

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 9 (1956)
Heft: 5: Colloque Ampère

Artikel: Quelques mesure sur l'effet Faraday en ondes centimétriques
Autor: Snieder, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739023>

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: 29.01.2026

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

Quelques mesures sur l'effet Faraday en ondes centimétriques

par J. SNIEDER

Laboratoire de physique Organisation T.N.O., La Haye.

L'appareil se compose d'un rotateur ordinaire [1] dans lequel se trouvent des bâtonnets de ferrite. Le tout est entouré de bobines qui produisent le champ magnétique (0-6000 Oe). Nous avons mesuré la rotation Faraday, l'ellipticité et les pertes d'insertion en fonction du champ magnétique (inclusivement la région de la résonance ferromagnétique).

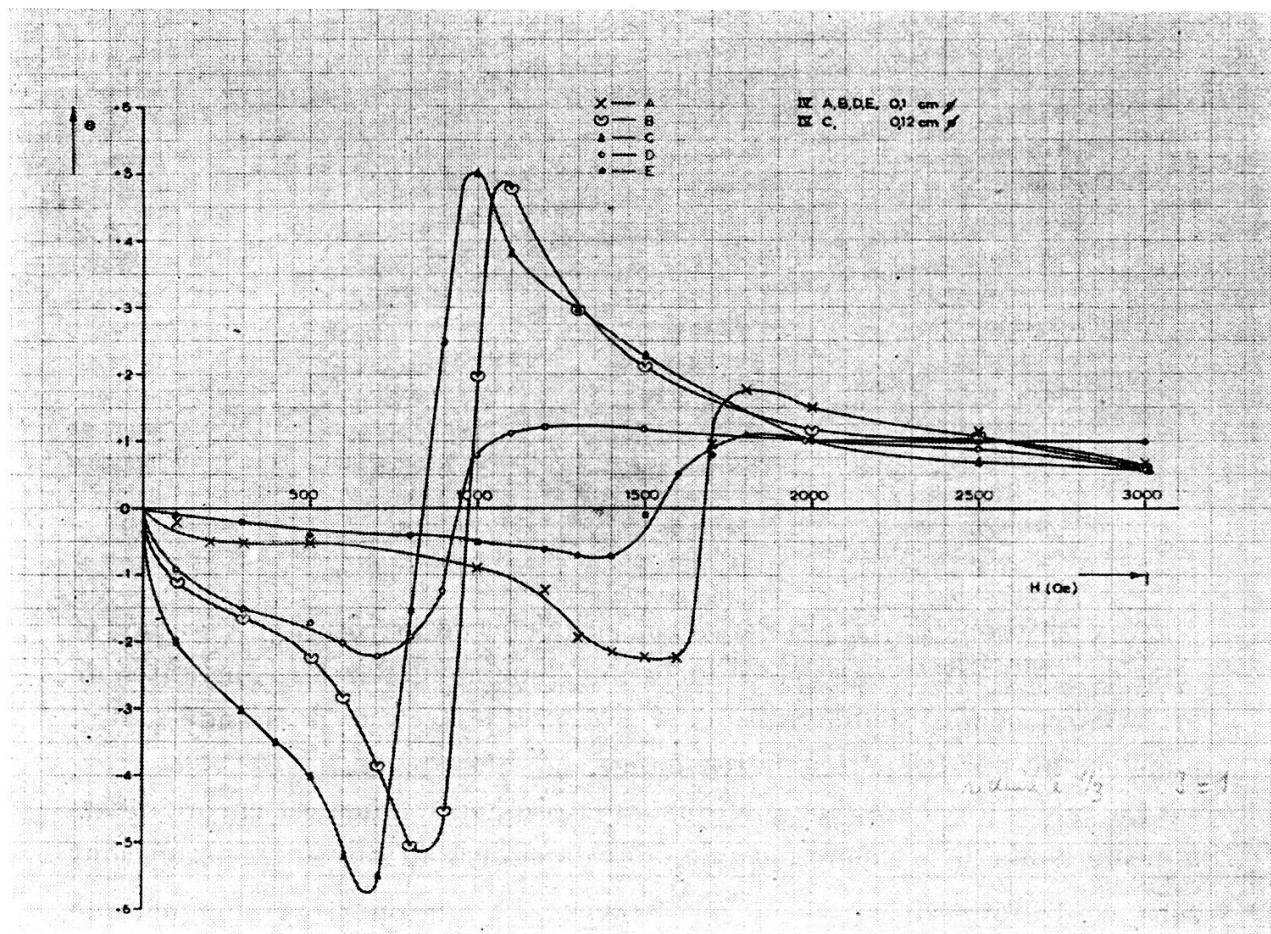


Fig. 1.

A la résonance ferromagnétique, la rotation Faraday change de signe et l'ellipticité et les pertes d'insertion sont en même temps à leur extrême (voir fig. 1 et 2).

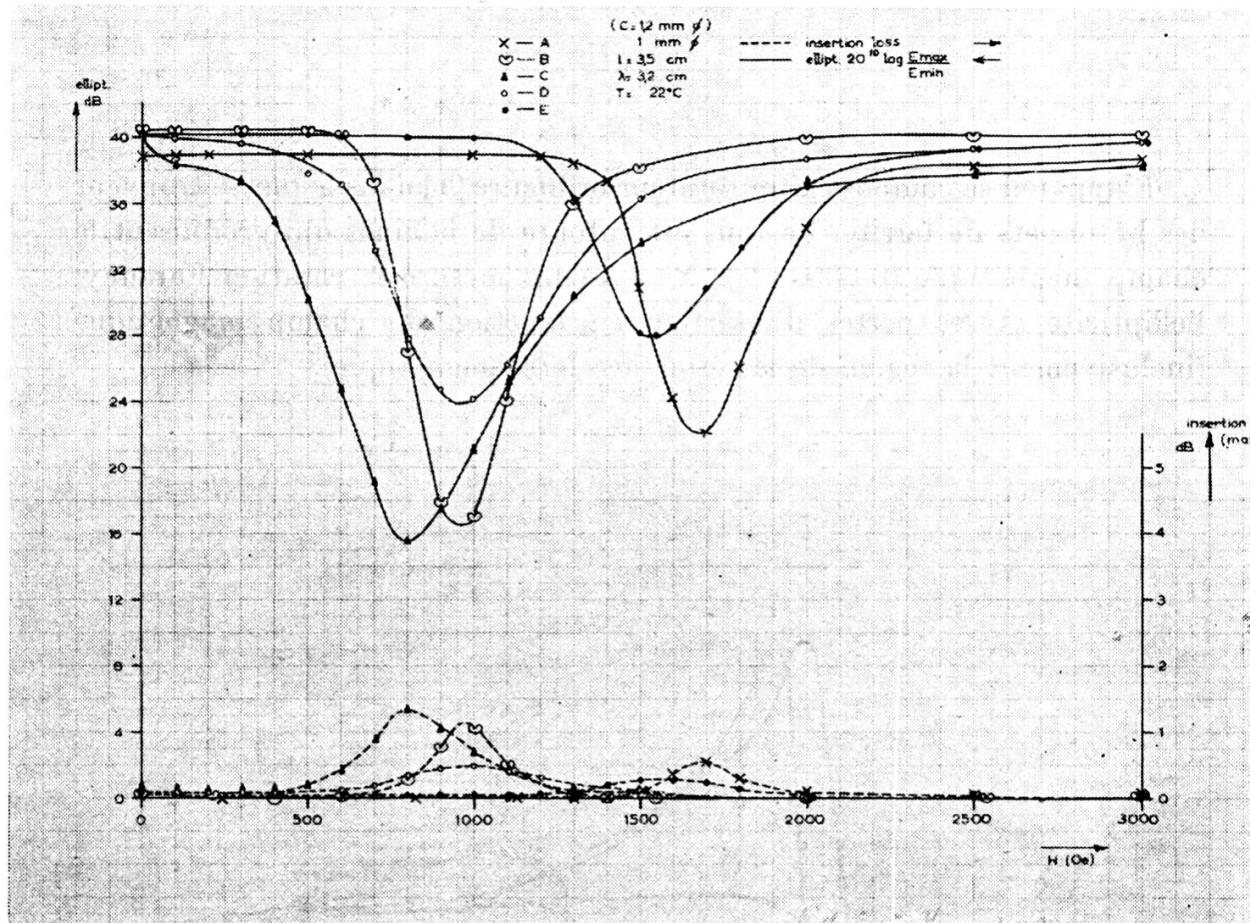


Fig. 2.

Aux environs de la résonance, la grandeur de la rotation Faraday et celle de l'ellipticité sont déterminées non seulement par les constantes de matériaux, comme l'aimantation ($4\pi M_0$) et le facteur de Landé ($= g$), mais encore par les pertes de résonance.

La valeur du champ magnétique où la résonance a lieu est encore déterminée à l'aide de la même formule dont on se sert au cas où les pertes sont zéro, c'est-à-dire $H_{\text{rés.}} = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{4\pi M_0}{2}$ (avec $\gamma = \text{le rapport gyromagnétique} = \frac{ge}{2mc}$).

En figure 3 on voit les valeurs mesurées de $H_{\text{rés}}$ en fonction du rayon pour tous les ferrites examinés.

L'aimantation saturée en fonction du champ magnétique et le facteur de Landé sont mesurés au même ferrite qui est utilisé pour les autres mesures nommées.

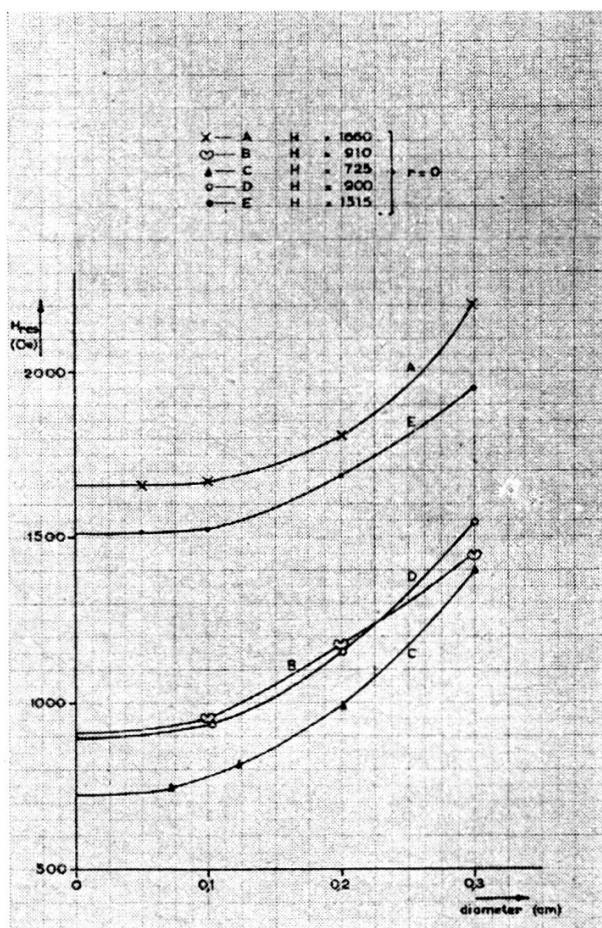


Fig. 3.

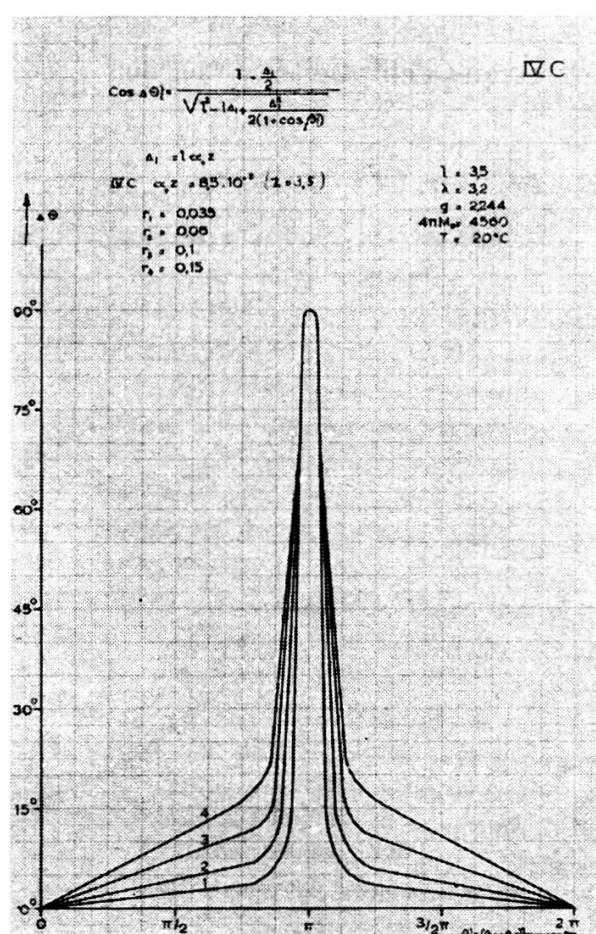


Fig. 4.

On peut décomposer une onde qui est polarisée de façon linéaire en deux composantes circulaires avec des constantes de propagation

$$\gamma_+ = \beta_+ + i\alpha_+ \text{ et } \gamma_- = \beta_- + j\alpha_-.$$

A l'aide d'une méthode d'approximation [2, 3] et avec l'équation de mouvement [4]

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha \gamma}{|\vec{M}|} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})]$$

et les équations de Maxwell on peut dériver que la rotation Faraday

$$\theta = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2} = \frac{1}{2} r_1^2 c_1 \left[\frac{(\mu_1' + \mu_2')^2 - \mu_0^2 + (\mu_1'' + \mu_2'')^2}{(\mu_1' + \mu_2' + \mu_0)^2 + (\mu_1'' + \mu_2'')^2} - \right. \\ \left. - \frac{(\mu_1' - \mu_2')^2 - \mu_0^2 + (\mu_1'' - \mu_2'')^2}{(\mu_1' - \mu_2' + \mu_0)^2 + (\mu_1'' - \mu_2'')^2} \right]$$

et que l'ellipticité = $20^{10} \log \left| \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right| = 20^{10} \log \left| \frac{1 + e^{(\alpha_+ - \alpha_-)z}}{1 - e^{(\alpha_+ - \alpha_-)z}} \right|$ avec

$$(\alpha_+ - \alpha_-)z = 2 r_1^2 c_1 z \mu_0 \left[\frac{\mu_1'' + \mu_2''}{(\mu_1' + \mu_2' + \mu_0)^2 + (\mu_1'' + \mu_2'')^2} - \right. \\ \left. - \frac{\mu_1'' - \mu_2''}{(\mu_1' - \mu_2' + \mu_0)^2 + (\mu_1'' - \mu_2'')^2} \right]$$

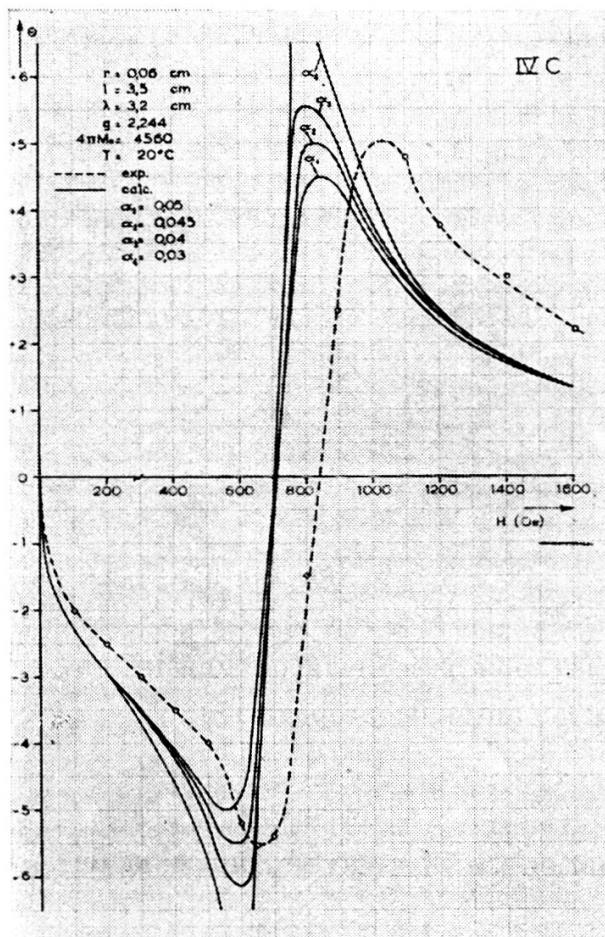


Fig. 6.

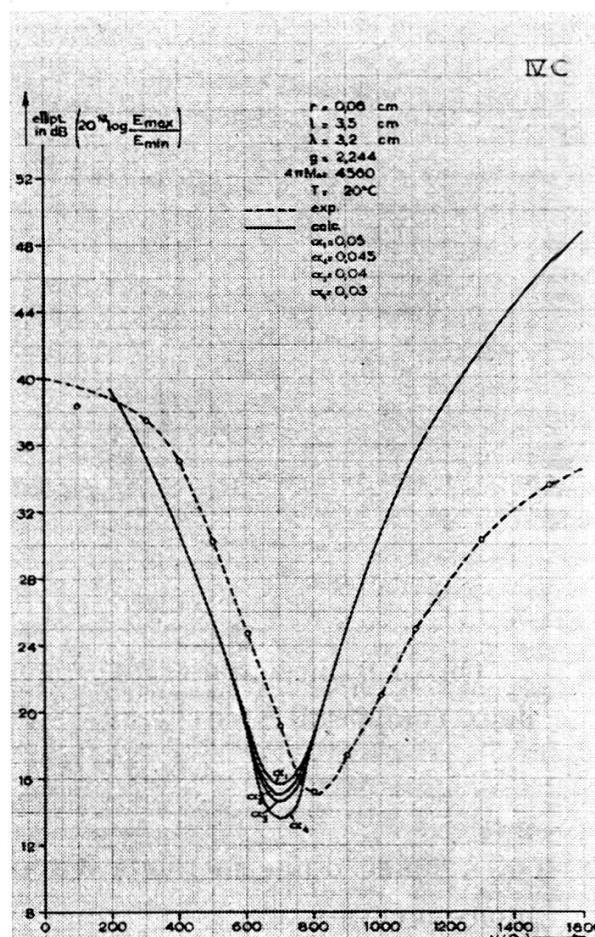


Fig. 7.

Les μ 's différents viennent du tenseur [5] de perméabilité magnétique

$$\|\boldsymbol{\mu}\| = \begin{vmatrix} \mu_1 - j\mu_2 & 0 \\ j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mu_1 = \mu_1' - j\mu_1'' \\ \mu_2 = \mu_2' - j\mu_2'' \end{cases}$$

pour le cas où il y a des pertes.

A cause des pertes on doit corriger $\theta = \frac{\beta_+ - \beta_-}{2}$ parce que cela est seulement exact quand les pertes sont zéro (fig. 4).

Dans le terme d'amortissement $\left(\frac{\alpha\gamma}{|\mathbf{M}|} [\vec{\mathbf{M}} \times (\vec{\mathbf{M}} \times \vec{\mathbf{H}})]\right)$, $[\vec{\mathbf{M}} \times (\vec{\mathbf{M}} \times \vec{\mathbf{H}})]$ donne la direction de la force d'amortissement, tandis que la constante α est une indication pour la grandeur de cette force.

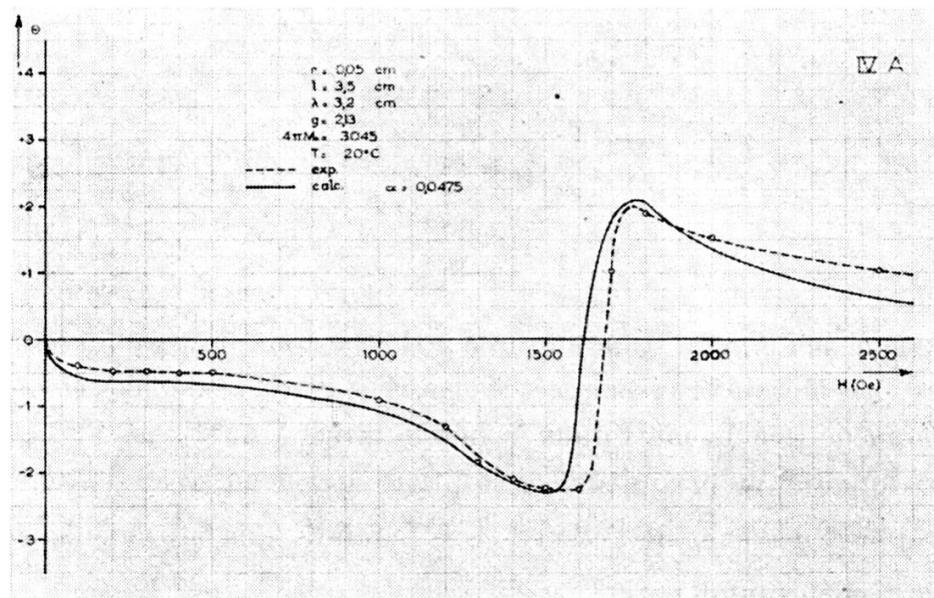


Fig. 7.

Maintenant on peut déterminer cette constante α à l'aide des mesures.

On peut voir l'influence d'un petit changement de la valeur de α en figures 5 et 6. Pour la valeur α_2 la rotation aussi bien que l'ellipticité s'accordent avec les résultats des mesures quant à la forme et la grandeur (voir aussi fig. 7 et 8).

Le petit déplacement (déjà au dedans de la précision de mesure pour les bâtonnets les plus minces) parallèle à l'axe θ (ellipt.) se produit à cause

du fait que le rayon des bâtonnets est généralement trop grand de sorte que la méthode d'approximation n'est plus valable et que la méthode de mesure du facteur de Landé n'est pas assez précise, aussi bien que $4\pi M$ nickel, utilisée pour l'étalonnage.

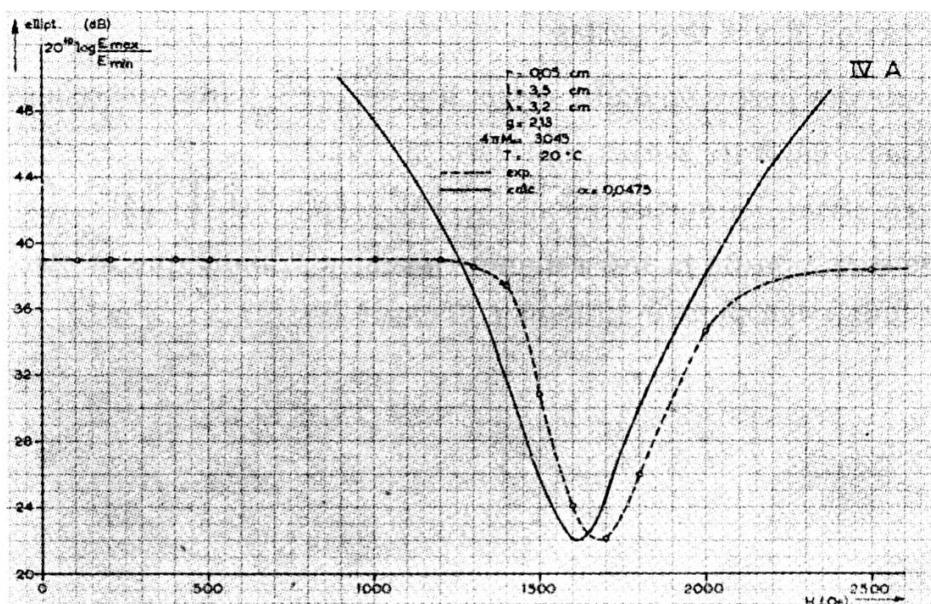


Fig. 8.

La valeur de l'aimantation mesurée à $H_{\text{rés.}}$ est employée pour les calculs, de sorte que, loin de la résonance, les courbes (θ vs H) calculées et mesurées diffèrent un petit peu, mais dans la bonne direction.

Notre appareil ne produit pas d'ellipticité qui dépasse les 40 db, c'est-à-dire le rapport des axes de l'ellipse = $\frac{1}{100}$, tandis que les calculs donnent un rapport encore plus petit.

Une communication avec des résultats plus précis est à paraître [6].

LITTÉRATURE

1. HOGAN, C. L., *The Bell System Techn. Journal*, 31 (1952), 1-31.
2. SUHL, H. and L. R. WALTER, *Bell System Techn. Journal*, 33 (1954) 1133-1143.
3. VAN TRIER, A. A. T. M., *Guided electromagnetic waves in anisotropic media* (thèse, 1953).
4. LANDAU, L. and E. LIFSHITZ, *Phys. Z. Sowjetunion*, 8 (1935), 153.
5. POLDER, D., *Phil. Mag.*, 40 (1949), 100.
6. SNIEDER, J., à paraître.