

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 30 (1957)
Heft: II-III

Artikel: Résonance paramagnétique aux très basses fréquences
Autor: Beeler, Roland / Roux, Dominique
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112815>

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: 16.01.2026

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

Résonance paramagnétique aux très basses fréquences

par Roland Beeler et Dominique Roux

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Genève.

(5 I 1957.)

Résumé. Ce travail a pour but l'étude de la forme des courbes en résonance paramagnétique électronique pour des champs H_0 de l'ordre de la largeur de la raie.

Nous avons opéré à des fréquences comprises entre 250 kc et 60 kc avec des échantillons de sodium en solution dans l'ammoniac. Les courbes de χ' et χ'' en fonction de H_0 ont été relevées avec un dispositif du type de BLOCH et sont comparées aux valeurs calculées par la méthode de GARSTENS.

Introduction.

La résonance paramagnétique dans les champs faibles a été étudiée par GARSTENS *et al.*¹⁾²⁾³⁾ et BECKER⁴⁾; des équations pour χ' et χ'' sont proposées par GARSTENS³⁾ et ont été vérifiées avec un dispositif du type de Purcell permettant de relever la forme des courbes suivant l'axe d'émission H. F. (axe des x).

Les mesures ont porté sur des échantillons de DPPH et de tri-p-nitro-phényl-méthyl dans la gamme de fréquence de 15 Mc à 0,6 Mc, correspondant à des champs magnétiques compris entre 5 Oe et 0,3 Oe.

Nous avons réalisé des expériences analogues⁵⁾ en nous plaçant dans des conditions expérimentales très différentes :

1. Nous avons relevé des courbes avec un dispositif de Bloch, c'est-à-dire suivant l'axe perpendiculaire au champ H. F. en tenant compte des effets de saturation.
2. Utilisation d'échantillon de sodium en solution dans l'ammoniac liquide permettant de travailler à des champs inférieurs à 100 mOe, soit des fréquences comprises entre 250 kc et 60 kc.

Equations en polarisation linéaire.

Les équations développées par GARSTENS sont des équations de BLOCH modifiées dans lesquelles on tient compte du fait que les champs continu H_0 et haute fréquence H_1 sont d'un ordre de grandeur comparable.

$$\dot{M}_x = \gamma M_y H_0 - \frac{(M_x - \chi_0 H_1 \cos \omega t)}{\tau} \quad (1a)$$

$$\dot{M}_y = \gamma M_z H_1 \cos \omega t - \gamma M_x H_0 - \frac{M_y}{\tau} \quad (1b)$$

$$\dot{M}_z = -\gamma M_y H_1 \cos \omega t - \frac{(M_z - H_0 \chi_0)}{\tau}. \quad (1c)$$

La solution est obtenue en posant:

$$\begin{aligned} M_x &= A_1 \cos \omega t + B_1 \sin \omega t \\ M_y &= A_2 \cos \omega t + B_2 \sin \omega t \end{aligned} \quad (2)$$

c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'hypothèse particulière sur la symétrie des coefficients A_1 , A_2 , B_1 et B_2 .

En admettant que \bar{M}_z est indépendant du temps et en calculant la valeur moyenne sur une période:

$$\bar{M}_z = H_0 \chi_0 - \frac{1}{2} \gamma H_1 \tau A_2$$

en substituant dans (1) et (2) et en posant:

$$\omega_0 \tau = x \quad \omega \tau = c \quad \alpha^2 = \gamma^2 H_1^2 \tau^2.$$

Le champ H_0 est variable et la fréquence H.F. est constante on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{\chi''}{\chi_0} &= \frac{2 x c^2}{[1 + (x - c)^2][1 + (x + c)^2] + \alpha^2/2 (1 + x^2 + c^2)} \\ \frac{\chi'}{\chi_0} &= \frac{x c (c^2 - x^2 - 1 - \alpha^2/2)}{[1 + (x - c)^2][1 + (x + c)^2] + \alpha^2/2 (1 + x^2 + c^2)}. \end{aligned}$$

Ces équations diffèrent des résultats de GARSTENS d'un facteur 2 dans χ'/χ_0 et dans le terme de saturation H.F.

Dispositif expérimental.

Nous avons utilisé un générateur H.F. Férisol pilotant un amplificateur résonnant. La mesure de la tension aux bornes des bobines émettrices permet de déterminer l'intensité du champ H.F.

La bobine de réception fait partie d'un circuit résonnant placé dans la grille d'un amplificateur H.F. à haute sélectivité. Après détection

on obtient un signal à l'aide d'un lock-in du type détecteur de phase avec balayage B.F.⁶).

Ce lock-in donne un signal proportionnel à la dérivée de la courbe. Les conditions expérimentales sont telles que nous n'avons pas à tenir compte des fréquences latérales⁷).

La phase de la tension induite par le champ H.F. dans la bobine de réception détermine la forme du signal (absorption, dispersion ou mélange). Le réglage de la phase est obtenu en modifiant le couplage entre les bobines émettrices et la bobine réceptrice.

Il est nécessaire de compenser la majeure partie du champ magnétique terrestre. Le champ H_0 fourni par un système de bobine de Helmholtz est balayé de façon linéaire à l'aide d'un potentiomètre entraîné mécaniquement.

Résultats.

Comme nous l'avons déjà mentionné les mesures ont été effectuées sur la résonance paramagnétique électronique du sodium en solution dans l'ammoniac liquide. Les échantillons étaient constitués de tubes scellés de 32 mm de diamètre et ont posé de sérieux problèmes de fabrication*).

La raie présentant une demi-largeur d'environ 20 mOe dans les

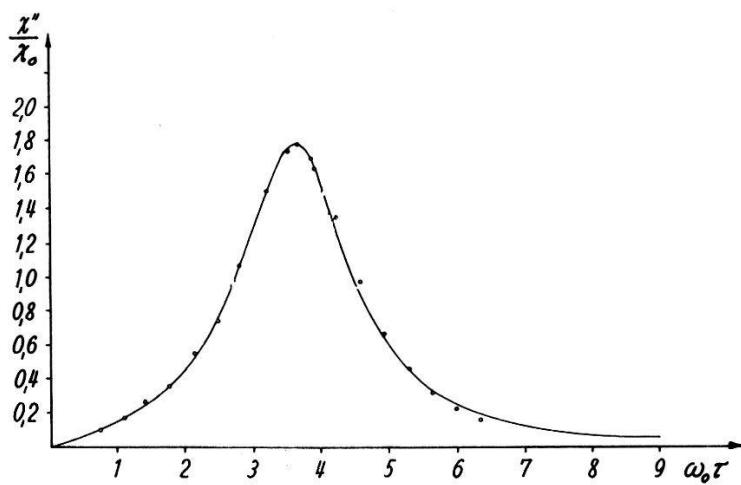


Fig. 1.

Absorption; fréquence 244,5 kc; $\omega\tau = 3,6$. Terme de saturation négligeable.

champs forts, les déformations caractéristiques de relaxation n'apparaissent que pour des champs inférieurs à 100 mOe. Les courbes ont été enregistrées aux fréquences de 244,5, 150, 100, 80 et 61 kc, montrant bien la variation de forme et ont été intégrées graphiquement.

*) Les auteurs remercient M. OPITZ, DU CERN qui a préparé ces échantillons.

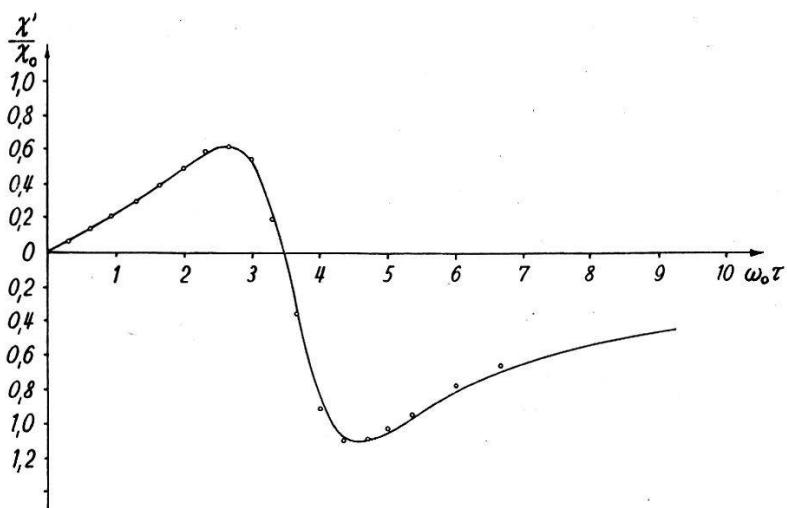


Fig. 2.

Dispersion; fréquence 244,5 kc; $\omega\tau = 3,6$. Terme de saturation négligeable.

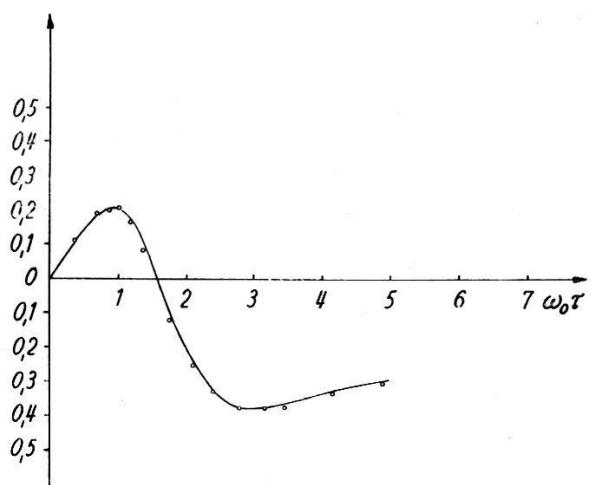


Fig. 3.

Mélange absorption-dispersion (composition 41% A + 59% D); fréquence 100 kc;
 $\omega\tau = 1,5$. Echelle des ordonnées quelconque; $\alpha^2/2 = 0,82$.

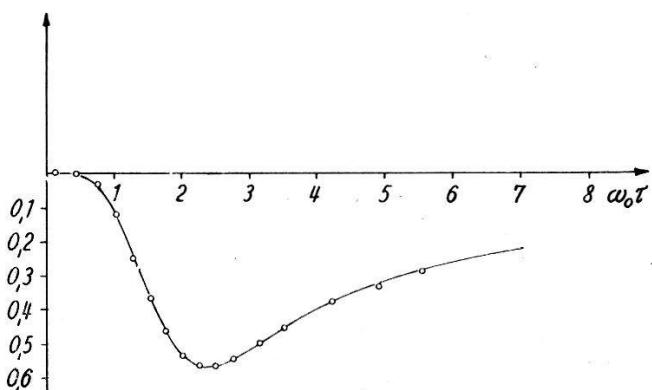


Fig. 4.

Mélange absorption-dispersion (composition 91% D + 9% A); fréquence 100 kc;
 $\omega\tau = 1,5$. Echelle des ordonnées quelconque; $\alpha^2/2 = 0,82$.

A 244,5 kc la courbe d'absorption étant peu déformée (fig. 1) il est possible de déterminer le temps de relaxation τ par ajustement des courbes expérimentale et théorique, la concentration de l'échantillon n'étant pas connue. La valeur obtenue est de $2,34 \cdot 10^{-6}$ s en très bon accord avec la littérature⁸⁾.

Ce temps de relaxation conduit alors à un excellent recouvrement pour la courbe de dispersion (fig. 2).

Nous avons considéré cette valeur de τ comme constante pour l'interprétation aux fréquences plus basses.

Les fig. 3 et 4 montrent que l'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant à 100 kc, compte tenu du fait qu'un mélange

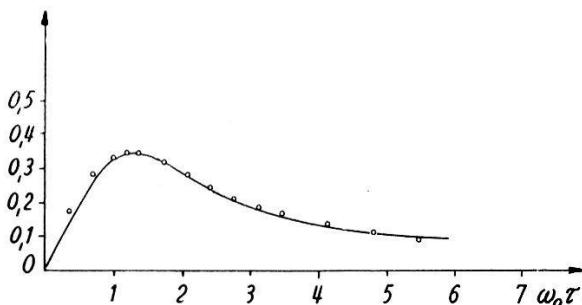


Fig. 5.

Mélange absorption-dispersion (composition 67% A - 33% D); fréquence 61 kc; $\omega\tau = 0,9$. Echelle des ordonnées quelconque; $\alpha^2/2 = 1,46$.

d'absorption et de dispersion est à admettre dans les courbes relevées. Cet accord n'est pas possible si l'on ne tient pas compte du terme de saturation déterminé par le champ H_1 .

La fig. 5 donne une courbe pour la fréquence de 61 kc et là encore le recouvrement est satisfaisant.

Nous pouvons donc admettre que les équations développées par GARSTENS conduisent à une bonne interprétation de la variation de χ' et χ'' en fonction de H_0 et H_1 dans des champs très faibles.

Nous tenons à remercier M. le Prof. R. C. EXTERMANN pour le vif intérêt qu'il a manifesté à l'égard de nos recherches ainsi que le Prof. G. BÉNÉ qui a dirigé ce travail.

Références.

- ¹⁾ GARSTENS, Phys. Rev. **93**, 1238 (1954).
- ²⁾ GARSTENS, SINGER et RYAN, Phys. Rev. **96**, 53 (1954).
- ³⁾ GARSTENS et KAPLAN, Phys. Rev. **99**, 459 (1955).
- ⁴⁾ BECKER, Phys. Rev. **99**, 1681 (1955).
- ⁵⁾ BEELER et ROUX, Arch. des Sci., vol. **9**, fasc. spec. **87** (1956).
- ⁶⁾ MANUS, BÉNÉ, EXTERMANN et MERCIER, Helv. Phys. Acta **28**, 617 (1955).
- ⁷⁾ J. M. ROCARD, Arch. des Sci., vol. **9**, fasc. 3, 237 (1956).
- ⁸⁾ HUTCHISON et PASTOR, Journ. of Chem. Phys. **21**, 1959 (1953).