Structure de l'aimant atomique et synthèse des propriétés des ferromagnétiques

Autor(en): **Forrer, R.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **8 (1926)**

PDF erstellt am: **23.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-742388

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

P. Debye (Zurich). — *Dispersion anomale des rayons alpha.* (Calculs faits en commun avec W. Hardmeier.)

Bieler, ainsi que Rutherford et Chadwick, ont constaté que la dispersion des rayons alpha par des noyaux d'atomes légers ne suit pas les lois que l'on déduit à l'aide de l'hypothèse que les forces réciproques sont des forces de Coulomb entre les noyaux. Bieler a déjà trouvé que les écarts à ces lois peuvent être interprétés si on introduit encore des forces d'attraction inversement proportionnelles à la quatrième puissance de la distance.

On peut montrer que la dispersion anomale s'explique par les forces additionnelles que l'on peut prévoir si le noyau n'est pas représenté par un système rigide, mais s'il est polarisable. La polarisabilité du noyau est alors de l'ordre de grandeur 10^{-36}; cet ordre de grandeur est à prévoir si le noyau, tout comme l'atome tout entier, doit être considéré comme un système dynamique de charges électriques. D'une façon plutôt qualitative, Petterson a déjà formulé la conclusion que des déformations électriques du noyau pourraient expliquer la dispersion anomale des rayons alpha.

R. Forrer (Strasbourg). — *Structure de l'aimant atomique et synthèse des propriétés des ferromagnétiques.*

Le nickel courbé et tenu droit par déformation élastique possède un cycle presque en forme de parallélogramme. On peut imaginer trois modèles qui satisfont à ce cycle schématique. I. Un seul moment faisant un certain angle avec le champ. II. Deux moments à angle droit, l'un parallèle au champ, l'autre perpendiculaire. III. Trois moments à angle droit. Dans les trois modèles, le renversement d'un moment donne la partie irréversible, la rotation de l'ensemble ou d'un moment seul donne la partie réversible.

La discussion des parties du cycle réellement obtenu qui ne sont pas contenues dans le cycle schématique montre qu'il faut rejeter le modèle I, ce qui permet encore de choisir entre les modèles II et III. Pour ces deux modèles, le rapport entre l'aimantation à saturation et l'aimantation rémanente doit

être 2 ou 3. J'ai trouvé pour ce rapport 1,996, donc **2**, à 2 $^0/_{00}$ près.

L'aimant atomique du nickel est donc un doublet à angle droit.

Dans ce modèle, l'approche à la saturation consiste dans le rapprochements des deux moments. Si l'on admet que les deux moments se repoussent en raison inverse de la distance, on trouve une relation analogue à la loi d'approche de M. Weiss: $\sigma = \sigma_0\left(1 - \frac{a}{H}\right)$. On peut donc admettre que les moments sont des orbites électroniques. Dans les champs forts, les orbites des multiplets se mettent donc perpendiculairement au champ et, à cause de la répulsion des charges de même signe, il en résulte la *magnétostriction négative* dans les champs forts.

Inversement, on peut attribuer des multiplets aux corps qui donnent la loi d'approche de M. Weiss. Les cycles rectangulaires que M. Maurain obtenait par dépôt électrolytique du fer dans un champ magnétique nous donnent la forme du multiplet du fer. Si j'admets que les atomes sont déposés avec la résultante dans le sens du champ magnétique, on peut calculer l'aimantation rémanente à partir de la saturation ($I = 1706$, M. Weiss) et on trouve une valeur très voisine de la valeur expérimentale ($I_R = 982$, Schild) en admettant le triplet : $\frac{1706}{3} \cdot \sqrt{3} = 986$.

L'aimant atomique du fer est donc un triplet à angle droit.

On peut admettre que, sans champ, le multiplet est dirigé dans le réseau cristallin dans une position normale. J'admets que seules les positions symétriques sont possibles. Alors, les moments du triplet du fer sont orientés suivant les axes quaternaires, ceux du doublet du nickel suivant les axes binaires ou quaternaires.

Le mécanisme de l'aimantation est alors le suivant. La rotation des multiplets contre le champ structural des atomes voisins (forces interatomiques) se fait dans des champs faibles, est réversible et donne l'aimantation initiale. La magnétostriction causée par cette rotation est positive pour le fer, négative pour le nickel. Quand les moments dépassent les zones instables situées entre les positions normales, ils sont renversés (aimantation irréversible, renversement par rotation du multiplet). Le rapprochement des moments dans le sens du champ se fait

contre des forces intraatomiques; il nécessite donc des champs forts, il est réversible et donne l'approche à la saturation.

Quand on diminue le champ, d'abord le multiplet s'ouvre, puis il cherche par rotation la position normale la plus voisine. De cette façon, on trouve pour le champ = zéro une aimantation rémanente qu'on peut essayer de calculer. En tenant compte de la *distribution au hasard* des cristaux élémentaires dans le fer *recuit*, on trouve pour l'aimantation rémanente:

$$B = \frac{1706}{3} \cdot \frac{\sqrt{3}+1}{2} \cdot 4\pi = 9760 \ .$$

En laissant de côté les fontes et quelques fers avec des valeurs exceptionnellement grandes ($\sim$ 14000), la moyenne des aciers donne pour l'aimantation rémanente B = 9700 (Gumlich).

En ce qui concerne les fers avec aimantation rémanente exceptionnellement grande, on peut imaginer que le triplet du fer peut devenir dissymétrique, avec deux moments parallèles et le troisième à angle droit. L'aimantation rémanente calculée est alors:

$$B = \frac{1706}{3} \frac{\sqrt{5}+\sqrt{3}}{2} \cdot 4\pi = \mathbf{14\,170} \ .$$

Yensen a trouvé pour un fer très pur avec 0,05 % de silicium, recuit dans le vide, **14200**. La moyenne des valeurs exceptionnellement grandes, trouvées chez Ewing et Gumlich, donne **14160**.

Le triplet du fer se trouve donc, suivant la pureté et le traitement, sous deux formes: *le triplet symétrique et le triplet avec deux moments parallèles.*

D'ailleurs, ces modèles permettent de prévoir la grande influence d'une déformation élastique sur le nickel et sa petite influence sur le fer et son inversion de signe (point de Villari) pour le fer.

Egalement, en regardant de plus près le renversement par rotation dans un cristal élémentaire, on peut prévoir un phénomène de viscosité magnétique et le cycle instantané (Lapp).

Le multiplet magnétique s'impose donc par l'explication qualitative d'un assez grand nombre de propriétés des ferromagnétiques et surtout par les frappantes vérifications numériques de l'aimantation rémanente.