

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 8 (1926)

Artikel: Structure de l'aimant atomique et synthèse des propriétés des ferromagnétiques
Autor: Forrer, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-742388>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 03.05.2025

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

P. DEBYE (Zurich). — *Dispersion anormale 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 anormale 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 anormale 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 ‰ 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 *magnétostriktion 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 magnétostriktion 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 (~ 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 :

$$B = \frac{1706}{3} \frac{\sqrt{5} + \sqrt{3}}{2} \cdot 4\pi = 14170 .$$

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.