Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 22 (1969)
Heft: 3

Artikel: Étude par résonance magnétique d'alliages à haute susceptibilité
Autor: Dupraz, Jean
Anhang: Appendice C
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739163

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 06.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

APPENDICE C

AIMANTATION DES ALLIAGES DU TYPE *Pd*Fe

Pour effectuer les corrections de champ démagnétisant, nous avons besoin de connaître pour un alliage l'aimantation totale en fonction de la température; en vue d'obtenir au moins une approximation grossière de cette fonction, nous l'avons calculée avec le modèle simple du champ moléculaire en admettant que l'interaction dominante est le couplage ferromagnétique entre les agglomérats ou « clusters » formés par les atomes de Fe et leurs voisins de Pd polarisé. Nous savons que pour des concentrations de 0,3 % et plus les régions de polarisation positive se chevauchent et ceci donne lieu à un fort couplage. Quel nombre quantique J faut-il attribuer au moment d'un agglomérat ?

Pour le *Pd*Fe μ_{sat} est de l'ordre de 10 à 12 μ_B et nous attribuons un nombre quantique J de façon à ce que $\mu_{sat} = g\,J\,\mu_B$. Le facteur g peut être pris à 2,06, de sorte que le nombre $J = 5$ représente bien un agglomérat (le choix de valeurs un peu différentes comme $J = 6$ ne change que très peu les résultats numériques).

Nous écrivons que le champ effectif agissant sur les agglomérats est $(f+\lambda M)$, f étant le champ extérieur, λ la constante de couplage entre les agglomérats et M l'aimantation totale. Pour calculer cette dernière, nous avons à résoudre le système suivant bien connu:

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} = \frac{2J+1}{2J}\coth\left[\frac{2J+1}{2J}x\right] - \frac{1}{2J}\coth\left[\frac{1}{2J}x\right] = B_J(x) \qquad (1)$$

(fonction de Brillouin)

$$x = \frac{gJ\mu_B}{kT}\left[f + \lambda M(T)\right] \qquad (2)$$

La constante λ est estimée à partir de la température de Curie θ_C. La distinction entre θ_f et θ_p ne peut pas être faite dans le cadre de ce modèle. Pour $x \ll 1$, $B_J(x)$ se réduit à $\frac{J+1}{3J}x$; les équations (1) et (2) prennent alors la forme bien connue de la loi de Curie-Weiss:

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} = \frac{J+1}{3J}\frac{gJ\mu_B}{kT}\left[f + \lambda M(T)\right], \quad \text{mais} \quad M_{sat} = gJ\mu_B N$$

N est le nombre de moments magnétiques par unité de volume si M est l'aimantation rapportée au volume, d'où:

$$M(T) = \frac{Ng^2\mu_B^2 J(J+1)}{3kT}[f + \lambda M(T)] = \frac{C}{T}[f + \lambda M(T)]$$

$$\text{avec } C = \frac{Ng^2\mu_B^2 J(J+1)}{3k}$$

Nous pouvons mettre maintenant l'équation (2) sous une forme plus utile:

$$\frac{M(T)}{f} = \frac{C}{T - \theta_C} \quad \text{avec} \quad \theta_C = \lambda C$$

$$M(T) + \frac{f}{\lambda} = \frac{kT}{\lambda g J \mu_B} x \quad \text{mais} \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{C}{\theta_C}$$

$$M(T) + \frac{Ng^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k\,\theta_C} f = \frac{Ng\,\mu_B (J+1)}{3k\,\theta_C} kTx$$

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} + \frac{g\mu_B(J+1)}{3k}\frac{f}{\theta_C} = \frac{J+1}{3J}\frac{T}{\theta_C} x,$$

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{T}{\theta_C} &= \frac{1}{x}\frac{3J}{J+1}\left[B_J(x) + \frac{g\,\mu_B(J+1)}{3k}\frac{f}{\theta_C}\right] \qquad (3) \\ \text{avec } \frac{M(T)}{M_{sat}} &= B_J(x) \qquad (1) \end{aligned}}$$

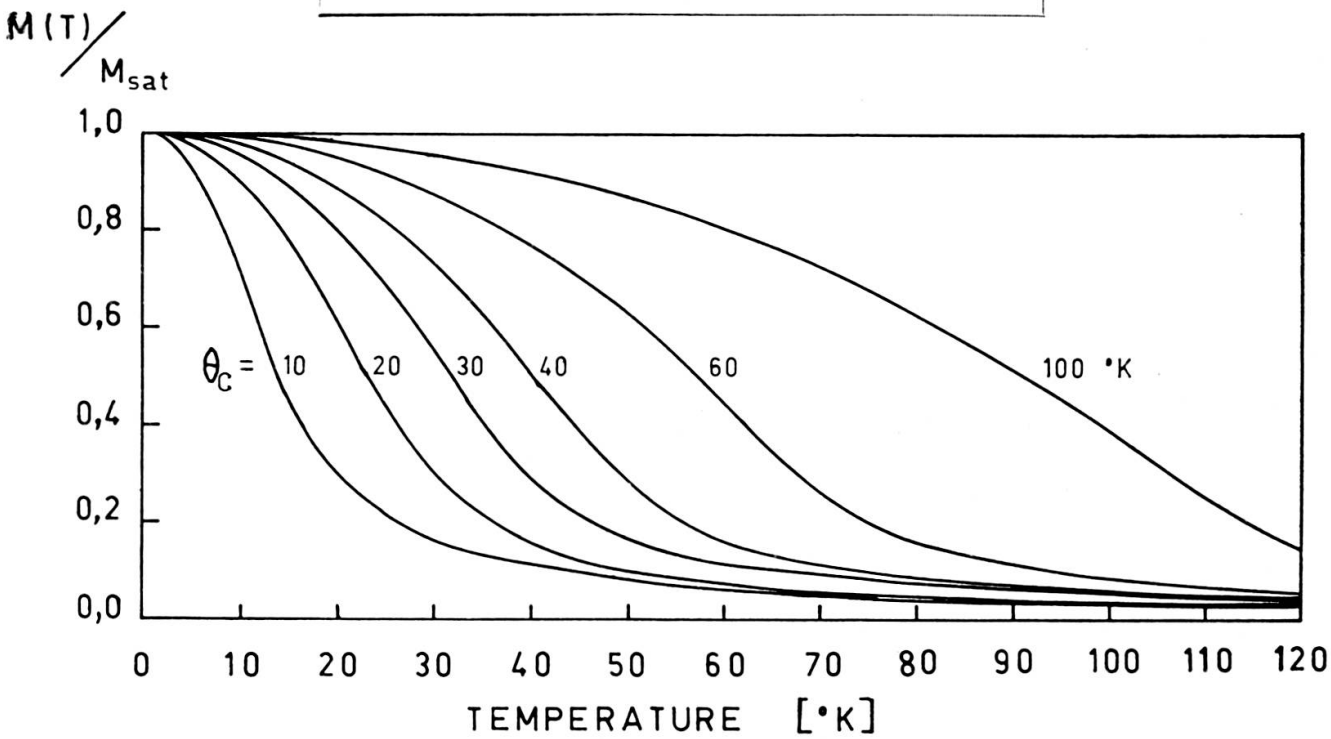

FIG. C-1. — Aimantation calculée avec le champ moléculaire f + λM.
f = 12,5 kGs J = 5, g = 2 et $\lambda = \theta_c/C$, θ_c est la température de Curie.

Nous prenons $J = 5$, $g = 2$ et $f = 12{,}5$ kGs. Cette dernière valeur correspond au champ appliqué dans nos mesures de résonance. θ_C est un paramètre. A chaque valeur arbitraire de x correspond une aimantation d'après (1) et une température d'après (3). Nous pouvons ainsi tracer un jeu de courbes d'aimantation en fonction de la température avec θ_C en paramètre (voir fig. C-1). Remarquons enfin que d'après la figure IV-1 θ_C est proportionnel à la concentration de Fe dans le domaine de 0,3 % à 3 % atomique avec le taux de 35° K par % de Fe, nous en concluons que le modèle ci-dessus décrit bien la situation avec une valeur λ constante.

Une telle procédure n'est valable que pour les alliages *Pd*Fe et les dérivés riches en Pd. Nous avons constaté que l'aimantation mesurée d'un alliage $Pd_{90}Rh_{10}$ + 1 % s'accordait approximativement avec nos courbes et les écarts n'influençaient pas la valeur de g déterminée par extrapolation à aimantation nulle.

Institut de Physique expérimentale
de l'Université de Genève