

Sur une étude expérimentale de la résonance gyromagnétique des oxydes Fe₂O₃

Autor(en): **Bluet, J.-C. / Epelboin, I.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **11 (1958)**

Heft 7: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738865>

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.

Sur une étude expérimentale de la résonance gyromagnétique des oxydes $\text{Fe}_2\text{O}_3 \gamma$

par J.-C. BLUET et I. EPELBOIN

Laboratoire de Physique (enseignement). Faculté des Sciences de Paris.

Une méthode utilisée fréquemment pour déterminer le rapport gyromagnétique γ d'une substance ferromagnétique consiste à provoquer une résonance induite en appliquant deux champs magnétiques perpendiculaires, l'un hyperfréquence, l'autre continu et en faisant varier ce dernier [1]. En général, on mesure la variation de l'une des composantes de la perméabilité complexe $\mu = \mu_1 - j\mu_2$ ou bien celle d'une de leurs combinaisons $|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}$, ou $\mu_R = |\mu| + \mu_2$. Nous avons établi une méthode basée sur la mesure des deux composantes μ_1 et μ_2 et nous montrerons ici qu'elle apporte une meilleure précision dans la détermination de γ et par conséquent du facteur de Lande $g = \frac{\gamma^2 mc}{e}$ où e et m désignent la charge et la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière.

Soit un champ magnétique hyperfréquence de pulsation ω , de composantes $h_x, 0, 0$ et un champ continu de composantes $0, 0, H_z$ appliqués simultanément à une sphère ferromagnétique. A partir de la formule classique de Landau et Lifschitz: $-\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H} - \frac{\nu}{M} [\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H})]$ on déduit que la susceptibilité χ_x est égale [2] à:

$$\chi_x = \frac{M_x}{H_x} = \chi_0 \frac{\gamma^2 M_z^2 + \nu^2 + j\omega\nu\chi_0}{\gamma^2 M_z^2 + \nu^2 - \omega^2\chi_0^2 + 2j\omega\nu\chi_0} \quad (1)$$

où $\chi_0 = \frac{M_z}{H_z}$; M_x et M_z sont les deux composantes du moment magnétique de la substance et ν la fréquence de relaxation. S'il y a saturation, M_z est égal à l'aimantation à saturation M_s . Dans le cas de poudres, le champ H_z appliqué à chaque grain se déduit du champ H_a appliqué globalement par la formule $H_z = H_a + p \frac{4\pi}{3} M_s$, adoptée par la plupart des auteurs [2].

Le terme $p \frac{4\pi}{3} M_s$ provient de l'influence des grains voisins; p désigne la charge, c'est-à-dire le rapport du volume de poudre au volume total de l'échantillon. Posons:

$$u = \frac{\omega \chi_0}{\sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \nu^2}} \quad (2) \quad \nu_1 = \frac{\nu}{\sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \nu^2}} \quad (3)$$

$$K = \frac{\omega \sqrt{1 - \nu_1^2}}{4\pi \sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \nu^2}} \quad (4) \quad z = \frac{1 + j \nu_1 \omega}{u \sqrt{1 + \nu_1^2}} \quad (5)$$

D'après (5), le point z décrit une demi-droite D parallèle au demi axe réel positif; le point $\frac{1}{z}$ décrit donc un cercle G et celui d'affixe $\left(z - \frac{1}{z}\right)$ une courbe Γ' déduite de D et G . La courbe Γ représentative de $\frac{1}{\mu - 1}$ se déduit de Γ' par une homothétie. Dans l'hypothèse généralement vérifiée où ν_1 est très inférieur à 1, Γ' tend à se confondre avec l'axe réel et Γ avec une droite. Une inversion montre que les lieux de $\mu - 1$ et donc de μ sont des cercles. D'après cette théorie élémentaire, ce sont les mêmes valeurs des champs H_z'' et H_z''' qui rendent simultanément $|\mu|$ et μ_R soit nuls, soit infinis. En fait, il n'en est pas ainsi car ces perméabilités sont les perméabilités globales des échantillons et non les perméabilités vraies des grains eux-mêmes. Comme μ_R seul représente l'énergie dissipée sous forme magnétique, c'est à partir de ce paramètre que nous déterminons les coefficients des équations permettant le calcul de γ . Soit H_z' la valeur du champ telle que δ_M , angle de perte magnétique $\text{Arc tg } \frac{\mu_2}{\mu_1}$ soit maximum, et H_z''' et H_z'' ses valeurs telles que μ_R soit minimum et maximum; les considérations précédentes nous permettent d'écrire [2]:

$$\omega = \gamma \sqrt{H_z' (H_z' + 2\pi M_s)} \quad (6)$$

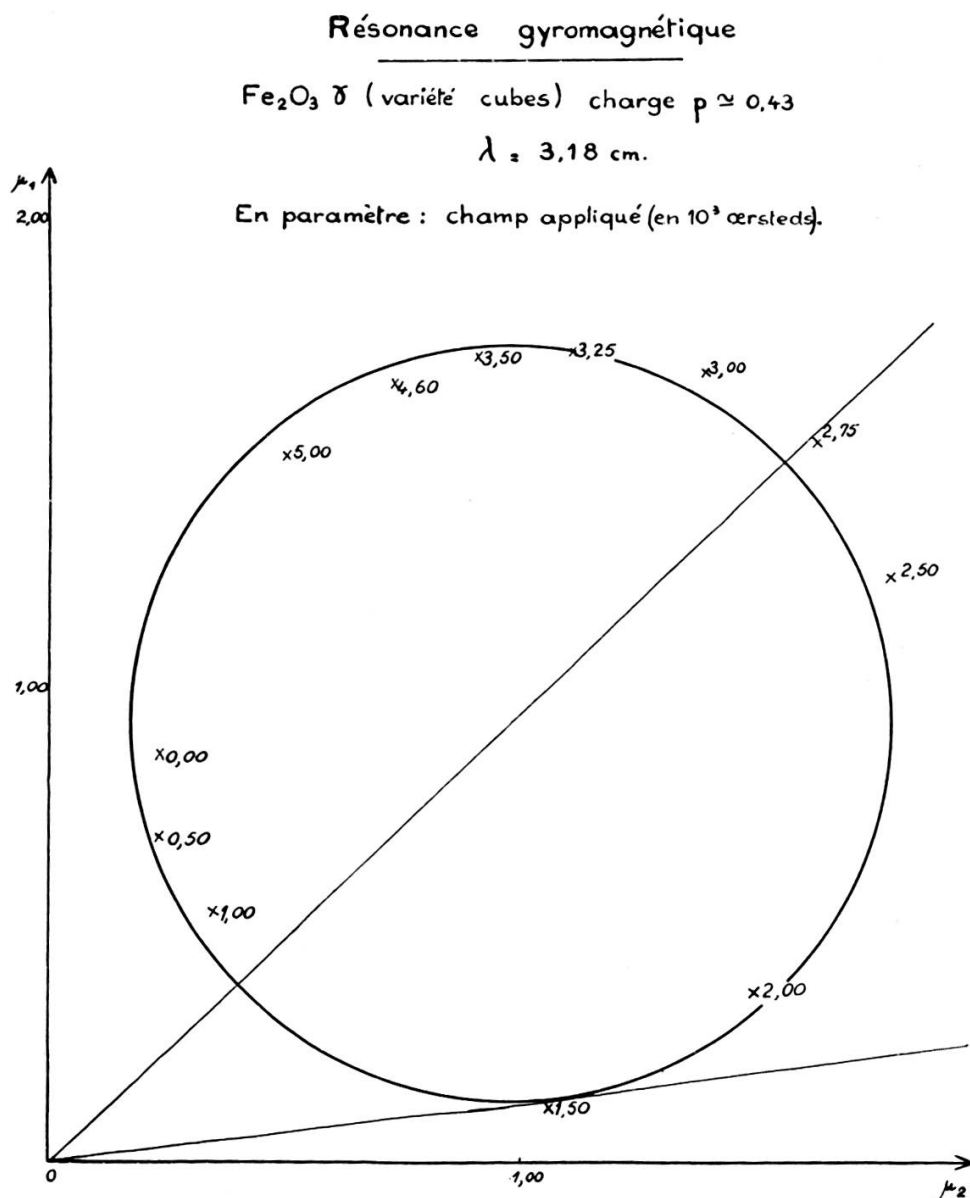
$$\omega = \gamma H_z'' \quad (7)$$

$$\omega = \gamma \sqrt{H_z''' (H_z''' + 4\pi M_s)} \quad (8)$$

Les relations (6), (7), (8) constituent un système de trois équations à deux inconnues γ et M_s . On peut déterminer ces deux constantes avec deux

des équations et utiliser la troisième pour vérifier les valeurs de γ ou de M_s .

Cette représentation circulaire ne constitue pas à proprement parler une vérification théorique des résultats expérimentaux. La perméabilité



mesurée n'est qu'apparente puisqu'elle présente un caractère tensoriel en milieu gyromagnétique. De plus les formules données ci-dessus ne font pas intervenir explicitement la charge. Il s'agit donc essentiellement d'un procédé qui permet de calculer g par trois équations différentes, et

se justifie *a posteriori*, comme nous allons le voir, par la concordance des valeurs trouvées.

Des mesures effectuées au laboratoire sur des poudres métalliques [2, 3] montrent que les courants de Foucault compliquent les phénomènes de résonance ferromagnétique naturelle (spectre magnétique) ou induite (variation d'un champ magnétique continu). Leur résonance gyromagnétique n'est pas importante: au cours des phénomènes, la variation de $|\mu|$ est inférieure à 30%. H_z''' étant faible, on commet une grande erreur relative et l'équation (8) est inutilisable dans la plupart des cas. Au contraire, certains oxydes de forte résistivité présentent des courants de Foucault négligeables. Ils donnent lieu à des phénomènes gyromagnétiques très importants et leur perméabilité $|\mu|$ varie de plusieurs fois sa valeur [4].

A titre d'exemple, nous analysons ici les résultats concernant un échantillon de $\text{Fe}_2\text{O}_3 \gamma$ obtenu par oxydation de Fe_3O_4 , lui-même préparé en phase liquide à partir du sulfate ferreux en milieu alcalin. Pour l'étude, les grains sont répartis dans une substance de liaison avec une charge $p = 0,43$, calculée à partir de la densité réelle $d = 4,4$ des grains. Nous utilisons un guide rectangulaire opérant sur le mode H_0 , à 3,18 cm de longueur d'onde. L'échantillon est taillé aux dimensions du guide et le champ continu appliqué H_a normal au grand côté (effet Cotton-Mouton). A partir des mesures de glissement de phase et de taux d'onde stationnaire, on peut calculer μ_1 et μ_2 ainsi que les deux composantes ϵ_1 et ϵ_2 de la permittivité complexe. Pour $H_a = 0$, on trouve $\mu_1 = 0,80$, $\mu_2 = 0,24$, $\epsilon_1 = 5,2$, $\epsilon_2 = 0,0$. Les valeurs de ϵ_1 et ϵ_2 ne varient pas en fonction de H_a ; il n'en est pas de même de la perméabilité. La figure montre que les points $[\mu_1, \mu_2]$ se placent sur un cercle avec un écart maximum de 8% par rapport au rayon moyen. On peut expliquer cette dispersion par la forme non sphérique des grains, ou encore par le fait que la saturation n'est pas atteinte lorsque le champ appliqué est faible. A partir de ces résultats, nous déterminons, avec une erreur absolue de 50 oersteds: $H_a' = 1580$ oe; $H_a'' = 2500$ oe et $H_a''' = 850$ oe. En éliminant M_s entre (6) et (7) nous obtenons une équation du deuxième degré en $\frac{1}{\gamma}$ dont la résolution donne $g = 2,07$; si nous reportons cette valeur dans (7), nous calculons $M_s = 440$ U.E.M. C.G.S. Les erreurs relatives sur H_a' et H_a'' sont $\frac{\Delta H_a'}{H_a'} = \frac{50}{1580} = 3,2\%$ et $\frac{\Delta H_a''}{H_a''} = \frac{50}{2500} = 2\%$; les équations (6) et (7) fournissent donc g et M_s avec une erreur de 5%. En reportant la valeur de M_s dans (8), on trouve cette fois $g = 1,96$. La diffé-

rence avec le premier résultat est surtout due à l'erreur relative faite sur

$$H_a''' = \frac{\Delta H_a'''}{H_a'''} = \frac{50}{850} = 17\%.$$

L'étude des deux composantes μ_1 et μ_2 en fonction des champs magnétiques continus montre donc que le facteur de Lande des oxydes Fe_2O_3 γ est sensiblement égal à 2. Par conséquent, le phénomène de résonance aux ondes centimétriques est dû aux spins des électrons.

BIBLIOGRAPHIE

1. KITTEL, C., Résonance ferromagnétique. *J. Phys. Radium* (mars 1951), 12, n° 3, pp. 251-302.
2. PISTOULET, B., *Sur le comportement des poudres ferromagnétiques jusqu'à 24.000 MHz*. Thèse, Paris, 6/10/1951; *Ann. Télécomm.*, 1952.
3. EPELBOIN, I., Colloque Ampère 1954, *Onde électrique*, 1955, p. 471.
4. BLUET, J. C., I. EPELBOIN et D. QUIVY, *C. R. A. S.*, 246, pp. 246-249.

Manuscrit reçu le 27 mai 1958.
