

Zeitschrift:	Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber:	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band:	11 (1958)
Heft:	7: Colloque Ampère
Artikel:	Étude des transitions à plusieurs quanta en résonance magnétique nucléaire à l'aide des équations de Bloch
Autor:	Lurçat, François
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-738905

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: 06.02.2026

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

Etude des transitions à plusieurs quanta en résonance magnétique nucléaire à l'aide des équations de Bloch

par François LURÇAT

Les transitions à plusieurs quanta entre les sous-niveaux Zeeman d'un atome ont été étudiées en détail, théoriquement et expérimentalement, par J. Winter [1] sur des jets atomiques et des vapeurs. La théorie des transitions à plusieurs quanta peut aussi être faite en utilisant les équations de Bloch. On écrit celles-ci dans un système tournant à la vitesse ω_2 , voisine de ω_0 , et en présence d'un champ alternatif rectiligne de fréquence ω_1 (on posera ensuite $\frac{\omega_2}{n} = \omega_1$ s'il s'agit d'une transition à n quanta):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon \left[-\beta u - \delta v - Mz \left\{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \right\} \right] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon \left[\delta u - \beta v - Mz \left\{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \right\} \right] \\ \frac{dMz}{dt} &= \varepsilon \left[u \left\{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \right\} + v \left\{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \right\} - \alpha(Mz - M_0) \right]. \end{aligned} \right\} (1)$$

Notations: On appelle $2H_1$ l'amplitude du champ radiofréquence, et θ l'angle entre ce champ et le plan perpendiculaire au champ permanent H_0 .

$$\varepsilon = |\gamma| H_1 \cos \theta \quad \alpha = \frac{1}{|\gamma| H_1 \cos \theta T_1} \quad \beta = \frac{1}{|\gamma| H_1 \cos \theta T_2}$$

$$\delta = \frac{|\gamma| [H_0 + 2 H_1 \sin \theta \cos \omega_1 t] - \omega_2}{|\gamma| H_1 \cos \theta} = \delta_0 + 2 \operatorname{tg} \theta \cos \omega_1 t$$

Les équations [1] seront transformées en équations approchées à coefficients constants, grâce à un développement en puissances de ε [2].

TRANSITIONS A DEUX QUANTA $\left(\omega_1 = \frac{\omega_2}{2}\right)$.

Les équations approchées déduites de (1) sont:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon [-\beta u - \delta'_0 v] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon \left[\delta'_0 u - \beta v + \left(\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta \right) M_z \right] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \varepsilon \left[-\alpha (M_z - M_0) - \left(\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta \right) v \right] \end{aligned} \quad (2)$$

Au coefficient $\left(-\frac{\varepsilon}{\omega_1} \operatorname{tg} \theta\right)$ près, ce sont les équations de Bloch ordinaires. On en déduit en particulier l'amplitude du signal d'absorption (passage lent) à la résonance ($\delta'_0 = 0$) et loin de la saturation:

$$\frac{v_2}{v_1} = -\frac{H_1}{H_0} \sin 2 \theta \quad (3)$$

où v_1 est l'amplitude du signal de résonance ordinaire (1 quantum) dans les mêmes conditions (mais avec un champ alternatif, d'amplitude $2H_1$, perpendiculaire à H_0). Le signal sera maximum pour $\theta = \pi/4$, ce qui s'explique par la conservation du moment cinétique [3].

La quantité δ'_0 qui intervient dans (2) n'est pas exactement le δ_0 défini auparavant, mais

$$\delta'_0 = \delta_0 + \frac{2 \varepsilon}{3 \omega_1}. \quad (4)$$

Il en résulte que la fréquence de la résonance à deux quanta est déplacée (effet Bloch-Siegert): au lieu de $\frac{1}{2} |\gamma| H_0$, elle est:

$$\omega_r = \frac{1}{2} |\gamma| H_0 \left[1 + \frac{4}{3} \left(\frac{H_1 \cos \theta}{H_0} \right)^2 \right] \quad (5)$$

TRANSITIONS A TROIS QUANTA $\left(\omega_1 = \frac{\omega_2}{3}\right)$.

La composante longitudinale du champ alternatif n'intervenant pas [3], on posera $\theta = 0$. On obtient les équations approchées:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon [-\beta'u - \delta'v] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon [\delta'u - \beta'v + \left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)^2 M_z] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \varepsilon [-\alpha'(M_z - M') - \left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)^2 v] \end{aligned} \right\} (6)$$

α' , β' , M_0 diffèrent de α , β , M_0 par des corrections du deuxième ordre en $\left(\frac{\varepsilon}{4\omega_1}\right)$

L'amplitude du signal d'absorption, dans les conditions définies ci-dessus, est donnée par

$$\frac{v_3}{v_1} = -\left(\frac{3}{4} \frac{H_1}{H_0}\right)^2 \quad (7)$$

Le déplacement Bloch-Siegert est donné par $\delta' = \delta + \frac{8\omega_1}{3\varepsilon}$; la fréquence de résonance est donc :

$$\omega_r = \frac{1}{3} |\gamma| H_0 \left[1 + \frac{9}{8} \left(\frac{H_1}{H_0} \right)^2 \right] \quad (8)$$

1. WINTER, J., thèse Paris, 1958.
2. BOGOLIOUBOV, N. N., Y. A. MITROPOLSKI, *Méthodes asymptotiques en théorie des oscillations non linéaires*. Moscou, 1955.
3. MARGERIE, J., J. BROSSSEL, *C. R.*, 241, 373 (1955).