

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Pompage optique transversal : mise en évidence d'un nouveau spectre de raies de résonance magnétique.* Note (*) de MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI et SERGE HAROCHÉ, présentée par M. Alfred Kastler.

Le pompage optique transversal de l'isotope ^{199}Hg permet de mettre en évidence un nouveau spectre de raies de résonance magnétique qui subissent des déplacements radiatifs importants sans être élargies lorsqu'on augmente l'intensité du champ de radiofréquence.

Considérons un ensemble de spins $1/2$ (par exemple des atomes de ^{199}Hg dans l'état fondamental 6^1S_0) placés dans un champ magnétique $\vec{H}_0 + \vec{H}_1 \cos \omega t$ et pompés optiquement par un faisceau lumineux, \vec{F} , polarisé circulairement. On peut envisager diverses orientations relatives de \vec{H}_0 , \vec{H}_1 et \vec{F} .

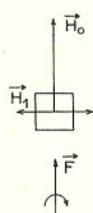


Fig. 1 a.

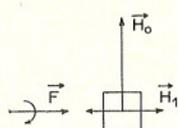


Fig. 1 b.

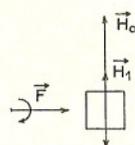


Fig. 1 c.

Supposons tout d'abord (fig. 1 a) \vec{H}_0 perpendiculaire à \vec{H}_1 et parallèle à \vec{F} (pompage optique longitudinal); ω étant fixé, il apparaît sur les signaux de détection optique (lumière absorbée ou réémise par la vapeur) des résonances pour toute une série de valeurs de H_0 telles que $\omega_f = \gamma_f H_0 = (2n + 1)\omega$ (n , entier positif, négatif ou nul; γ_f , rapport gyromagnétique). Lorsqu'on augmente H_1 , ces résonances subissent un déplacement radiatif proportionnel à H_1^2 . Elles correspondent à des transitions *réelles* de l'atome d'un sous-niveau Zeeman à l'autre par absorption (ou émission) d'un ou plusieurs photons de radiofréquence. Le nombre de photons mis en jeu, $2n + 1$, est *impair*. Ceci résulte de leur polarisation qui, \vec{H}_1 étant perpendiculaire à \vec{H}_0 , ne peut être que σ^+ ou σ^- , et de la nécessité de conserver à la fois l'énergie et le moment angulaire au cours de la transition. Ces résonances ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux [(1), (2), (3)]. Insistons ici sur le fait qu'elles correspondent à des transitions *réelles*, d'où un *élargissement* important des résonances lorsqu'on augmente H_1 (en H_1^{2n+1} pour la résonance $2n + 1$).

Tournons maintenant \vec{F} de $\pi/2$ de façon à le rendre parallèle à \vec{H}_1 (fig. 1 b). Le pompage optique étant alors purement transversal, les deux sous-niveaux Zeeman $\pm 1/2$ sont également peuplés et les résonances précédentes ne sont plus observables. Par contre, il apparaît alors de

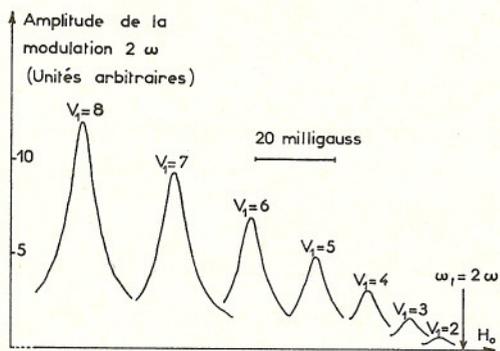


Fig. 2 a.

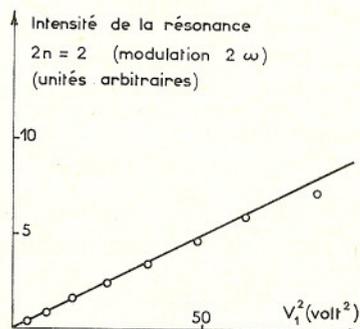


Fig. 2 b.

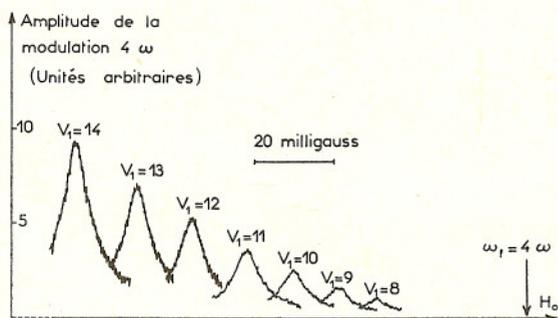


Fig. 3 a.

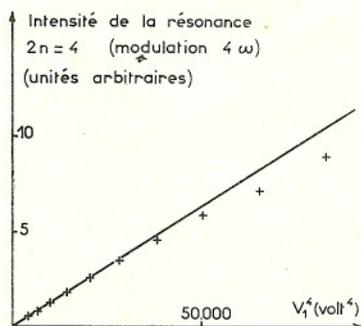


Fig. 3 b.

nouvelles résonances, dont nous indiquons maintenant les propriétés essentielles telles qu'elles résultent d'une étude théorique qui sera publiée dans une Note ultérieure.

Au lieu de former comme précédemment un spectre impair, les nouvelles résonances forment un spectre pair : elles apparaissent pour $\omega_f = \gamma_f H_0 = 2n\omega$ (n , entier positif ou négatif). Lorsqu'on augmente H_1 , elles subissent un déplacement radiatif vers les faibles valeurs de H_0 proportionnel à H_1^2 ; mais elles ne s'élargissent pas : les transitions qui interviennent correspondent en effet à des absorptions et émissions *virtuelles* de $2n$ quanta de radiofréquence [notons ici la ressemblance avec les résonances $\gamma_f = n\omega$ qui apparaissent dans les expériences de pompage optique transversal dans un champ magnétique modulé en amplitude, où \vec{H}_0 , \vec{H}_1 et \vec{F} ont la disposition relative représentée sur la figure 1 c ⁽⁴⁾ à ⁽⁷⁾]. Pour chaque résonance, la lumière transmise par la vapeur est

modulée à tous les harmoniques pairs de ω , $2p\omega$: l'intensité de la résonance $2n$, ($\omega_f = 2n\omega$), détectée sur la modulation $2p\omega$ est proportionnelle à $A_{np}H_1^{2n+21n-p1}$ (A_{np} , coefficient entièrement calculable, dépendant des divers paramètres expérimentaux). Ceci montre que pour une résonance donnée $2n$, le signal est le plus important sur la modulation $2n\omega$. Notons enfin que tous les résultats que nous venons d'énoncer sont obtenus à partir d'un calcul de perturbation et ne sont valables que si H_1 est suffisamment petit. Au-delà, des effets de saturation apparaissent.

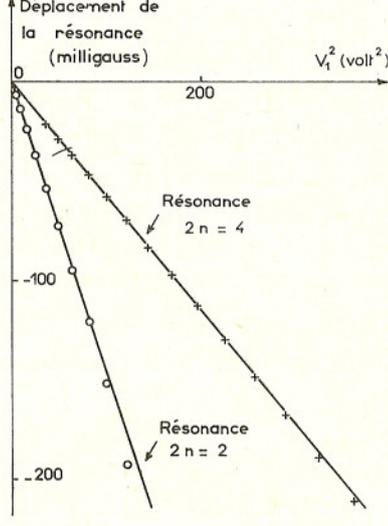


Fig. 4.

Nous avons vérifié expérimentalement toutes les propriétés précédentes dans le cas du pompage optique de l'isotope ^{199}Hg . Le montage expérimental, déjà décrit par ailleurs (6), est modifié de façon à donner à \vec{H}_0 , \vec{H}_1 et \vec{F} la disposition relative de la figure 1 b. $\omega/2\pi$ est maintenu fixe et égal à 390 Hz. On balaie lentement H_0 . La figure 2 a (3 a) représente un réseau de courbes de résonance $2n = 2$ ($2n = 4$) détectées sur les modulations $2\omega(4\omega)$. Chaque courbe correspond à une amplitude déterminée de H_1 , repérée par le voltage V_1 , proportionnel à H_1 , aux bornes des bobines de radiofréquence. On voit que lorsque H_1 augmente, les résonances se déplacent sans s'élargir (leur largeur est d'ailleurs intrinsèque et ne dépend pas de n). Les flèches dessinées sur les figures représentent les positions des résonances extrapolées pour $H_1 = 0$. On a déterminé ces positions de façon indépendante par une étude de la résonance magnétique ordinaire pour une valeur deux (quatre) fois plus élevée de ω . La figure 4 montre que le déplacement des résonances est bien proportionnel à H_1^2 . Le rapport des pentes des deux droites est celui prévu par la théorie.

Notons que les déplacements sont très importants devant la largeur des raies et peuvent atteindre une fraction notable du champ résonnant qui est de l'ordre du gauss. La figure 2 b (3 b) montre que les intensités des résonances $2n = 2$ ($2n = 4$) détectées sur les modulations $2\omega(4\omega)$ sont bien proportionnelles à $H_1^2(H_1^+)$ (pour les fortes valeurs de H_1 , on voit apparaître, de même que sur la figure 4, l'effet de non-linéarité dû aux termes de perturbation d'ordre supérieur). Nous avons aussi étudié pour la résonance $2n = 2$ la dépendance en H_1 des modulations à d'autres harmoniques pairs de ω . Les rapports des coefficients A_{np} définis plus haut et déduits de ces expériences sont en bon accord avec les prévisions théoriques.

Tous les résultats précédents ne sont valables que pour $n \neq 0$. Il apparaît également une résonance pour $H_0 = 0$ ($n = 0$). Elle représente l'effet Hanle de l'état fondamental ⁽⁸⁾, *modifié* par le couplage de l'atome avec le champ de radiofréquence. Cette résonance possède des propriétés particulières intéressantes qui feront l'objet d'une Note ultérieure. Notons enfin que tous les phénomènes précédemment décrits sont liés au caractère *transversal* du pompage optique et doivent se généraliser à tout autre procédé permettant d'introduire du moment transversal dans la vapeur (par exemple bombardement par un jet électronique perpendiculaire à H_0).

(*) Séance du 8 décembre 1965.

(1) J. M. WINTER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 375 et 600; *Thèse*, Paris, 1958 (*Ann. Phys.*, 4, 1959, p. 745).

(2) J. MARGERIE et J. BROSEL, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 373.

(3) J. H. SHIRLEY, *Phys. Rev.*, 138, n° 4B, 1965, p. 979; *Thèse*, California Institute of Technology, 1963.

(4) E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELI et B. A. KHODOVOY, *J. Exp. Theoret. Phys. (U. S. S. R.)*, 45, 1963, p. 503.

(5) C. J. FAVRE et E. GENEUX, *Phys. Lett.*, 8, n° 3, 1964, p. 190.

(6) N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 260, 1965, p. 5231; 261, 1965, p. 369.

(7) N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUJJI, *J. Phys.*, 26, 1965, p. 409.

(8) J. C. LEHMANN et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 258, 1964, p. 4463.

(Laboratoire de Physique de l'E. N. S.,
24, rue Lhomond, Paris, 5^e.)