

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 13 (1960)
Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Perméabilité apparente et perméabilité intrinsèque en ondes centrimétriques
Autor: Berteaud, André-Jean
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738555>

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: 02.04.2026

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

Perméabilité apparente et perméabilité intrinsèque en ondes centrimétriques

par André-Jean BERTEAUD

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C.N.R.S.,
Bellevue, (Seine-et-Oise).

La plupart des auteurs ayant effectué des mesures sur le tenseur de perméabilité des ferrites en ondes centimétriques expriment leurs résultats, pour des raisons de commodité, en fonction du champ H.F. non perturbé (existant en l'absence de l'échantillon) [1].

Plusieurs auteurs [2, 3, 4, 5] ont fait remarquer que cette représentation était incorrecte et conduisait à une perméabilité apparente μ_{app} différente de la perméabilité intrinsèque μ_i définie en exprimant l'aimantation en fonction du champ H.F. interne. Cette substitution de l'étude de μ_{app} à celle de μ_i a été particulièrement utilisée en ce qui concerne la partie imaginaire (μ'') de ces paramètres au voisinage de leur résonance. Spencer et ses collaborateurs [4, 6] ont montré que, pour un échantillon de forme sphérique, μ''_{app} et μ''_i présentent des variations similaires en fonction du champ appliqué et en particulier, la largeur ΔH_a de la courbe de résonance de μ''_{app} constitue une bonne approximation de la largeur de la courbe de résonance de μ''_i . C'est sans doute pour cette raison que jusqu'à présent, on continue à caractériser les matériaux par la largeur de la courbe apparente, bien que l'on admette que cela n'est pas correct.

Nous ne pensons pas, en ce qui nous concerne, que μ_i puisse être considéré comme un paramètre plus intrinsèque de la matière que ne l'est μ_{app} et les considérations suivantes prouveraient même le contraire.

Nous avons construit (figure) les courbes de variation des parties réelles (μ') et imaginaires (μ'') de μ_i et μ_{app} pour un même matériau (grenat d'yttrium), en utilisant des techniques de mesure classiques [7]. En appelant $x_1 = \frac{df}{f}$ la variation relative de fréquence de la cavité de mesure et $x_2 = d \left(\frac{1}{2Q} \right)$ la variation de surtension et en opérant en polarisation linéaire (les résultats obtenus en polarisation circulaire sont tout à fait semblables), on montre que pour un échantillon sphérique [7]:

$$\mu'_i = - \frac{(2x_1 + A)(x_1 - A) + 2x_2^2}{(2x_1 + A)^2 + 4x_2^2} \quad (\text{I})$$

$$\mu''_i = 3A \frac{x_2}{(2x_1 + A)^2 + 4x_2^2} \quad (\text{II})$$

$$\mu'_{app} = 1 - \frac{x_1}{A} \quad (\text{III})$$

$$\mu''_{app} = \frac{x_2}{A} \quad (\text{IV})$$

où A est une constante qui dépend du circuit de mesure, des volumes de l'échantillon et de la cavité.

Des mesures ont été également faites sur des grenats d'yttrium monocristallins ou polycristallins de porosité variable. Nous avons pu en déduire plusieurs résultats essentiels, concernant μ_i et μ_{app} , que nous résumons ici.

Pour un matériau d'un type donné, le champ de résonance Hr de μ_{app} est sensiblement constant. Dans le cas du grenat d'yttrium par exemple, nous avons obtenu (figure) $Hr = 3\,140\,0e$ (avec $\Delta Ha = 110\,0e$) pour un échantillon polycristallin et $Hr = 3\,153\,0e$ (avec $\Delta Ha = 10\,0e$) pour un échantillon monocristallin non poli. Ces champs de résonance correspondent bien à ceux prévus par la formule de Kittel pour une sphère.

Par contre, le champ de résonance de μ_i varie suivant que, pour un matériau d'un type donné, la largeur de raie est plus ou moins grande et il reste toujours supérieur à celui de μ_{app} . Pour les mêmes matériaux que précédemment, dans le premier cas (figure), on obtient en effet $Hr = 3\,470\,0e$ et dans le second cas (monocristal) $Hr = 3\,200\,0e$.

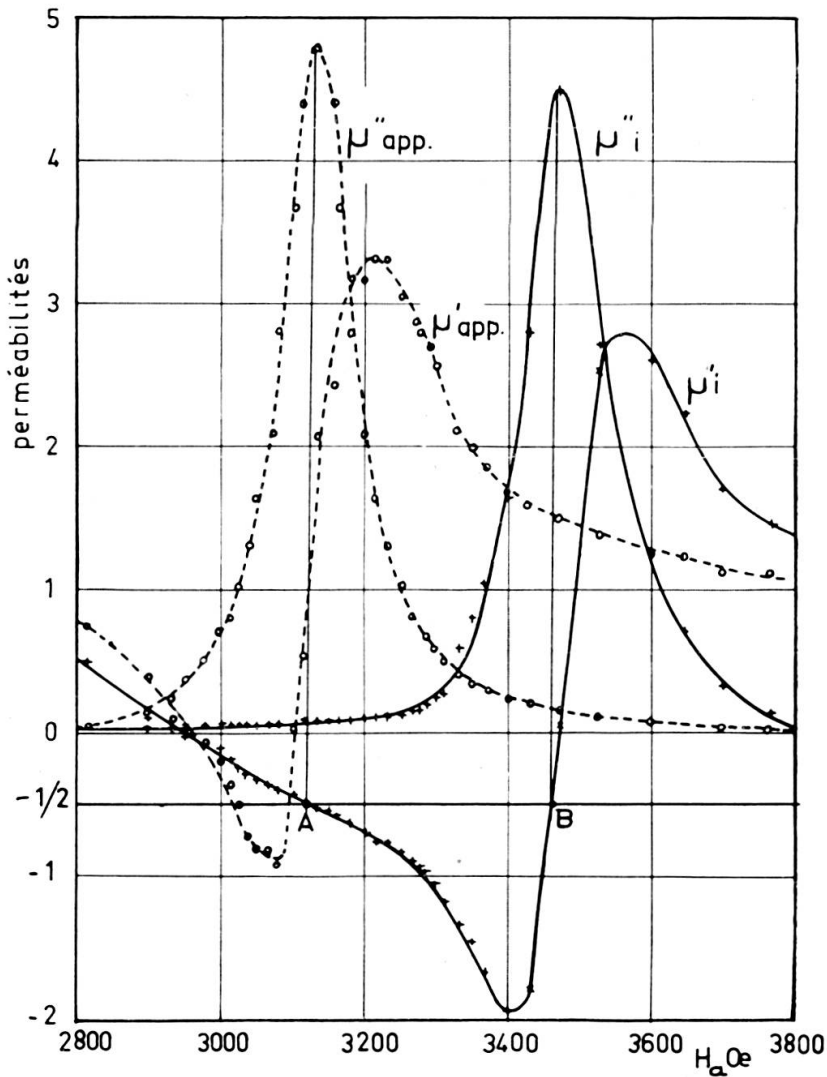
Nous avons donc trouvé des écarts entre les résonances de μ_{app} et de μ_i d'environ $330\,0e$ (polycristal) et $50\,0e$ (monocristal, à orientation fixe). Ainsi, il n'est pas possible, comme l'ont suggéré certains auteurs [4], de lier cet écart au champ démagnétisant $N_z M_z$ (soit $\frac{1}{3} M_z$ pour un échantillon sphérique) puisque l'écart n'est pas constant pour un type de matériau donné et peut être très différent de $N_z M_z$. Pour le grenat d'yttrium, $\frac{1}{3} M_z \simeq 600\,0e$ ce qui ne correspond pas avec les écarts indiqués ci-dessus.

En étudiant de façon approfondie les conditions de résonance de μ_i et de μ_{app} à partir des variations observées de x_1 et x_2 et des expressions (I) (II) (III) (IV), nous avons noté qu'à chacune des deux résonances et au second ordre près, la condition suivante est vérifiée:

$$2\mu'_i + 1 = 0 \quad (\text{V})$$

Ceci signifie que l'écart entre les deux résonances est toujours égal à la distance AB séparant les deux points A et B d'intersection de la droite $2\mu'_i + 1 = 0$ avec la courbe $\mu'_i = f(H_a)$ (voir figure).

Il est alors évident que si pour un matériau d'un type donné, la largeur de raie ΔH_a est modifiée (par suite d'une porosité plus ou moins grande,



par exemple), les quatre courbes μ_i et μ_{app} deviennent plus ou moins étroites; en particulier si ΔH_a diminue, la courbe μ'_i devient plus étroite et le segment AB diminue ainsi que l'écart entre les deux résonances. Mais il faut noter que si l'abscisse de la résonance des courbes μ_{app} ne varie pas sensiblement avec ΔH_a , celle de la résonance des courbes μ_i est grandement

modifiée. En particulier, lorsque les $\Delta H a$ tendent vers zéro, les courbes μ_i tendent à venir se confondre avec les courbes μ_{app} .

La perméabilité apparente nous semble donc plus caractéristique de la matière elle-même que ne l'est la perméabilité intrinsèque. Ce point de vue est confirmé par le fait que la résonance de μ_{app} correspond au maximum de l'aimantation H.F. puisqu'on observe alors un maximum de puissance réellement absorbée par l'échantillon. A la résonance de μ_i , par contre, l'aimantation H.F. et l'induction semblent ne présenter aucune valeur remarquable, contrairement à ce qu'ont signalé certains auteurs [8]. Ceci peut être aisément vérifié en opérant en polarisation linéaire plutôt que circulaire. On montre, en effet que dans le cas d'une polarisation circulaire le champ H.F. interne h_i devient infiniment petit à la résonance de μ_i ; par conséquent il est difficile de connaître le comportement de l'aimantation H.F. Par contre, dans le cas d'une polarisation linéaire le champ h_i ne tend pas vers zéro à la résonance de μ_i mais est sensiblement égal à $\frac{h_0}{2}$; néanmoins, aucun phénomène d'absorption n'est observé, ce qui confirme que l'aimantation H.F. est alors très faible.

R. Vautier [9] a donné récemment une explication des constatations dont nous avons rendu compte, en indiquant que le champ démagnétisant — Nm , suivant la direction d'application du champ H.F. non perturbé h_0 , ne doit pas être retranché de ce champ h_0 pour fournir le champ interne h_i mais doit être plutôt considéré comme produisant une augmentation du champ directeur, augmentation égale à $+NM$. Selon cet auteur, il serait plus conforme à l'essence des phénomènes de remplacer les composantes classiques du champ magnétique:

$$\begin{cases} h_x - N m_x \\ h_y - N m_y \\ H_z - N_z M_z \end{cases}$$

par les valeurs:

$$\begin{cases} h_x \\ h_y \\ H_z + (N - N_z) M_z \end{cases}$$

Dans cette conception, la perméabilité apparente évaluée par rapport au champ non perturbé h_0 est alors seule valable.

BIBLIOGRAPHIE

1. ARTMAN, J. O., P. E. TANNENWALD, *J. Appl. Phys.*, 26, 1124-1132 (1955).
2. BLOEMBERGEN, N., *Phys. Rev.*, 78, 572 (1950) et *J. Appl. Phys.* 23, 1383 (1952).

3. BERK, A. D., B. A. LENGYEL, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **43**, 1587-1591 (1955).
 4. SPENCER, E. G., R. C. LE CRAW, F. REGGIA, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **43**, 790-800 (1955).
 5. STEINERT, L. A., *J. Appl. Phys.*, **30**, 1109 (1959).
 6. SPENCER, E. G., L. A. AULT, R. C. LE CRAW, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **44**, 1311-1317 (1956).
 7. BERTEAUD, A.-J., *Thèse Paris* (1960).
 8. WALDRON, R. A., *Brit. J. of Appl. Phys.* (Févr. 60), **11**, 69-73.
 9. VAUTIER, R., *C. R. Acad. Sci.* **250**, 3801-3803 (8.6.60).
-