/2$	
		$(K_1 + K_2 < 0)$		
	$K_1 + 2 K_2 > 0$	$(K_1 + K_2 < 0)$	$\text{Arc sin } \sqrt{-\frac{K_1}{2K_2}} = \Theta^*$	$\pi/2$
		$(K_1 + K_2 > 0)$		

lution dont l'angle au sommet est Θ_0 . Suivant les valeurs de K_1 et K_2 , l'angle Θ_0 peut prendre toutes les valeurs de 0 à $\pi/2$. Dans un cristal



Même unité pour K_1 et K_2

Fig. 1

Directions de facile (Θ_0) et difficile (Θ_1) aimantation dans le plan $K_1 - K_2$

hexagonal, on peut donc rencontrer soit un axe préférentiel, soit un plan préférentiel, soit un cône préférentiel proprement dit. La situation est

la même en ce qui concerne les directions de difficile aimantation (voir tableau 1).

Une représentation graphique met ces constatations encore plus clairement en évidence (fig. 1). Il en ressort que le signe de $(K_1 + K_2)$ doit changer dans une transformation qui fait passer d'un plan préférentiel à un axe préférentiel. Lors du changement d'un axe préférentiel en cône préférentiel, la constante K_1 de positive devient négative. Finalement,

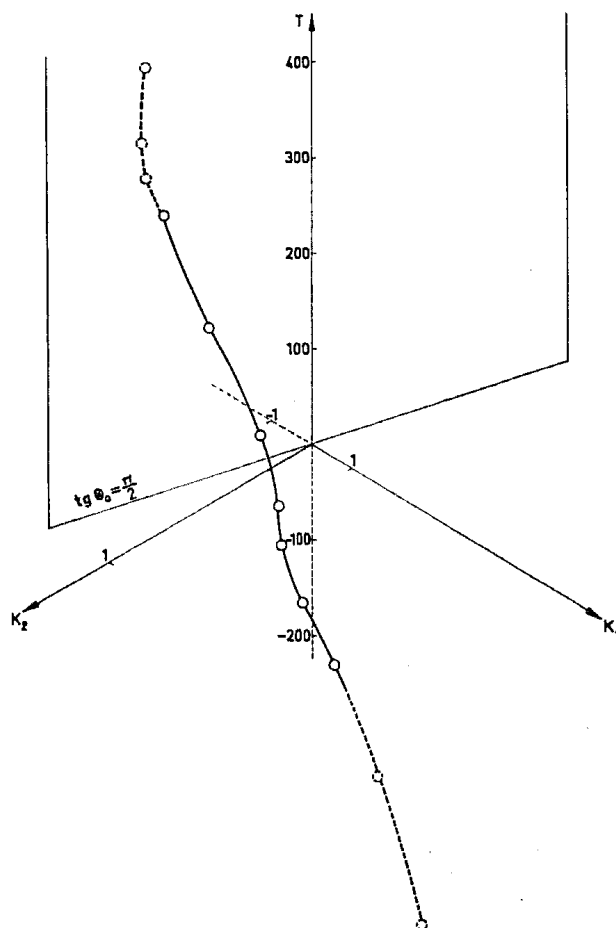


Fig. 2

Les constantes d'anisotropie du cobalt en fonction de la température²⁾

quand un cône préférentiel devient plan préférentiel, l'expression $(K_1 + 2K_2)$ doit passer par zéro. On trouve à ce sujet dans la littérature des affirmations inexactes.

Les matériaux à structure hexagonale ont à plusieurs égards des propriétés remarquables. Nous parlerons ici plus particulièrement de la rémanence et de la susceptibilité initiale.

Si un échantillon est aimanté à saturation et si l'on diminue graduellement jusqu'à zéro le champ magnétique dans lequel il se trouve, les vecteurs d'aimantation spontanée tournent pour occuper la direction préférentielle la plus proche de la direction du champ appliqué. L'aimantation résultante atteint ainsi sa valeur rémanente. Dans la grande ma-

majorité des cas, la génération de domaines d'aimantation inverse n'intervient pas dans ce processus.

Pour un matériau polycristallin composé de cristaux hexagonaux à cône de facile aimantation et orientés de façon aléatoire, l'aimantation rémanente dépend de la demi-ouverture du cône, de la manière suivante:

$$m_r = \frac{M_r}{M_s} = \frac{1}{2} \cos \Theta_0 + \frac{\pi}{4} \sin \Theta_0.$$

m_r a un maximum pour

$$\operatorname{tg} \Theta_0 = \frac{\pi}{2}$$

et ce maximum a la valeur

$$m_r = \frac{\sqrt{\pi^2 + 4}}{4} = 0,933.$$

C'est une valeur remarquablement élevée pour un matériau non orienté. Le cobalt, vers 300°C, devrait se trouver dans un tel état. La figure 2 montre les constantes K_1 et K_2 en fonction de la température. La courbe gauche, qui représente cette dépendance, coupe le plan correspondant à $\operatorname{tg} \Theta_0 = \pi/2$ vers 300°C environ.

On peut également calculer la contribution du mécanisme rotationnel à la susceptibilité initiale et au champ coercitif. Si l'énergie d'anisotropie f et si également l'orientation du champ extérieur peuvent être décrites à l'aide d'une seule et même variable angulaire Θ , on trouve

$$H_c = \frac{2}{M_s} \left| \frac{df}{d\Theta} \right|_{\text{maximum}}$$

$$\chi_i = \frac{M_s^2}{(d^2f/d\Theta^2)_{\text{au minimum de } f}}.$$

Pour un axe préférentiel, on déduit

$$\chi_i = \frac{M_s^2}{2 K_1}.$$

Pour un plan préférentiel, l'expression est

$$\chi_i = - \frac{M_s^2}{2 (K_1 + 2 K_2)}.$$

Finalement, pour le cône préférentiel, la susceptibilité initiale est donnée par la relation

$$\chi_i = \frac{M_s^2}{2 K_2 \sin^2 2 \Theta_0}.$$

Les formules pour le champ coercitif sont plus compliquées; nous ne les donnons pas ici.

Cette étude phénoménologique montre tout l'intérêt que l'on aurait à calculer les constantes d'anisotropie. Une théorie *a priori* de ces constantes ne semble pas encore à notre portée. On peut cependant espérer arriver au but par des méthodes semi-empiriques en se plaçant, par exemple, dans le cadre de la théorie du champ cristallin.

Bibliographie

- 1) SMIT, J. de Phys. Radium 20, 362 (1959).
- 2) SUCKSMITH and THOMPSON, Proc. Roy. Soc. 225, 362 (1954).

Wärmeleitfähigkeit von InSb

von G. BUSCH, E. STEIGMEIER und E. WETTSTEIN
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Wärmeleitfähigkeit der intermetallischen Verbindung InSb ist 1954 von BUSCH und SCHNEIDER untersucht worden^{1) 2)}. Dabei zeigte sich bei hohen Temperaturen ein starker Anstieg der Wärmeleitfähigkeit, was theoretisch nicht erklärt werden konnte. Die Versuche wurden in der Folge an reineren, einkristallinen Proben mit einer verbesserten Apparatur fortgesetzt, um diese Diskrepanz aufzuklären.

Die Messungen erfolgten zwischen 190° K und 700° K im Vakuum von $< 5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Wir benutzten die absolute Messmethode, unter Verwendung eines geheizten Strahlungsschirms mit gleichem Temperaturgradienten wie die Probe. Die Herstellung guter Wärmekontakte bereitete grosse Schwierigkeiten.

Eichmessungen an Armco-Reineisen stimmten gut mit den Ergebnissen von POWELL³⁾ überein.

Figur 1 zeigt die Messungen der Wärmeleitfähigkeit an drei Einkristallproben aus InSb mit folgenden Störstellenkonzentrationen:

$$\begin{aligned} Wb & 3,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ } p\text{-Typ} \\ Wd & 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ } n\text{-Typ} \\ We & 1,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ } p\text{-Typ.} \end{aligned}$$

Die relative Messgenauigkeit beträgt $\pm 2\%$, die absolute $\pm 4\%$. Immerhin zeigen die gemessenen Proben bei Zimmertemperatur eine auf $\pm 0,6\%$ übereinstimmende Wärmeleitfähigkeit. Zum Vergleich sind die Messergebnisse von WEISS⁴⁾, STUCKES⁵⁾ und BOWERS *et al.*⁶⁾ angegeben. Der von BUSCH und SCHNEIDER gemessene Anstieg der Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen kann nicht bestätigt werden. Er scheint durch Strahlungs- und Konvektionsverluste bedingt gewesen zu sein.