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

Artikel: Résonance paramagnétique appliquée à l'amplification moléculaire
Autor: Jung, P. / Cakenberghe, J. van
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738597

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: 13.07.2025

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

Résonance paramagnétique appliquée à l'amplification moléculaire

par P. Jung, J. Van Cakenberghe

European Research Associates, Bruxelles

et J. Uebersfeld

Université de Besançon.

Introduction.

G. Whitfied et A. G. Redfield [1] ont observé directement la variation de la composante M_z de l'aimantation suivant la direction du champ principal, lorsque l'on applique un champ haute fréquence modulé, perpendiculaire au champ principal. Leur expérience a été faite à basse fréquence.

Nous avons observé la variation de cette composante en appliquant un champ micro-ondes perpendiculaire et un champ radiofréquences parallèle au champ principal. On observe alors une susceptibilité négative lorsque le champ principal est plus petit que le champ de résonance et une susceptibilité positive pour des valeurs du champ supérieures au champ de résonance. La figure 1 montre la cavité, la bobine, ainsi que les directions respectives des champs.

Théorie de la susceptibilité dynamique [2].

La composante M_z dans le cas dit de « balayage lent » est donnée par la solution de l'équation de Bloch. Elle est proportionnelle au champ principal H_0 en absence de champ haute fréquence. En présence d'un champ haute fréquence elle est diminuée aux environs du champ de résonance H_r (fig. 2). On voit facilement sur cette figure qu'en dessous de la résonance, un accroissement du champ H_0 entraîne une diminution de l'aimantation, ce qui correspond à une susceptibilité négative.

Lorsque la fréquence ω' du champ parallèle H_m est comparable à l'inverse des temps de relaxation, la solution « lente » n'est plus valable.

Nous avons montré ailleurs [2] comment, par un calcul de perturbation, une solution valable pouvait être trouvée dans le cas particulier où l'am-

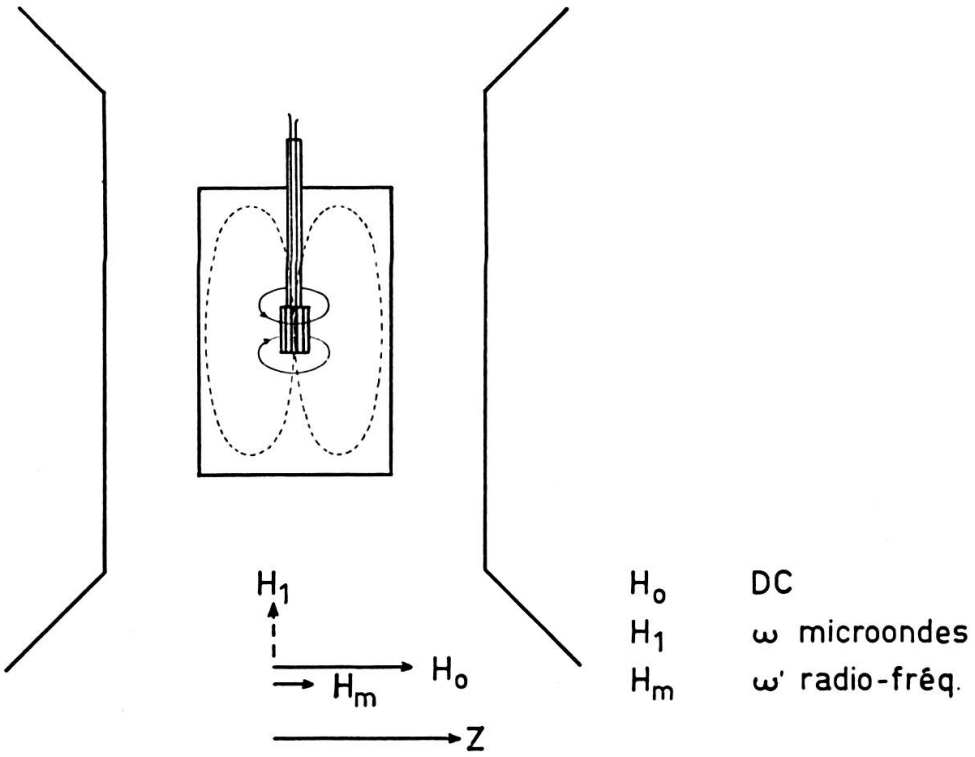

Fig. 1 - Les champs magnétiques

plitude du champ H_m est petite. L'expression trouvée pour la susceptibilité dynamique s'écrit:

$$\varkappa_Z = \varkappa'_Z - j''\varkappa_Z \tag{1}$$

$$\chi'_Z = \chi_0 \frac{H_0}{\Delta H} \alpha^2 x \frac{2(1+x^2) - \lambda^2(3 - x^2 + \lambda^2)}{(1+\lambda^2)(1+x^2)[1+(x+\lambda)^2][1+(x-\lambda)^2]} \tag{2}$$

$$\chi'' = \chi_0 \frac{H_0}{\Delta H} \alpha^2 x\lambda \frac{2(1+x^2) + (3 - x^2 + \lambda^2)}{(1+\lambda^2)(1+x^2)[1+(x+\lambda)^2][1+(x-\lambda)^2]} \tag{3}$$

où

$\alpha^2 = \gamma^2 H_1^2 T^2$ . . . . . facteur de saturation
$x = |\gamma| hT$ . . . . . paramètre de champ
$\lambda = \omega' T$ . . . . . paramètre de fréquence
$T = T_1 = T_2$.

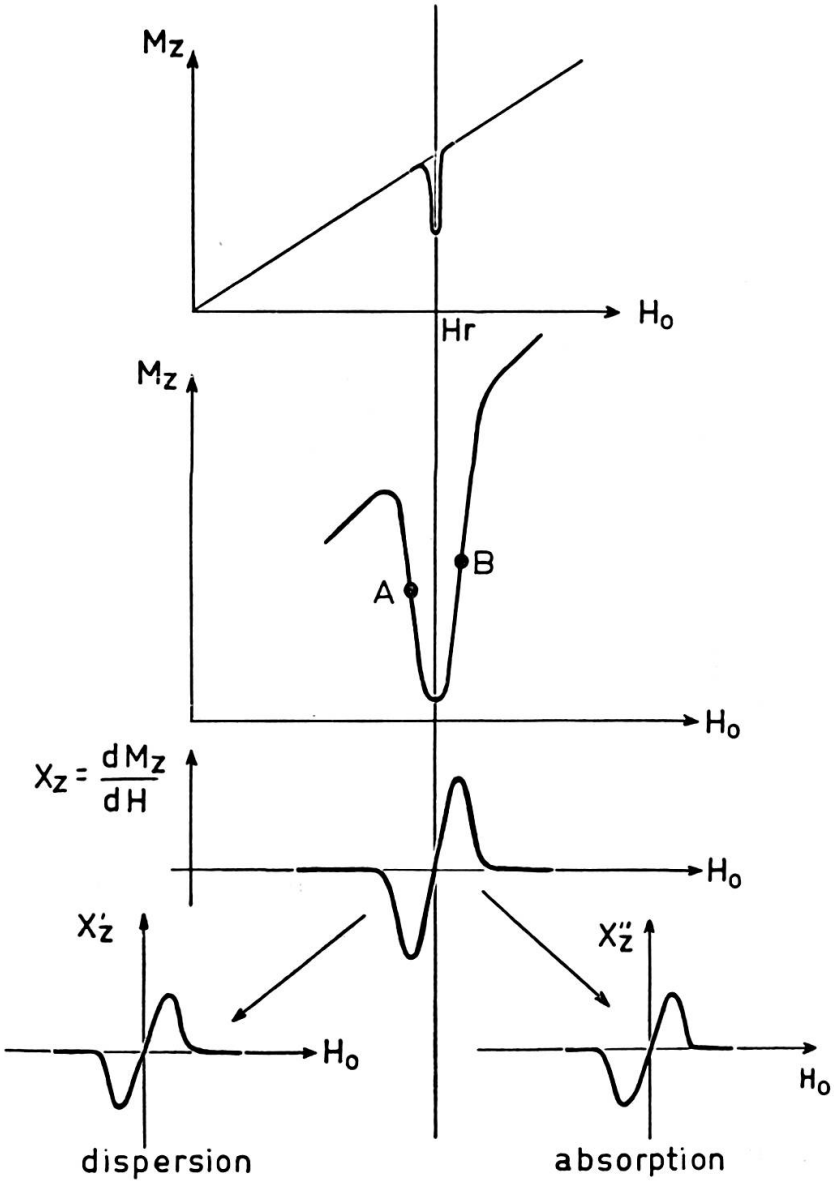

Fig. 2 - L' aimantation M_z en fonction du champs

Vérification expérimentale.

Nous avons fait une vérification expérimentale des formules (2) et (3) en utilisant du D.P.P.H.; dans ce cas $T_1 = T_2 = 6.10^{-8}$ sec. La figure 3 montre la comparaison des courbes théoriques et expérimentales représentant la susceptibilité dynamique en fonction du champ H_0 pour différentes fréquences du champ radiofréquence H_m.

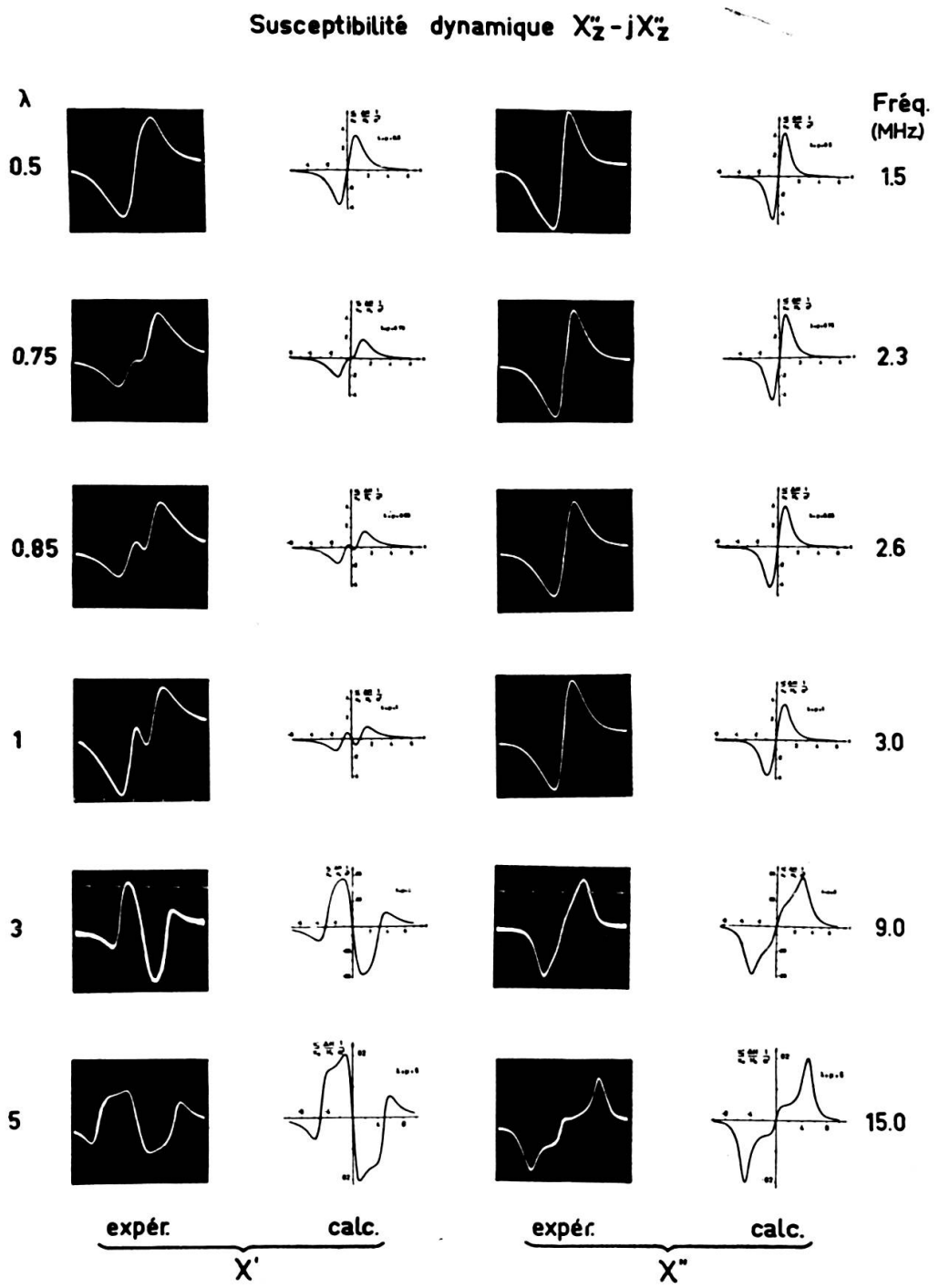

Fig. 3.

Comparaison des courbes théoriques et expérimentales.

Cette comparaison ne confirme pas seulement l'existence d'une susceptibilité dynamique négative aux valeurs du champ inférieures au champ de résonance. Elle montre également que la forme des courbes calculées se trouve vérifiée dans ses détails. Notre interprétation phénoménologique complète ainsi l'interprétation de J. M. Winter [3] et A. Javan [4] qui, elle, est basée sur la théorie des transitions à plusieurs quanta. En particulier, lorsque la fréquence ω' est beaucoup plus grande que l'inverse du temps de relaxation, $|\chi''_Z|$ présente un maximum pour la valeur du champ $H_0 = \frac{1}{\gamma}(\omega \pm \omega')$, ce qui est conforme à l'expression de Winter (fig. 3 — χ'' pour 15 MH_Z):

$$\Delta E = \hbar(p\omega + q\omega') \quad \text{si l'on pose} \quad p = 1 \; q = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta E = \hbar\gamma H .$$

De plus, lorsque ω' devient comparable à $\frac{1}{T}$, l'interprétation phénomélologique reste entièrement valable.

Amplification paramétrique.

On peut utiliser la propriété d'émission correspondant à la partie imaginaire de la susceptibilité pour réaliser une amplification moléculaire. Cette amplification est du type paramétrique. Suhl [5] a montré comment différents types de modes couplés par un élément non linéaire pouvaient conduire à une amplification paramétrique. Dans le cas présent on peut remarquer que l'élément non linéaire est fourni par la substance paramagnétique. L'opération est du type semistatique, c'est-à-dire les modes sont fournis: 1) par la résonance paramagnétique et 2) par la bobine radiofréquence.

Il est connu que pour l'amplificateur paramétrique le plus simple, il faut, pour réaliser une amplification, que la bande latérale inférieure soit absorbée. Vu sous cet angle, on voit qu'à fréquences de pompage et de signal données, la résonance fournit le mode absorbant la bande latérale inférieure, si le champ est fixé à la valeur $H_0 = H_r - \Delta H$ où $\Delta H = \omega'/8$ (H_r étant le champ de résonance).

Instrumentation.

La mesure séparée de χ'_Z et χ''_Z a été effectuée au moyen d'un pont en double T; la figure 4 montre schématiquement le dispositif expérimental.

La vérification expérimentale du principe d'amplification a été faite au moyen d'une bobine contenant 0,16 g de D.P.P.H.; utilisant un klystron

de 5 watts. Une bobine accordée à $3MH_Z$ dont le facteur de surtension a été porté à 400 au moyen d'un multiplicateur de surtension devenait le siège d'oscillations lorsque le champ était réglé à une valeur légèrement inférieure au champ de résonance.

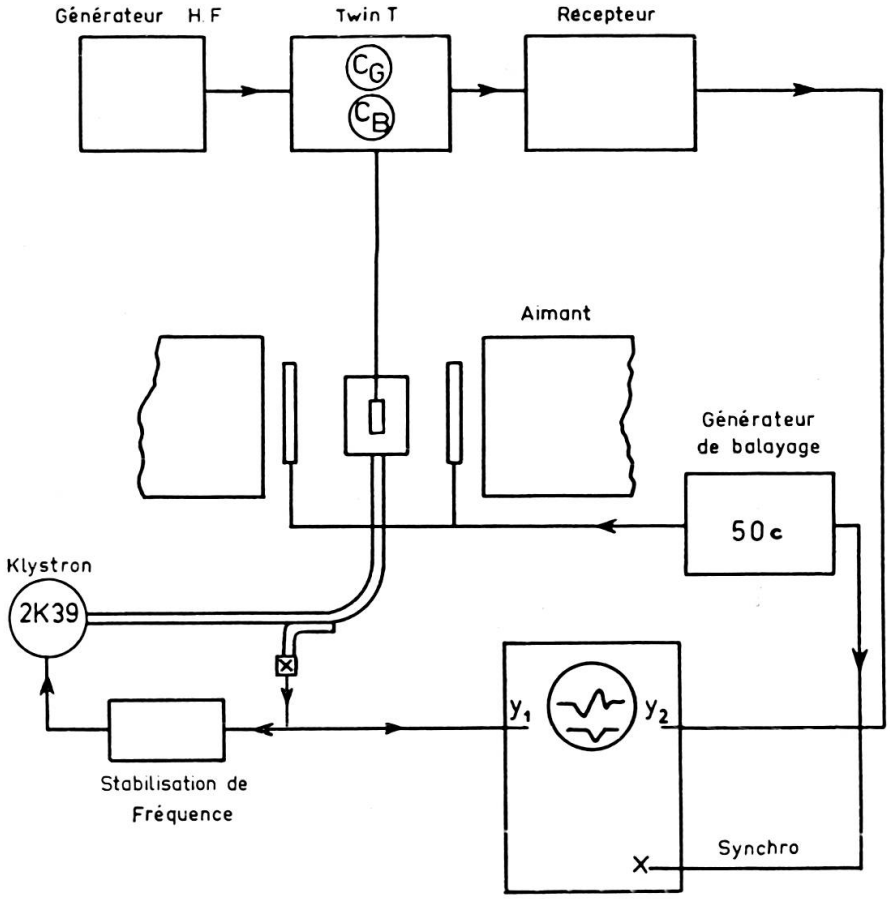

Fig. 4 Dispositif expérimental

Ce travail a été financé par la Union Carbide Corporation, New York, N. Y.

RÉFÉRENCES

1. Whitfield, G. and A. G. Redfield, *Phys. Rev.*, *106* (1957), 918.
2. Jung, P., J. Van Cakenberghe and J. Uebrsfeld, *Physica*, *26*. (1960), 52.
3. Winter, J. M., *Journ. Phys. Rad.*, *19* (1958), 802.
4. Javan, A., *Journ. Phys. Rad.*, *19* (1958), 806.
5. Suhl, H., *Phys. Rev.*, *106* (1957), 384.