Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 13 (1960)

Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Passages adiabatiques et effets transitoires en R.M.N. avec les coordonnées tournantes

Autor: Bonera, G. / De Stefano / Giulotto, L.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738599

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: 03.07.2025

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

Passages adiabatiques et effets transitoires en R.M.N. avec les coordonnées tournantes *

par G. Bonera, P. De Stefano et L. Giulotto

Istituto di Fisica dell' Università di Pavia.

Il est bien connu que, par l'usage du système de coordonnées tournantes, introduit par Rabi, Ramsey et Schwinger [1], on peut résoudre plus facilement certains problèmes de résonance magnétique nucléaire.

Toutefois jusqu'ici on a examiné seulement des cas où l'effet du champ magnétique oscillant et celui de la relaxation pouvaient être considérés séparément.

Ici nous voulons montrer que la méthode des coordonnées tournantes peut être utilement employée même lorsque ces effets doivent être considérés en même temps. Autrement dit nous voulons étudier le mouvement de l'aimantation nucléaire sous l'action combinée du champ magnétique oscillant et de la relaxation.

Considérons donc un ensemble de noyaux identiques, ayant un rapport gyromagnétique γ, dans un champ magnétique constant $\vec{H}_0$ et soit $\vec{M}_0 = \chi \vec{H}_0$ l'aimantation nucléaire $\vec{M}$ en équilibre thermique. Appliquons un champ magnétique $\vec{H}_1$ tournant avec vitesse angulaire ω dans un plan perpendiculaire à $\vec{H}_0$. Pour étudier l'effet de ce champ nous nous référons à un système d'axes $x'\,y'\,z'$, tournant avec la même vitesse angulaire ω que $\vec{H}_1$, autour de l'axe z' ayant la direction de $\vec{H}_0$. Le champ magnétique efficace dans ce référenciel est $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_1 + (\vec{H}_0 + \vec{\omega}/\gamma)$. On sait que l'effet du champ tournant pour un observateur utilisant les axes $x'\,y'\,z'$ consiste en une précession autour de $\vec{H}_{\text{eff}}$ avec vitesse angulaire $\omega_r = |\gamma|\ H_{\text{eff}}$. Si nous tenons compte aussi de la relaxation, nous pourrons écrire l'équation de mouvement de $\vec{M}$ sous la forme suivante

* Les passages adiabatiques avec les coordonnées tournantes ont été déjà traités de manière détaillée dans un travail précédent: G. Bonera et L. Giulotto, *Nuovo Cimento*, *14*, 435 (1959).

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{rot}} + \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{relax}} \tag{1}$$

où $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{rot}}$ est la variation de $\vec{M}$ sous l'effet de la précession et $\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{relax}}$ est la variation de $\vec{M}$ sous l'effet de la relaxation.

L'équation (1) représente un mouvement de précession perturbé par la relaxation: ce mouvement conduira $\vec{M}$, dans un temps assez long, à une position d'équilibre caractérisée par l'équation

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{rot}} + \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{relax}} = 0 \tag{2}$$

Pour résoudre cette equation nous déterminons la position du vecteur $\vec{M}$ dans l'espace par le module M, l'angle Ω que le plan de $\vec{M}$ et $\vec{H}_{\text{eff}}$ forme avec le plan $x'\,z'$ et l'angle α que, dans ce plan, $\vec{M}$ forme avec $\vec{H}_{\text{eff}}$. L'équation vectorielle (2), projetée sur les trois axes $x'\,y'\,z'$, donne un système de trois équations à trois variables M, Ω et α. Ce système peut être facilement résolu et il donne

$$\begin{aligned} M &= M_0 \frac{\cos\Omega}{((T_1/T_2)\sin^2\Omega + \cos^2\Omega)\sin\alpha\sin\theta + \cos\alpha\cos\theta\cos\Omega} \\ \operatorname{tg}\Omega &= T_2\,((\gamma\,H_1)^2 + (\gamma\,H_0 - \omega)^2)^{\frac{1}{2}} \\ \operatorname{tg}\alpha &= \operatorname{tg}\theta\cos\Omega\ , \end{aligned} \tag{3}$$

θ étant l'angle que $\vec{H}_{\text{eff}}$ forme avec $\vec{H}_0$, c'est-à-dire $\operatorname{tg}\theta = \dfrac{\gamma\,H_1}{\gamma\,H_0 - \omega}$.

Si on connait les grandeurs H_1 et ω qui caractérisent le champ magnétique tournant, les équations donnent la position d'équilibre de l'aimantation nucléaire.

Le passage adiabatique lent introduit par Bloch [2] pouvant être considéré comme une suite de positions d'équilibre, pour obtenir les équations de ce passage dans notre référenciel il suffit de faire passer ω dans les équations (3) de valeurs beaucoup plus petites que la fréquence de résonance $\omega_0 = |\gamma|H_0$ à des valeurs beaucoup plus grandes. Les équations du passage lent ainsi obtenues peuvent être transformées dans la forme donnée par Bloch simplement par projections sur les axes tournants.

Les équations (3) donnent lieu à une intéressante représentation géométrique du passage lent. Considérons un ellipsoïde de rotation, que nous appelons ellipsoïde d'équilibre, tangent au plan $x'\,y'$ à l'origine et obtenu en faisant tourner autour de l'axe z' une ellipse dont le demi-axe prin-

cipal, le long de l'axe z', a une longueur égale à $M_0/2$ et le demi-axe secondaire a une longueur égale à $(T_2/T_1)^{\frac{1}{2}} M_0/2$. On peut démontrer, à partir des équations (3), que, pendant un passage adiabatique lent, l'extrémité P du vecteur aimantation $\vec{M}$ reste sur cet ellipsoïde; elle y décrit l'ellipse intersection de l'ellipsoïde avec un plan parallèle à l'axe x' et passant par l'extrémité P_0 du vecteur $\vec{M}_0$; l'inclinaison de ce plan sur le plan $x'\ z'$ dépend de l'intensité du champ tournant. Pour des champs H_1, faibles par rapport à $1/|\gamma|T_2$ ce plan est presque perpendiculaire au plan $x'\ z'$, pour des champs H_1 grands par rapport à $1/|\gamma|T_2$, au contraire, il coïncide avec le plan $x'\ z'$.

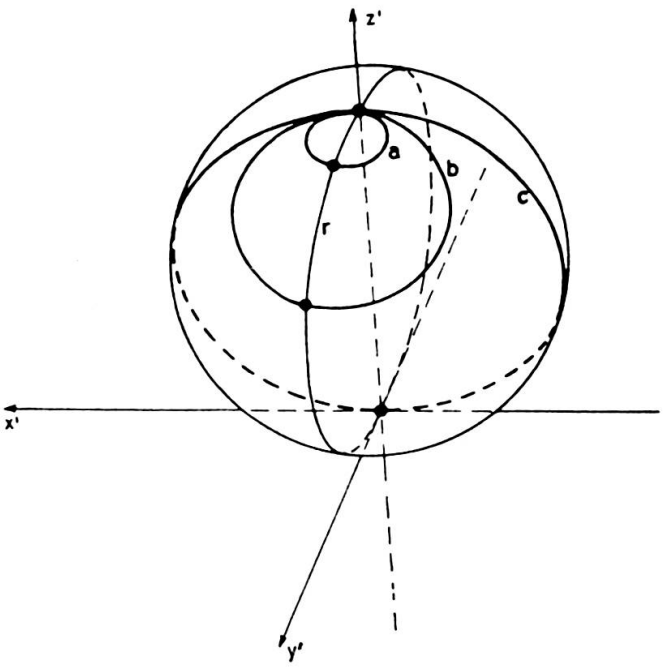

Fig. 1.

Trois trajectoires possibles de l'extrémité de l'aimantation nucléaire (les cercles *a*, *b* et *c*) sont représentées dans le cas du passage lent. Le cercle *a* correspond à un champ magnétique H_1 faible, le cercle *b* à un champ magnétique H_1 plus fort et le cercle *c* à un champ magnétique H_1 beaucoup plus grand que $1/|\gamma|T_2$.

Dans le cas $T_1 = T_2$ l'ellipsoïde d'équilibre devient la sphère de diamètre M_0 représentée en figure 1.

Nous avons donc vu quelle est la position d'équilibre de l'aimantation nucléaire sous l'action combinée du champ tournant et de la relaxation. Si on applique d'abord le champ constant $\vec{H}_0$ et ensuite le champ tournant $\vec{H}_1$, l'aimantation nucléaire parvient à cette position d'équilibre après une

phase transitoire. Ces effets transitoires ont été déjà étudiés par Torrey [3] en partant des équations de Bloch. L'usage des coordonnées tournantes et de l'équation (1) nous permet non seulement d'obtenir les résultats de Torrey d'une façon analytiquement plus aisée, mais surtout de visualiser avec de simples modèles cinématiques le mouvement de l'aimantation nucléaire pendant la phase transitoire.

Les résultats qu'on obtient sont les suivants. Si la période de la précession de $\vec{M}$ autour de $\vec{H}_{eff}$ est très petite par rapport aux temps de relaxation, le mouvement de $\vec{M}$ est une précession perturbée autour de $\vec{H}_{eff}$ avec

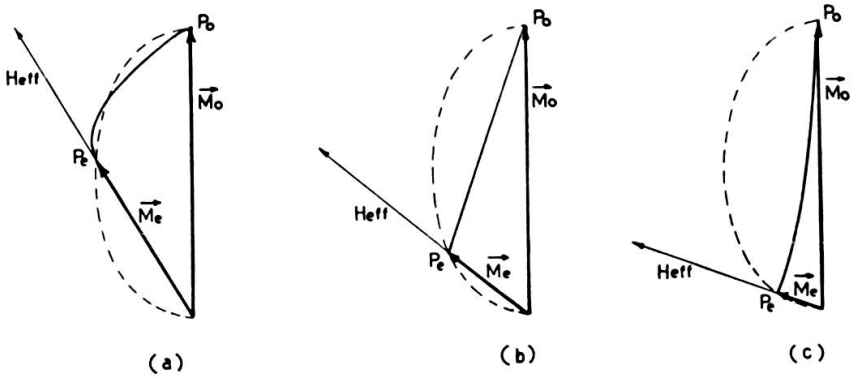

Fig. 2.

Dans le cas $T_1 \neq T_2$ la trajectoire de l'aimantation nucléaire dans le plan déterminé par $\vec{M}$ et $\vec{H}_{eff}$ dépend de l'angle θ formé par $\vec{H}_{eff}$ avec $\vec{H}_0$, c'est-à-dire, puisque $\operatorname{tg}\theta = |\gamma| H_1/(|\gamma| H_0 - \omega)$, des grandeurs ω et H_1 qui caractérisent le champ tournant. La trajectoire est du type *a* pour $|\operatorname{tg}\theta| < \sqrt{2}$; elle est du type *b* pour $|\operatorname{tg}\theta| = \sqrt{2}$ et du type *c* pour $|\operatorname{tg}\theta| > \sqrt{2}$. Si $T_1 = T_2$, la trajectoire de P est toujours rectiligne.

vitesse angulaire ω_r: la perturbation consiste en une variation du module de $\vec{M}$ et de l'angle α qu'il forme avec $\vec{H}_{eff}$ sous l'effet de la relaxation. Le mouvement de $\vec{M}$ peut être ainsi étudié dans le plan déterminé par $\vec{M}$ et $\vec{H}_{eff}$, tournant avec vitesse ω_r autour de $\vec{H}_{eff}$, et l'on trouve que dans ce plan la trajectoire de l'extrémité P de $\vec{M}$ est une courbe du type de celles de la figure 2.

Si nous tournons cette courbe autour de $\vec{H}_{eff}$, on obtient une surface de rotation S; la trajectoire de l'extrémité P vis-à-vis des axes tournants est une hélice tracée sur cette surface.

La figure 3 montre cette trajectoire dans le cas $T_1 = T_2$: si $\vec{M}$ est initialement égal à $\vec{M}_0$, la surface S est le plan passant par P_0 et perpendiculaire à $\vec{H}_{eff}$ et la trajectoire est la spirale donnée, dans les coordonnées polaires ρ et θ par l'équation $\rho = \rho_0 \exp(-\theta/\omega_r T_2)$.

Ces résultats ont été obtenus dans l'hypothèse $\omega_r >> 1/T_2$ (on suppose $T_1 \geqslant T_2$). Cette condition est certainement vérifiée si $|\gamma| H_1 T_2 >> 1$ et les modèles obtenus valent quelle que soit la fréquence du champ tournant.

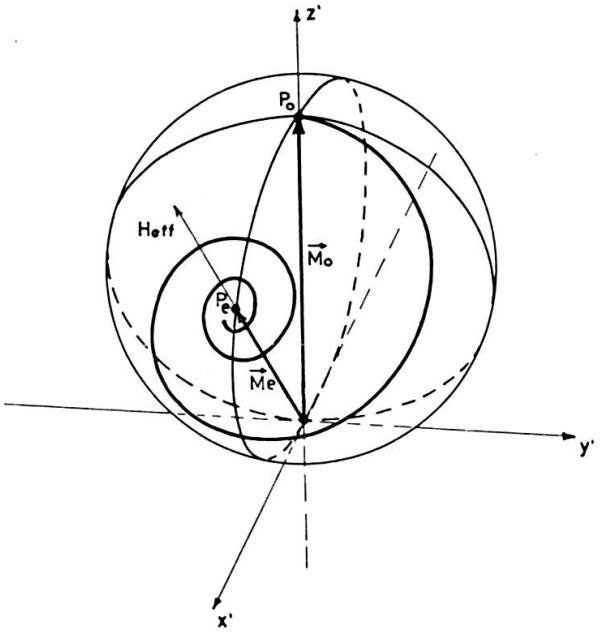

Fig. 3.

Spirale décrite par l'extrémité de l'aimantation nucléaire dans le plan passant par l'extrémité de $\vec{M}_0$ et perpendiculaire à $\vec{H}_{eff}$ dans le cas $T_1 = T_2$.

Si la condition $|\gamma| H_1 T_2 >> 1$ n'est pas vérifiée ces modèles sont valables seulement lorsque la différence $H_0 - \omega/|\gamma|$ est grande, c'est-à-dire lorsqu'on est assez loin de la résonance, tandis que, lorsqu'on s'approche de la résonance, le mouvement de l'aimantation nucléaire devient généralement si compliqué qu'une représentation par de tels modèles ne présente pas d'avantage.

Toutefois c'est précisément le cas de la résonance qui peut être traité aisément, quelle que soit la valeur de $|\gamma| H_1 T_2$. On démontre que, si $\vec{M}$ se trouve initialement dans le plan $y' z'$, il reste toujours dans ce plan.

La trajectoire de l'extrémité P sur le plan $y'\ z'$, dans le cas $T_1 = T_2 = T$, est montrée en figure 4. On peut imaginer le vecteur $\vec{M}$ comme résultant de deux vecteurs $\vec{M}^*$ et $\vec{M}_r$: $\vec{M}^*$ représente l'aimantation nucléaire en équilibre et reste stationnaire, $\vec{M}_r = \vec{M} - \vec{M}^*$ tourne autour de l'extrémité P^* de $\vec{M}^*$ avec vitesse angulaire ω_r et sa longueur décroit exponentiellement avec une constante de temps T.

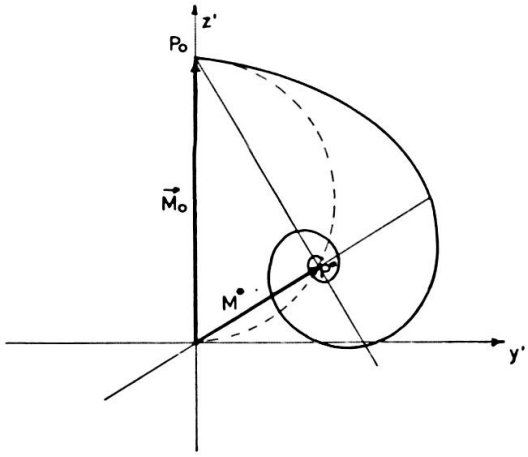

Fig. 4.
Spirale décrite par l'extrémité de l'aimantation nucléaire dans le plan $x'\ z'$ lors de la résonance.

Dans le cas $T_1 \neq T_2$ le mouvement est presque le même: le vecteur $\vec{M}_r$ tourne avec une vitesse angulaire qui dépend des temps de relaxation et sa longueur décroît encore exponentiellement avec la constante de temps $\frac{1}{2}(1/T_1 + 1/T_2)$, mais une oscillation est souvent superposée à cette décroissance, oscillation dont la fréquence dépend des temps de relaxation.

BIBLIOGRAPHIE

1. Raby, I. I., N. F. Ramsey and J. Schwinger, *Rev. Mod. Phys.*, *26*, 167 (1954).
2. Bloch, F., *Phys. Rev.*, *70*, 470 (1946).
3. Torrey, H. C., *Phys. Rev.*, *76*, 1059 (1949).