Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 10 (1957)

Heft: 6: Colloque Ampère

Artikel: Étude de quelques caractères propres à la résonance ferromagnétique dans les métaux

Autor: Asch, G.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738764

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: 05.07.2025

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

Etude de quelques caractères propres à la résonance ferromagnétique dans les métaux.

par G. Asch

Laboratoire Pierre Weiss, Institut de physique, Strasbourg

La formule utilisée dans les expériences de résonance ferromagnétique sur échantillons polycristallins pour la détermination du facteur de Landé g et exprimant la relation entre champ extérieur statique H_z et fréquence de résonance est:

$$\omega^2 = \gamma^2 \cdot (H_z + (N_x - N_z) M_z) \cdot (H_z + (N_y - N_z) M_z). \quad [1] \qquad (1)$$

où: N_x, N_y, N_z sont les coefficients de champ démagnétisant de l'échantillon, M_z son moment magnétique dans le champ H_z, et $\gamma = g \cdot \frac{e}{2mc}$.

Dans le cas d'un échantillon métallique plan, le champ appliqué étant parallèle à sa surface, la formule (1) devient:

$$\omega^2 = \gamma^2 \cdot (H + 4\pi M_z) \cdot H \qquad (2)$$

où $H = H_z - N_z M_z$.

La fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ et le champ de résonance H_z peuvent être mesurés avec grande précision; il n'en est pas de même de M_z et N_z. En effet:

1° M_z est déterminé par des mesures séparées effectuées dans des conditions expérimentales différentes;

2° Dans le cas de disques plans, seuls employés dans la résonance ferromagnétique des métaux, N_z est calculé de façon approchée par assimilation du disque à un ellipsoïde aplati.

Il est, en outre, nécessaire de tenir compte:

3° Des termes correctifs équivalents à des champs structuraux et dus aux énergies d'anisotropie magnétocristalline et de tensions internes;

4° De l'influence de l'état de surface.

On remarque que, pour minimiser l'effet des erreurs dues aux causes 1° 2°, 3°, il convient d'augmenter H_z, donc la fréquence.

On a été conduit, de ce fait, à préciser la variation en fonction de la fréquence, et par conséquent du champ, de certaines grandeurs intervenant dans les expériences: perméabilité maximum, puissance absorbée, largeur de raie.

Nous allons étudier ces différents facteurs en tenant compte des caractères propres, distinctifs des phénomènes de résonance dans les métaux ferromagnétiques; ces caractères sont dus aux causes suivantes:

1° Le moment magnétique M_z est pratiquement indépendant du champ H_z;

2° L'existence du champ démagnétisant de forme;

3° La variation avec la fréquence du temps de relaxation T_2;

4° L'effet de peau.

I. Perméabilité maximum.

On pose $\mu_R = (\mu_1^2 + \mu_2^2)^{1/2} + \mu_2$ avec $\mu_1 - j\mu_2 = \mu$, perméabilité h.f. complexe. Dans le cas d'un échantillon plan on a, à la résonance:

$$\mu_R = \mu_R^{\text{max.}} = 4\pi\gamma^2 \cdot M_z(H + 4\pi M_z) \cdot \frac{T_2}{\omega} \cdot \tag{3}$$

D'après les mesures de Bloembergen [2], T_2 varie sensiblement comme $\omega^{-1/2}$; on peut alors écrire, en vertu de (2):

$$\mu_R^{\text{max.}} = A \,.\, M_z \frac{(H + 4\pi M_z)^{1/4}}{H^{3/4}}, \tag{4}$$

A étant une constante indépendante du champ. Cette formule montre que la perméabilité maximum μ_R décroît quand le champ de résonance croît. Ce fait a déjà été constaté expérimentalement [3]. De la décroissance de $\mu_R^{\text{max.}}$ à champ croissant résultent deux conséquences:

1° *Une diminution de la variation relative de surtension des cavités résonnantes.*

On a:

$$\frac{1}{Q_H} = \frac{\mu_R^{1/2}}{Q_0} \tag{5}$$

Q_H: surtension de la paroi ferromagnétique en présence du champ H;

Q_0: surtension de la paroi dans un champ nul.

L'équation (5) peut s'écrire:

$$\frac{Q_0 - Q_H}{Q_0} = 1 - \frac{1}{\mu_R^{1/2}} \cdot$$

D'où l'on déduit que la décroissance de μ_R^{max} entraîne une diminution de la variation relative de la surtension des cavités résonnantes.

2° *Une diminution de la puissance absorbée à la résonance.*

Choisissant les axes de coordonnées de façon à ce que:

$$H_x^{ext} = H_1 e^{j\omega t}, \quad H_y^{ext} = 0 \quad H_z^{ext} = H$$

on trouve, pour expression de la puissance absorbée à la résonance, par unité de volume

$$w = \frac{\gamma^2}{2} \cdot M_z \cdot (H + (N_y - N_z) M_z) \cdot T_2 \cdot H_1^2 \cdot$$

soit

$$w = \frac{1}{8\pi} \cdot \omega \mu_R H_1^2 \cdot$$

Dans le cas d'un échantillon plan dont S est la surface de pénétration, δ la profondeur de pénétration de l'onde, d l'épaisseur, la puissance totale absorbée est:

$$W = \int_0^d \frac{1}{8\pi} \omega \mu_R S H_1^2 e^{-\frac{2x}{\delta}} dx$$

soit en supposant $\delta \ll d$, ce qui est toujours le cas pour les métaux en hyperfréquence.

$$W = \frac{1}{8\pi} \cdot \omega \mu_R H_1^2 S \cdot \frac{\delta}{2} \cdot \tag{6}$$

Pour déterminer δ, on utilisera les relations suivantes:

$$Q = Q_0 = \frac{2}{\delta_0} \iiint_V H_1^2 \, dV / \iint_S H_1^2 \, dS$$

en l'absence de champ.

$$Q = Q_H = \frac{2}{\delta_H} \cdot \iiint_V H_1^2 \, dV / \iint_S H_1^2 \, dS$$

en présence du champ statique H.

V et S étant respectivement le volume de la cavité et la surface de l'échantillon ferromagnétique.

D'après la relation (5) on déduit, en première approximation:

$$\delta_H = \mu_R^{1/2}\, \delta_0 \,.$$

D'autre part, δ_0 variant comme $\omega^{-1/2}$, l'équation (6) devient:

$$W = C \cdot \mu_R^{3/2} \cdot \omega^{1/2}$$

où C est indépendant du champ et de la fréquence.

En utilisant (2) et (4), l'équation précédente peut s'écrire:

$$W = C' \cdot \frac{(H + 4\pi M)^{5/8}}{H^{7/8}}$$

où C′ est encore indépendant du champ et de la fréquence.

Cette dernière équation montre qu'il y a diminution de la puissance absorbée lorsque le champ et la fréquence de résonance augmentent.

II. Largeur de raie.

Nous allons étudier l'influence des facteurs de champ démagnétisant sur la largeur de raie. Le calcul est mené dans le cas de la courbe d'absorption μ_2; il demeure valable pour la courbe de perméabilité μ_r.

$$\mu_R = \left(1 + \mu_2^2\right)^{1/2} + \mu_2 \neq 2\,\mu_2 \,.$$

Posons

$$\omega_0^2 = \gamma^2 \cdot (H_0 + (N_x - N_z)\, M_z) \cdot (H_0 + (N_y - N_z)\, M_z) \cdot$$

A la résonance:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = 0 \qquad \mu_2 = 4\pi\gamma^2 M_z (H + 4\pi M_z) \frac{T_2}{2\,\omega} \cdot$$

pour un disque plan. A mi-hauteur:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \frac{2\,\omega}{T_2} \qquad \mu_2 = 4\pi\gamma^2 M_z (H + 4\pi M_z) \frac{T_2}{4\,\omega} \cdot$$

en supposant $\Delta H \ll H + 4\pi M_z$, ΔH étant la demi-largeur à mi-hauteur. Dans ces expressions, ω fixe et égal à la fréquence de mesure, ω_0 est variable et fonction du champ.

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \gamma^2 \cdot (H_0 + (N_x - N_z) M_z) \cdot (H_0 + (N_y - N_z) M_z) - (H_r + (N_x - N_z) M_z) \cdot (H_r + (N_y - N_z) M_z) = \frac{2\omega}{T_2} \quad (7)$$

avec

H_r: champ de résonance à la fréquence ω;

H_0: champ à mi-hauteur de la courbe d'absorption.

Posons $H_0 - H_r = \Delta H$. En résolvant l'équation (7) on obtient:

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2} \cdot \frac{(H_r + (N_x - N_z) M_z)^{1/2} \cdot (H_r + (N_y - N_z) M_z)^{1/2}}{(2H_r + (N_x + N_y - 2N_z) M_z)} \quad (8)$$

Cas du plan indéfini. $N_x = N_z = 0$, $N_y = 4\pi$. La relation (8) s'écrit:

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2} \cdot \frac{(1 + 4\pi M_z/H_r)^{1/2}}{(2 + 4\pi M_z/H_r)}$$

en supposant $\Delta H \ll 2H_r + 4\pi M_z$. On peut distinguer deux cas limites.

a) Si $4\pi M_z \ll H_r$

$$\Delta H = \frac{1}{\gamma T_2}$$

b) Si $4\pi M_z \gg H_r$

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2} \cdot \frac{H_r^{1/2}}{(4\pi M_z)^{1/2}} \cdot$$

C'est le cas, par exemple, du fer à 10.000 Mc/s.

Cas de la sphère.

$N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}$. On retrouve ici l'expression classique:

$$\Delta H = \frac{1}{\gamma T_2} \cdot$$

Cas d'un monocristal.

Le calcul précédent peut être mené de la même façon en introduisant dans l'expression du champ effectif ($\omega = \gamma H_{eff}$), les termes tenant compte de l'anisotropie cristalline:

$$H_{eff}^2 = (H_z + (N_x - N_z) M_z + f(\theta)) \cdot (H_z + (N_y - N_z) M_z + g(\theta))$$

$f(\theta)$ et $g(\theta)$ étant des fonctions de l'angle entre un axe cristallographique donné et H_z. On trouve alors, en faisant un calcul semblable à celui qui permet d'obtenir la formule (8) que la largeur de raie est une fonction de θ [4].

Conclusion.

Dans l'intérêt de la précision des mesures de résonance ferromagnétique, il est indiqué d'effectuer celles-ci à des fréquences aussi élevées que possible. On a montré qu'il résulte de cette augmentation de fréquence une décroissance de la perméabilité μ_R ainsi que de la puissance absorbée. Par ailleurs, on démontre que la largeur de raie dépend de la forme géométrique de l'échantillon.

BIBLIOGRAPHIE

1. Kittel, C., *Phys. Rev.*, *73*, 155, 1948.
2. Bloembergen, N., *Phys. Rev.*, *78*, 572, 1950.
3. Barlow, G. S. et K. J. Standley, *Proc. Phys. Soc.*, B *69*, 1052, 1956.
4. Yager, W. A., J. K. Galt, F. R. Merritt and E. A. Wood, *Phys. Rev.*, *80*, 744, 1950.