

LOUIS WEIL

**Variation du module d'Young d'un ferrite
avec la densité**

Annales de l'institut Fourier, tome 2 (1950), p. 207-213

http://www.numdam.org/item?id=AIF_1950__2__207_0

© Annales de l'institut Fourier, 1950, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'institut Fourier » (<http://annalif.ujf-grenoble.fr/>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

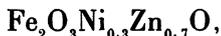
Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques

<http://www.numdam.org/>

VARIATION DU MODULE D'YOUNG D'UN FERRITE AVEC LA DENSITÉ

par Louis WEIL (Grenoble).

La détermination du module d'Young des comprimés frittés. — Les diverses mesures de module d'Young qui ont été faites sur les produits frittés métalliques (Squire, Bartels) et non métalliques (Al_2O_3 par Rischkewitch, cité par Bartels) avaient pour but de suivre l'évolution de l'agglomération des grains; elles ont révélé une variation régulière de E avec la densité. Partant de ce résultat, nous avons cherché à déterminer à l'aide d'une extrapolation, pour un ferrite mixte de nickel et de zinc,



la valeur du module d'Young du ferrite massif, qu'il n'était pas possible de préparer.

La méthode généralement appliquée (Kieffer et Hotop) pour la mesure de E dans les agglomérés frittés consiste à mettre en vibration sonore ou ultrasonore l'échantillon étudié et, en faisant varier la fréquence d'excitation, à déterminer la résonance, d'où E par les formules classiques.

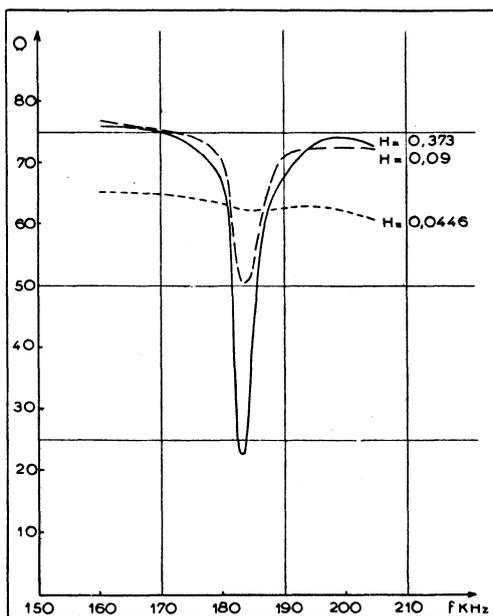


Fig. 1

Excitation des vibrations par magnétostriction. — Le ferrite que nous avons étudié a une grande perméabilité initiale : μ est, suivant les échantillons, de quelques centaines à quelques milliers d'unités. Comme les considérations théoriques sur la perméabilité initiale permettent de s'y attendre, sa magnétostriction à saturation est très faible.

Il est aisé de montrer, en s'aidant de considérations classiques (Rocard) que le fonctionnement d'un circuit magnétique en oscillateur de magnétostriction dépend de R_1/R , rapport de la résistance électrique motionale à la résistance électrique c'est-à-dire, en définitive de la quantité

$$\frac{1}{f} \frac{L^2}{R} \frac{1}{n^2} \frac{E^2 \lambda^2}{\mu^2}$$

f étant un coefficient fonction de la résistance de rayonnement et des frottements internes, L la self, n le nombre de spires et E le module d'Young. λ est donné par la relation $\Delta(dl/l) = \lambda \Delta H$. λ est sans rapport simple avec la magnétostriction à saturation : pour le ferrite utilisé celle-ci est de $1,3 \cdot 10^{-6}$ alors que λ passe par un maximum de $0,4 \cdot 10^{-6}$ au voisinage de $B = 800$; pour le ferrite de cobalt dont la magnétostriction à saturation atteint $160 \cdot 10^{-6}$, λ ne dépasse pas $0,1 \cdot 10^{-6}$.

Pour un circuit homogène, de forme et de bobinage déterminé, $\lambda^2 E^2 / f$ détermine la valeur de R_1/R . Pour améliorer le fonctionnement, il faut prendre λ^2 aussi grand que possible. D'autre part, il y a intérêt à travailler avec peu de spires, ce qui conduit à rechercher un matériau de grande perméabilité. Ces deux conditions sont satisfaites simultanément pour le ferrite étudié.

La mesure au Q-mètre. — La puissance rayonnée est maximum lorsque le circuit magnétique entre en résonance mécanique ; au point de vue électrique ceci se traduit par une augmentation apparente de résistance, donc une chute de $Q = L\omega/R$.

A l'aide d'un Q-mètre classique, nous avons donc tracé la courbe représentant Q en fonction de la fréquence. La figure 1 montre les courbes obtenues pour un circuit polarisé par divers champs continus : en l'absence de champ continu, on n'observe aucune anomalie de Q car alors $\lambda = 0$. On obtient une bonne détermination de la fréquence donnant Q minimum en saturant préalablement le circuit magnétique et en opérant au voisinage de la rémanente. Nous avons adopté

cette méthode de polarisation, plus pratique que l'introduction d'un champ continu superposé, dans la suite de nos mesures (fig. 2). Nous avons détecté la résonance mécanique par le minimum de Q , plus facile à observer dans le cas des partiels, plutôt que par l'anomalie d'impédance électrique, dont la figure 2 bis, représentant la capacité d'accord en fonction de la fréquence, est une illustration.

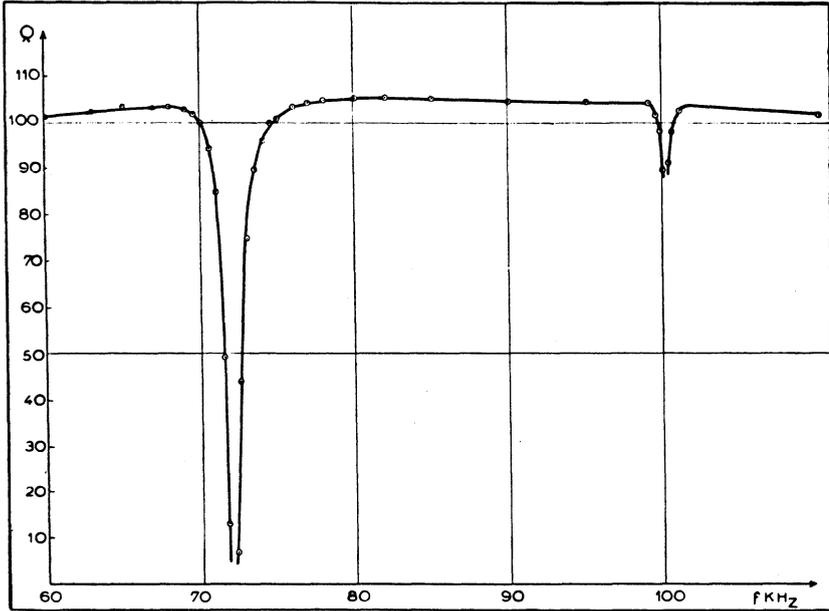


Fig 2

Nous avons vérifié que, à quelques millièmes près, la fréquence de résonance est indépendante du nombre de spires : une augmentation du nombre de celles-ci tend à l'abaisser et rend la résonance moins aiguë. L'immersion dans un liquide aplatit également la courbe, sans déplacer de manière appréciable le minimum de Q . On peut donc considérer que, à quelques millièmes près, les fréquences de résonance que nous avons déterminées sont bien des caractéristiques du matériau.

Application de la méthode à des anneaux. — Nous avons effectué les mesures sur des anneaux à méridienne rectangulaire, obtenus par compression et frittage à 1 200°, portant un bobinage, en fil de

1/10^e, d'une centaine de spires. Kuntzmann a montré que la formule donnant la fréquence de résonance (Love)

$$N = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \sqrt{1 + p^2}$$

établie pour des tores de faible section méridienne, de rayon moyen r , de module d'Young E et de masse spécifique ρ , n'était valable que

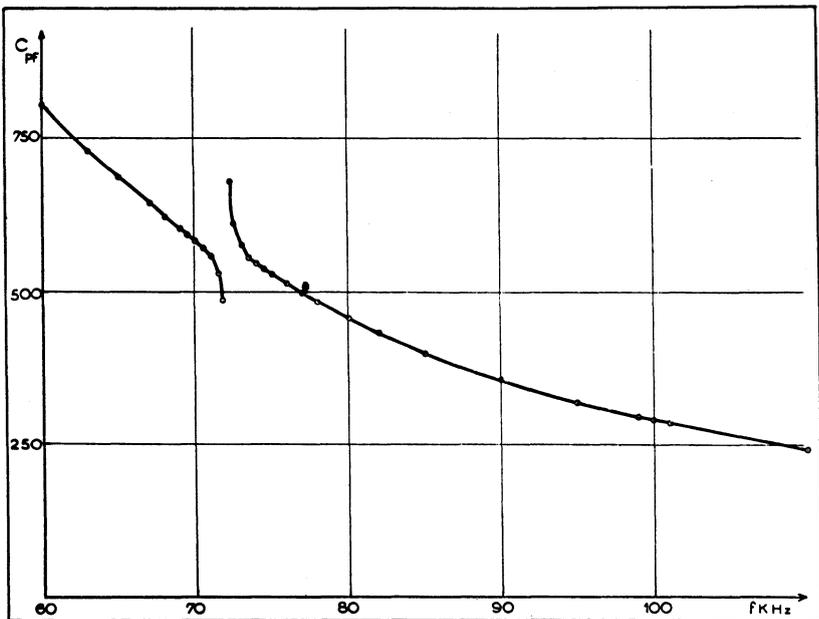


Fig. 2 bis

pour le fondamental ($p = 0$) dans le cas de nos anneaux. On a pour ceux-ci

$$(1) \quad N_0 = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2) \quad N_1 = N_0 \sqrt{\frac{2}{1 + \frac{(r_e - r_i)^2}{6r^2}}}$$

La connaissance des partiels suivants est sans intérêt expérimental.

Les échantillons ont été de trois types dont les dimensions moyennes sont résumées figure 3. Avec les tores de faible épaisseur radiale, nous avons réussi, en général, à mesurer avec précision la fréquence du premier partiel (fig. 2, par ex.). Pour l'anneau 4, par

ANNEAU	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
p	4,26	4,57	4,56	4,50	4,90	4,21	4,64	4,86	4,60	4,62	3,93
r _{moyen}	1,175	1,158	1,130	1,124	1,150	1,228	1,150	1,1545	1,125	0,805	0,857
σ _{int.}	1,870	1,845	1,804	1,795	1,841	1,954	1,830	1,844	1,795	1,434	1,525
σ _{ext.}	2,824	2,786	2,717	2,703	2,778	2,956	2,770	2,744	2,707	1,787	1,905
h	0,303	0,298	0,348	0,312	0,292	0,295	0,510	0,450	0,331	0,476	0,244
E 10 ¹¹ C.G.S.	10,20	12,78	12,05	11,65	15,99	10,12	15,525	14,55	13,10	12,91	8,24
ANNEAU	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
p	4,39	4,91	5,07	5	5,06	4,96	5,06	5,06	4,46	4,60	3,88
r _{moyen}	0,846	0,824	0,541	0,5425	0,544	0,5425	0,542	0,594	0,561	0,596	0,569
σ _{int.}	1,505	1,466	0,603	0,604	0,700	0,691	0,693	0,730	0,722	0,766	0,735
σ _{ext.}	1,882	1,831	1,4706	1,476	1,478	1,480	1,4744	1,529	1,523	1,617	1,543
h	0,220	0,235	0,360	0,426	0,363	0,354	0,375	0,386	0,494	0,519	0,321
E 10 ¹¹ C.G.S.	13,25	15,20	19	19,85	19,19	18,675	19,19	15,475	12,85	14,54	8,92

exemple, la théorie prévoit $N_1/N_0 = 1,394$ et l'expérience donne 1,39. Pour les anneaux 10 à 13, de faible épaisseur radiale, N_1/N_0 ne s'écarte pratiquement pas de $\sqrt{2}$.

Nous avons réuni⁽¹⁾ au tableau I les valeurs de E déduites du fondamental à l'aide de la formule (1). Nous avons supposé que la valeur de ρ déterminée par pesée et mesure de dimensions est uniforme dans l'échantillon. On sait (Kieffer et Hotop, par exemple) que cette condition n'est pas remplie à mieux que quelques pour cent près dans les agglomérés obtenus par compression. Il en résulte des fluctuations de E particulièrement sensibles pour les échantillons très denses, c'est-à-dire comprimés sous une pression spécifique élevée.

Variation de E avec la densité. — La figure 3 met en évidence la rapide variation de E avec la proportion de vides $1 - \rho/\rho_0$. Mal-

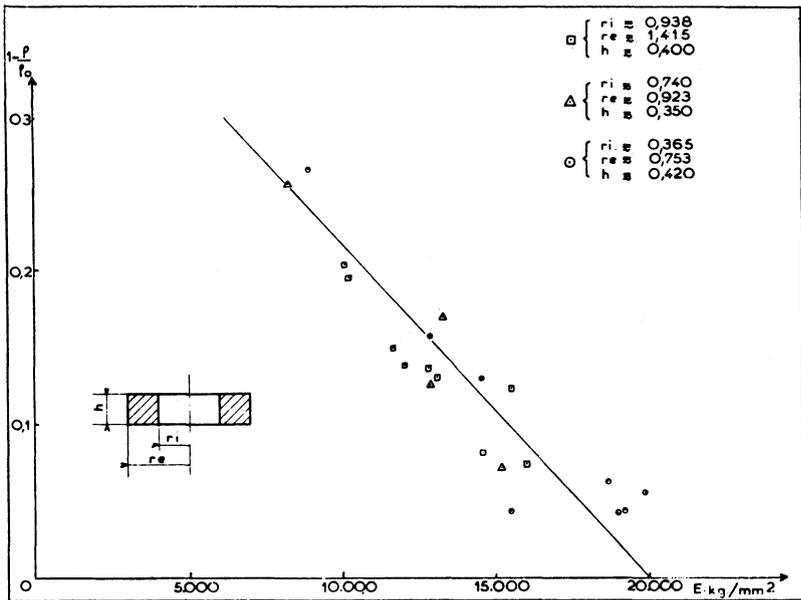


Fig. 3

heureusement, il ne nous a pas été possible d'atteindre à mieux que 5 % près la densité 5,29 qu'on prévoit pour le ferrite de nickel-zinc d'après ses paramètres mesurés aux rayons X.

(¹) Une partie des mesures a été faite par L. Bochirol.

Pour faciliter l'extrapolation, nous avons donc reporté, à la même échelle, les valeurs obtenues par Squire pour une série de divers fers, frittés dans des conditions variables. Cette série permet une extrapolation correcte vers la valeur de 20 000 kg/mm² que donne le fer massif.

On voit (fig. 4) que les divers points se répartissent parmi ceux

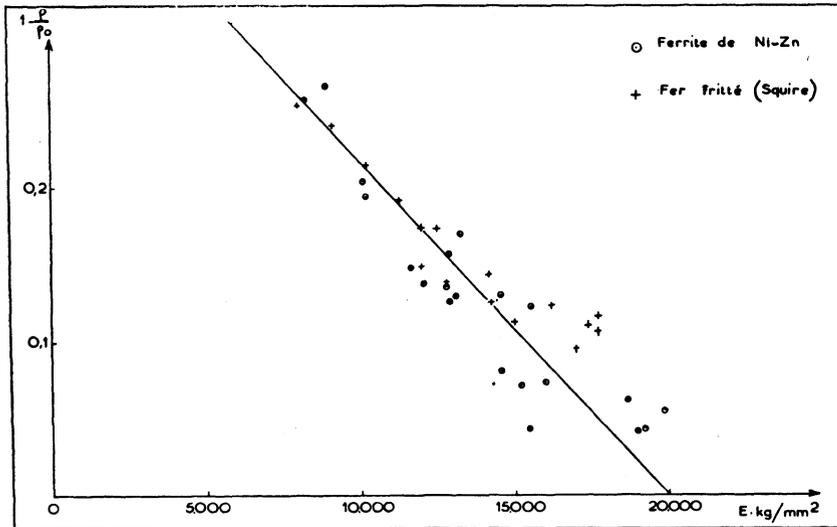


Fig. 4

que nous avons observés pour le ferrite de Ni — Zn, sans qu'on puisse, particulièrement aux faibles densités où l'homogénéité de nos échantillons était la meilleure, prétendre faire une extrapolation différente pour les uns et les autres. On en déduit que le module d'Young de $Fe_2O_3Ni_{0.3}Zn_{0.7}O$ à l'état massif est voisin de 20 000 kg/mm².

BIBLIOGRAPHIE

- H. J. BARTELS, *Comm. Cong. Métall. des Poudres*, Graz, 1948.
 R. KIEFFER et W. HOTOP, trad. R. CHOUTEAU et R. MEYER, Dunod, 1951.
 J. KUNTZMANN, *Comm. Soc. Fr. de Phys.*, 1951.
 Y. ROCARD, *Dynamique des Vibrations*, Masson, 1950.
 A. SQUIRE, *Powder Metallurgy*, Mapleton House, New-York, 1947.

(Parvenu aux Annales en mai 1951.)