

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Résonance magnétique de type Raman observable en champ nul sur des spins pompés optiquement.* Note (*) de M^{lle} MARYVONNE LE DOURNEUF, MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI, JACQUES DUPONT-ROC et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler.

On montre théoriquement et expérimentalement qu'un champ de radiofréquence polarisé circulairement peut induire un nouveau type de résonance magnétique, centrée en champ nul, et correspondant à un processus Raman à deux photons.

Lorsque des spins $1/2$, de rapport gyromagnétique γ , sont plongés dans un champ statique \vec{H}_0 parallèle à Oz et irradiés par un champ de radiofréquence \vec{H}_1 tournant à la fréquence $\omega/2\pi$ dans le plan xOy perpendiculaire à \vec{H}_0 , il est bien connu que l'on observe une résonance magnétique (1) centrée en $\omega_0 = \omega$ ($\omega_0 = -\gamma H_0$).

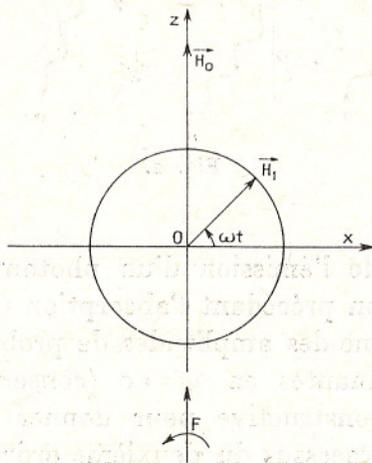


Fig. 1.

Envisageons maintenant une disposition assez inhabituelle où le champ RF \vec{H}_1 tourne dans un plan zOx qui contient \vec{H}_0 (fig. 1). Comme on peut décomposer \vec{H}_1 en une composante parallèle à Oz (π) et deux composantes circulaires droite et gauche par rapport à Oz (σ^+ et σ^-), on sait qu'il apparaît tout un spectre de résonance à plusieurs quanta (2) $\omega_0 = p\omega$ (avec $p = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$), correspondant à des basculements du spin accompagnés d'une absorption ou d'une émission induite de p quanta, l'énergie et le moment cinétique du système global étant conservés lors du processus. Nous montrons dans cette Note qu'il apparaît également dans ce cas une résonance en champ nul de type

Raman ($\omega_0 = 0$). Cette résonance n'est observable que par des méthodes optiques qui, seules, permettent de polariser en régime permanent les spins en champ nul.

Les états $| - 1/2 \rangle$ et $| + 1/2 \rangle$ du spin ayant même énergie en champ nul, la conservation de l'énergie globale lors du basculement de ce spin impose qu'il y ait autant de photons RF émis que de photons absorbés. Comme chaque photon a une certaine amplitude de probabilité d'être σ^+ , σ^- ou π , on peut imaginer à l'ordre le plus bas les quatre processus de la figure 2, compatibles avec la conservation du moment cinétique global : absorption d'un photon σ^+ suivie de l'émission d'un photon π (fig. 2 a); absorption

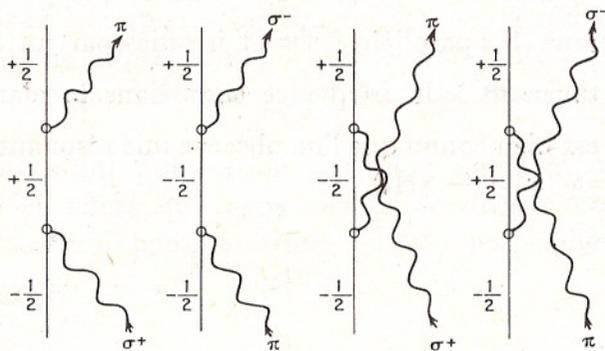


Fig. 2.

d'un photon π suivie de l'émission d'un photon σ^- (fig. 2 b); les mêmes processus avec l'émission précédant l'absorption (fig. 2 c et 2 d). On peut calculer aisément chacune des amplitudes de probabilité correspondantes; elles sont toutes résonnantes en $\omega_0 = 0$ (conservation de l'énergie) et interfèrent de façon constructive pour donner une amplitude globale proportionnelle à H_1^2 (processus du deuxième ordre). On prévoit donc une probabilité de basculement P_{\rightarrow} , résonnante quelle que soit la pulsation ω autour de $\omega_0 = 0$, et conduisant à une résonance en champ nul de largeur proportionnelle à H_1^2 , et d'intensité proportionnelle à H_1^4 . Les processus de type Raman qui interviennent dans cette résonance ne modifient pas l'énergie globale du champ RF mais changent sa polarisation.

Nous avons déjà mentionné par ailleurs ⁽³⁾ qu'à toute transition réelle à plusieurs quanta pouvait être associé un anticroisement de niveaux d'énergie du système global atome + champ RF. Dans le cas qui nous intéresse ici, les deux états non perturbés $|\pm 1/2, n\rangle$ représentant le spin dans l'état $|\pm 1/2\rangle$ en présence de n photons se croisent en champ nul (traits pointillés de la figure 3). L'interaction entre le spin et la RF, responsable des processus physiques de la figure 2, couple ces deux états au deuxième ordre et les fait se repousser (traits pleins de la figure 3); leur séparation, minimale en $\omega_0 = 0$ est égale à $\omega_1^2/2\omega$ (avec $\omega_1 = -\gamma H_1$).

Nous n'avons évidemment représenté qu'une faible partie du diagramme d'énergie : d'autres anticroisements apparaissent pour d'autres valeurs de n aussi bien en $\omega_0 = \pm \omega$ (résonance magnétique ordinaire) qu'en $\omega_0 = p\omega$ ($|p| > 1$; résonance à plusieurs quanta). Notons enfin que c'est le caractère *circulaire* de la RF qui est responsable de l'apparition d'un anti-

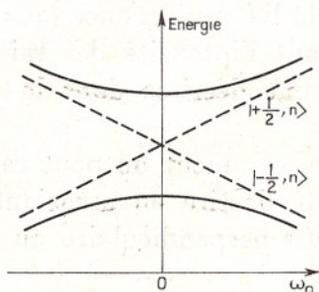


Fig. 3.

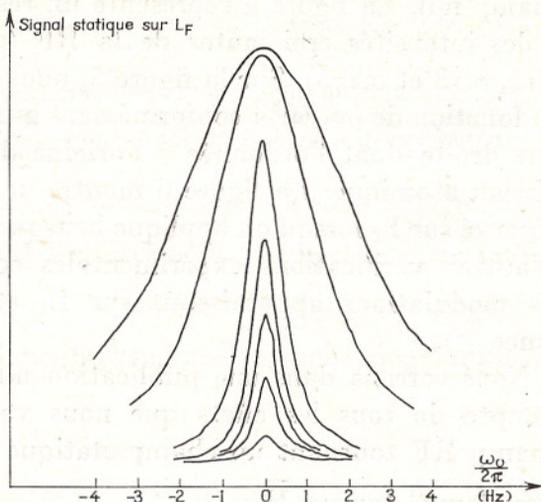


Fig. 4.

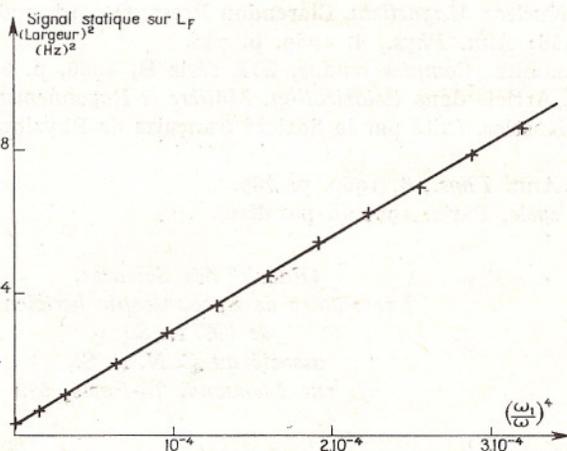


Fig. 5.

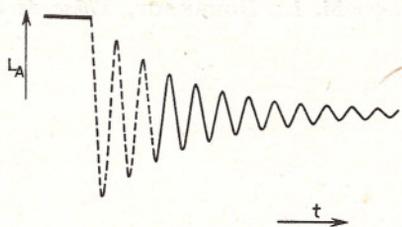


Fig. 6.

croisement en $\omega_0 = 0$. Si l'on considère un champ RF *linéaire* et faisant avec \vec{H}_0 un angle différent de 0 et $\pi/2$, les divers processus de la figure 2 existent chacun individuellement, mais ils interfèrent de façon complètement destructive pour $\omega_0 = 0$, de sorte que les deux états $|+1/2\rangle$ et $|-1/2\rangle$ ne sont pas couplés en $\omega_0 = 0$ et ne peuvent s'anticroiser.

L'expérience a été réalisée sur l'état fondamental de ^{199}Hg , de moment cinétique $I = 1/2$. Un faisceau de pompage optique parallèle à Oz et pola-

risé en σ^- (fig. 1) concentre les spins (*) dans l'état $|-1/2\rangle$. L'observation de la lumière absorbée (L_A) ou réémise (L_F) permet, lorsqu'on balaie H_0 autour de 4 , de détecter le basculement des spins provoqués par la RF (L_A et L_F sont proportionnelles à $\langle I_z \rangle$). On constate bien que ces signaux optiques subissent des variations résonnantes autour du champ nul. La figure 4 représente un réseau de résonances correspondant à des intensités croissantes de la RF ($\omega_1/\omega = 0,035, 0,044, 0,060, 0,075, 0,10, 0,13$ et $0,175$). Sur la figure 5, nous avons porté le carré de la largeur en fonction de $(\omega_1/\omega)^2$: conformément aux prévisions théoriques, on trouve une droite dont l'ordonnée à l'origine dépend de la largeur naturelle du niveau atomique. La figure 6 montre une transitoire (précession de Rabi) observé sur L_F lorsqu'on applique brusquement la RF à résonance ($\omega_0 = 0$). D'autres vérifications expérimentales concernant l'intensité des raies et les modulations apparaissant sur L_A et L_F sont décrites dans la référence (5).

Nous verrons dans une publication ultérieure comment on peut rendre compte de tous les effets que nous venons de décrire en associant au champ RF tournant un champ statique « fictif » perpendiculaire au plan dans lequel tourne \vec{H}_1 .

(*) Séance du 29 mars 1971.

(1) A. ABRAGAM, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Clarendon Press, Oxford, 1961.

(2) J. M. WINTER, *Thèse*, Paris, 1958; *Ann. Phys.*, 4, 1959, p. 745.

(3) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 37; C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, Article dans *Polarisation, Matière et Rayonnement*, livre de Jubilé en l'honneur d'Alfred Kastler, édité par la Société française de Physique, P. U. F., 1969.

(4) B. CAGNAC, *Thèse*, Paris, 1960; *Ann. Phys.*, 6, 1960, p. 467.

(5) M. LE DOURNEUF, *Thèse de 3^e cycle*, Paris, 1971 (à paraître).

(Faculté des Sciences,
Laboratoire de Spectroscopie hertzienne
de l'E. N. S.,
associé au C. N. R. S.,
24, rue Lhomond, 75-Paris, 5^e.)