Mesure des gradients magnétique par induction nucléaire

Autor(en): **Béné, G.J. / Denis, P.M. / Extermann, R.C.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **26 (1953)**

Heft III-IV

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-112413

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Mesure des gradients magnétiques par induction nucléaire

par **G. J. Béné, P. M. Denis** et **R. C. Extermann,**

(17 IV 1953.)

Si l'emploi de la résonance magnétique [1]) à la détermination précise de l'amplitude des champs magnétiques a fait l'objet d'investigations nombreuses [2]), ayant déjà conduit à des dispositifs de caractère semi-industriel (Nuclear Fluxmeter, Varian Ass.), l'étude (et la mesure) des gradients magnétiques, par l'examen des signaux de résonance, n'a pas eu la même fortune.

Comme nous le verrons, elle est pourtant commode et précise: on peut dire que, dans la grande majorité des cas, la forme du signal est une mesure de l'inhomogénéité du champ magnétique, prise sur le volume de l'échantillon. Suivant les conditions expérimentales (nature de l'échantillon, caractéristiques du noyau étudié et du champ extérieur) divers types de signaux de résonance nucléaire peuvent être observés. Précisons les «degrés de liberté» du système:

1° choix du noyau résonant; on est pratiquement limité à l'étude du proton (rapport gyromagnétique γ élevé, abondance de composés sous tous les états, concentration dans l'eau naturelle);

2° amplitude du champ magnétique; d'excellents signaux sont observables entre quelques centaines de gauss et quelques dizaines de kgauss;

3° la technique la plus courante superpose à ce champ statique un champ alternatif de faible amplitude (1/10 à 100 gauss) et de basse fréquence (30 cycles à quelques kcycles) de période T_0;

4° choix de la substance: guidé exclusivement par la grandeur des temps de relaxation T_1, T_2, liés à la forme de la raie de résonance; ils varient entre 10^{-4} et 10^2 secondes;

5° inhomogénéité du champ extérieur; elle peut être constante, à symétrie sphérique, ou présenter un plan ou une direction de gradient maximum.

A fréquence fixe, le champ magnétique effectif passe à la résonance à une vitesse $\partial H/\partial x$ qui détermine avec la largeur de raie le

temps τ nécessaire pour traverser la zone de résonance. Les grandeurs relatives de τ, T_0, T_1 et T_2 donnent sans ambiguïté la forme des signaux de résonance.

a) Cas où le champ extérieur a une inhomogénéité à symétrie sphérique ou constante en moyenne sur tout le volume de l'échantillon.

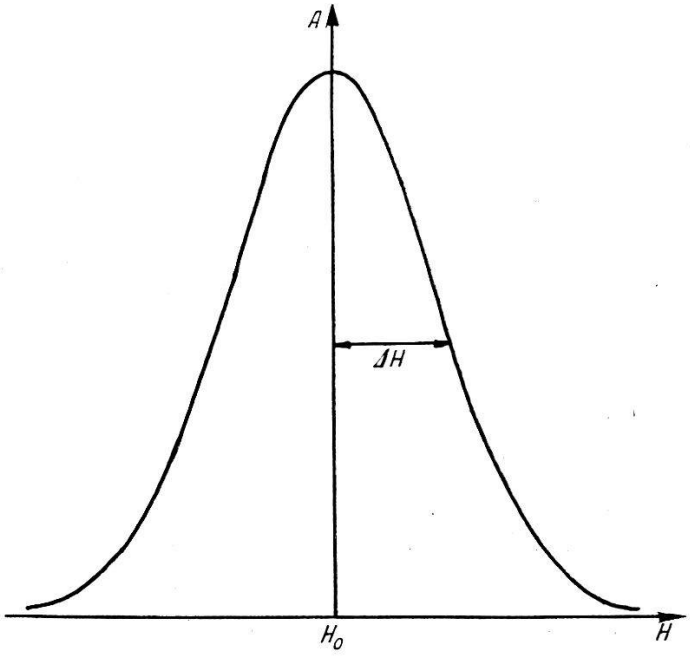

Fig. 1.

1° Si T_0, $\tau > T_1$, T_2. On est dans les conditions de «passage lent». La $^1/_2$ largeur ΔH de la raie d'absorption à mi-hauteur est la somme de deux contributions:

$$\Delta H = \Delta H_1 + \Delta H_2$$

où ΔH_1 = champ local
ΔH_2 = inhomogénéité du champ extérieur (fig. 1).

Le champ local ΔH_1 a une valeur précise pour un échantillon donné; il est mesurable, sa connaissance permet de déterminer ΔH_2.

2° Si $\tau < T_2 < T_0$ «passage rapide», on a alors des battements après la résonance; leur décroissance est exponentielle. La constante de temps de l'enveloppe de ces battements donne T_2 global $= 1/\gamma\Delta H$ (avec balayage étalonné en unités de temps fig. 2).

3° Si T_1 et $T_2 > T_0$. On est dans le régime de la mémoire de phase (battements avant et après la résonance). Le rapport des amplitudes maxima des battements encadrant la résonance permet de déduire le T_2 réel c'est-à-dire ΔH_1. L'amplitude globale est liée à ΔH_2, mais le manque de terme de comparaison rend ce genre

de signal peu intéressant pour étudier l'inhomogénéité du champ extérieur.

b) Si le gradient présente une direction privilégiée dans les deux derniers cas étudiés, l'enveloppe du signal n'est plus une exponentielle. De sa forme on déduit ΔH_2.

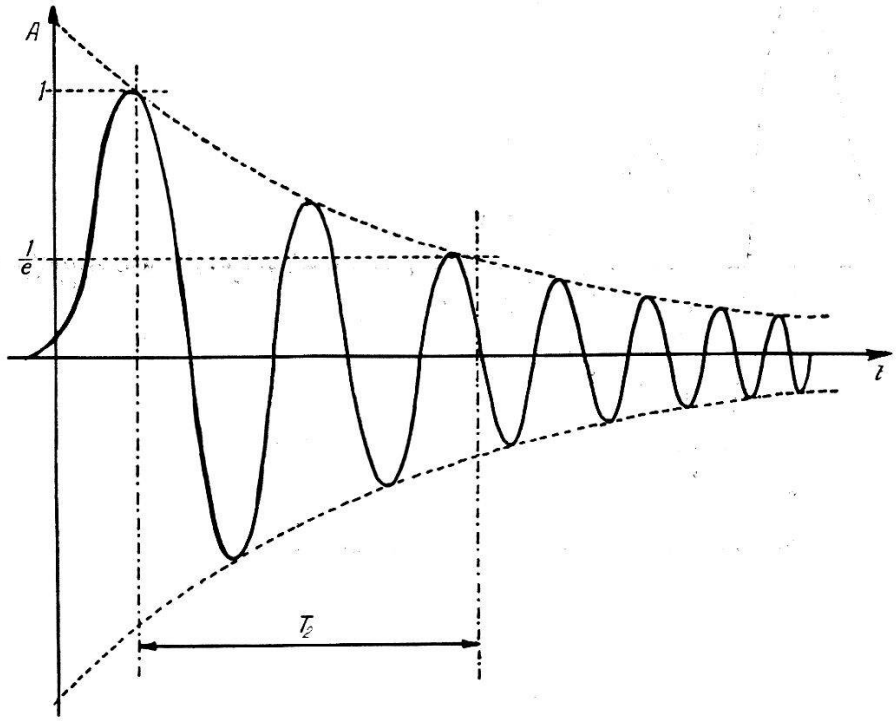

Fig. 2.

Exemple: Si le champ passe linéairement de $H - \Delta$ à $H + \Delta$ suivant une direction donnée dans l'échantillon, la distance en unité de temps T_3 des deux premiers minima de l'enveloppe de la courbe obtenue permet de calculer Δ

$$\Delta = \frac{\pi}{\gamma T_3}$$

(cf. Thèse de Gabillard, fig. 3).

Ces cas ont été expérimentés et vérifiés dans des champs peu inhomogènes; les résultats sont publiés dans diverses publications, en particulier thèses de Béné et surtout de Gabillard[3][4]).

Cas de gradients élevés.

$$\Delta H_2 \gg \Delta H_1.$$

Il faut retrouver les conditions ci-dessus: en diminuant le volume de l'échantillon ou en augmentant l'amplitude ou la fréquence de balayage; nous avons expérimenté jusqu'à 100 gauss à 50 c/s et

5 kc/s pour une amplitude de environ 1 gauss. Des expériences sont en cours pour étendre ces mesures à de plus grandes vitesses de passage à la résonance.

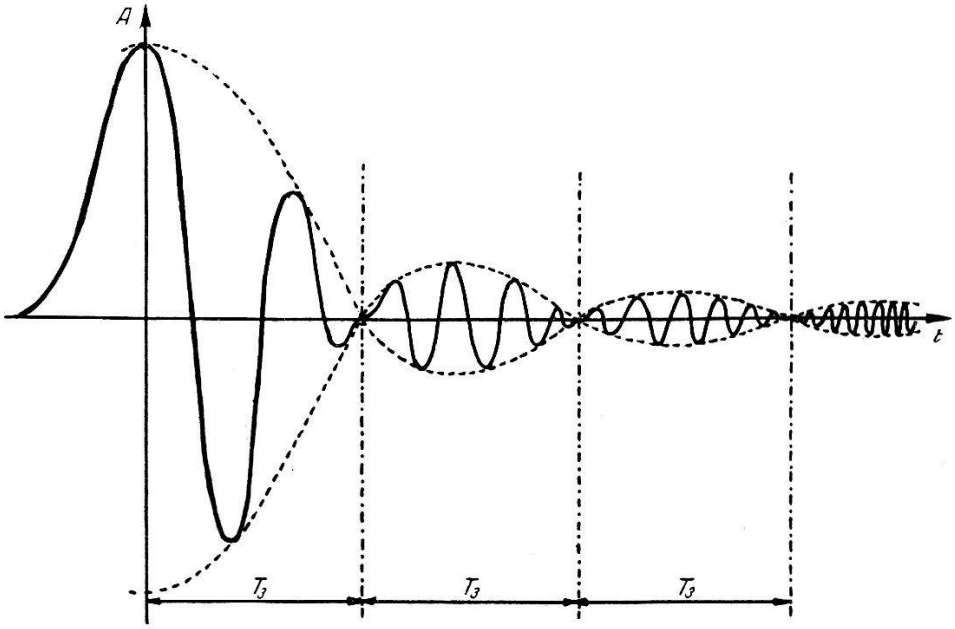

Fig. 3.

Pratiquement.

En balayage sinusoïdal on a:

1° un étalonnage linéaire en gauss;

2° un étalonnage en unités de temps pratiquement linéaire au voisinage du centre de la trace. Un abaque dont les abcisses sont étalonnés en temps et dont les ordonnées donnent une amplitude standard et la fraction $^1/e$ de cette amplitude permet de déterminer par simple lecture la valeur de T_2. On trouve dans de nombreuses publications (ou au moyen de quelques mesures préliminaires) la valeur du champ local des échantillons étudiés.

Références.

[1]) F. Bloch, Physical Review **74**, 460 (1946).
[2]) G. Béné, P. Denis, R. Extermann, Journal de Physique **13**, 71 S (1952); Archives des Sciences **5**, 406 (1952).
[3]) G. Béné, Helv. Phys. Acta **24**, 367 (1951).
[4]) R. Gabillard, Revue Scientifique (1953) (sous presse).