

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Transitions résonnantes entre sous-niveaux Zeeman, induites par un champ électrique fictif tournant.* Note (\*) de MM. **JACQUES DUPONT-ROC** et **CLAUDE COHEN-TANNOUJJI**, présentée par M. Alfred Kastler.

Une irradiation lumineuse, non résonnante, de polarisation linéaire  $\vec{e}_x$ , agit sur un niveau atomique de la même façon qu'un champ électrique fictif dirigé suivant  $\vec{e}_x$ . En faisant tourner  $\vec{e}_x$ , on peut induire des transitions résonnantes entre sous-niveaux Zeeman.

Dans une Note précédente (1), nous avons vu que l'action d'un faisceau lumineux, non résonnant, polarisé linéairement suivant la direction  $\vec{e}_x$ , sur la multiplicité de l'état fondamental d'un atome de moment cinétique  $\vec{I}$ , était équivalente à celle d'un champ électrique fictif,  $\vec{E}_f$ , parallèle à  $\vec{e}_x$ ; le hamiltonien effectif,  $\mathcal{H}_L$ , décrivant l'effet du faisceau lumineux, s'écrit  $\mathcal{H}_L = a[(\vec{I} \cdot \vec{e}_x)^2 - I(I+1)/3]$ , où  $a$  est une constante proportionnelle à l'intensité lumineuse. Si, au moyen d'un polaroïd tournant, on fait tourner  $\vec{e}_x$  à une vitesse uniforme, le niveau atomique est soumis à l'action d'un champ électrique « fictif » tournant, susceptible d'induire des transitions résonnantes entre sous-niveaux Zeeman. L'objet de la présente Note est de décrire de telles résonances, très analogues à celles déjà observées par Geneux (2) qui utilise un champ électrique oscillant, non pas fictif, mais réel. On peut également les rapprocher de celles observées par Happer (3), où la perturbation oscillante est un champ magnétique fictif créé par un faisceau lumineux non résonnant polarisé circulairement et modulé en intensité.

Le montage expérimental est identique à celui décrit dans la Note précédente (1). Le faisceau non résonnant,  $F_1$ , se propage suivant Oz. Il traverse un polaroïd tournant à la pulsation  $\omega/2$ , de sorte que son vecteur polarisation s'écrit

$$\vec{e}_x = \vec{e}_z \cos \frac{\omega t}{2} + \vec{e}_y \sin \frac{\omega t}{2}.$$

Le polariseur tourne à 10 tr/s, la vitesse de rotation étant stabilisée à  $3 \cdot 10^{-2}$  Hz près par un système de contre-réaction. On balaie le champ statique,  $\vec{H}_0$ , parallèlement à Oz. L'écart Zeeman,  $\hbar\omega_0$ , entre les sous-niveaux des atomes de  $^{201}\text{Hg}$  ( $\omega_0$ , pulsation de Larmor) est choisi grand devant la perturbation  $a$ , due à  $F_1$ . Le faisceau de pompage  $F_2$ , résonnant, se propage suivant Oz. Il aligne les atomes de  $^{201}\text{Hg}$ . Sa polarisation est,

soit  $\pi$  (parallèle à  $Oz$ ), soit  $\sigma$  (parallèle à  $Oy$ ). La composante statique de la lumière absorbée,  $L_A^{(s)}$ , mesure dans les deux cas, l'alignement longitudinal de la vapeur. De plus, en pompage  $\sigma$ , il y a une composante modulée à  $\omega$ ,  $L_A^{(m)}$ , dont l'intensité est proportionnelle à l'alignement transversal (4).

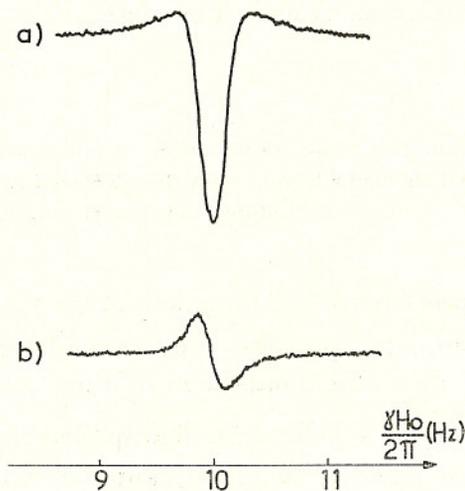


Fig. 1.

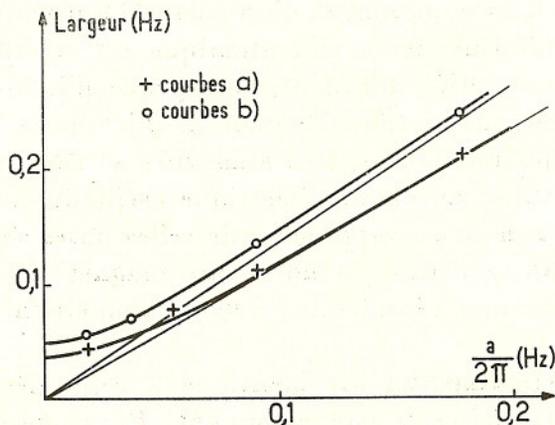


Fig. 2.

Le hamiltonien effectif associé au faisceau  $F_1$  s'écrit, avec l'expression de  $\vec{e}_i$  donnée plus haut,  $\mathcal{H}_L = \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_\omega$ , avec

$$\mathcal{H}_s = -\frac{a}{2} \left[ I_z^2 - I \frac{1+I}{3} \right], \quad \mathcal{H}_\omega = \frac{a}{2} [I_+^2 e^{-i\omega t} + I_-^2 e^{+i\omega t}].$$

La partie statique de  $\mathcal{H}_L$ ,  $\mathcal{H}_s$ , déplace les sous-niveaux Zeeman  $|\mu\rangle$  d'une quantité ne dépendant que de  $|\mu|$ . Les fréquences des deux transitions observables en alignement :

$$\mu = -\frac{3}{2} \leftrightarrow \mu = +\frac{1}{2} \quad \text{et} \quad \mu = -\frac{1}{2} \leftrightarrow \mu = +\frac{3}{2}$$

deviennent inégales. Elles valent respectivement  $2\omega_0 + a$  et  $2\omega_0 - a$ . La partie modulée de  $\mathcal{H}_L$ ,  $\mathcal{H}_\omega$ , est purement non diagonale et obéit à la règle de sélection  $\Delta\mu = \pm 2$ . Lorsque

$$\omega_0 = \frac{\omega}{2} - \frac{a}{2} \quad \left( \text{ou } \omega_0 = \frac{\omega}{2} + \frac{a}{2} \right),$$

$\mathcal{H}_\omega$  induit des transitions résonnantes entre les niveaux  $\mu = -3/2$  et  $\mu = +1/2$  (ou  $\mu = -1/2$  et  $\mu = +3/2$ ) inégalement peuplés par suite de l'alignement dû à  $F_2$ . Sous l'effet de ces transitions résonnantes la diffé-

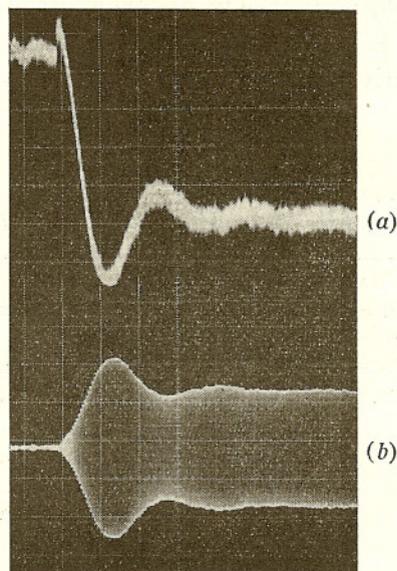


Fig. 3.

rence de population entre  $\mu = -3/2$  et  $\mu = +1/2$  (ou  $\mu = -1/2$  et  $\mu = +3/2$ ) diminue et il apparaît de la « cohérence hertzienne » entre ces couples de niveaux, modulée à  $\omega$ . Ceci se traduit par une variation résonnante des parties statiques et modulées de  $L_A$  au voisinage des deux valeurs  $\omega_0 = \omega/2 \pm a/2$ . En fait, ces deux résonances subissent également un « élargissement de radiofréquence » proportionnel à la perturbation oscillante  $\mathcal{H}_\omega$ , c'est-à-dire de l'ordre de  $a$  et, par suite, elles ne sont pas séparées. Le calcul quantitatif peut être mené jusqu'au bout en passant dans le référentiel tournant et en résolvant l'équation d'évolution de la matrice densité sous l'effet des divers processus (pompage, relaxation, etc.).

La figure 1 montre le signal obtenu sur  $L_A^{(m)}$  avec une polarisation  $\sigma$  de  $F_2$ ; on utilise une détection synchrone réglée, soit en phase (fig. 1 a), soit en quadrature (fig. 1 b). Les courbes ont bien la forme attendue théoriquement qui est une différence de deux courbes de Lorentz respectivement en dispersion et en absorption, centrées en  $\omega/2 \pm a/2$ . Le signal

apparaît bien comme prévu autour de  $\omega_0/2\pi = 10$  Hz; il n'existe pas de résonance dans le champ opposé, puisque le champ électrique fictif est tournant et non alternatif.

L'étude de la largeur des deux courbes en fonction de  $a$  (*fig. 2*) (qui est proportionnelle à l'intensité de  $F_1$ ) montre une variation conforme aux prévisions théoriques et semblable à celle observée dans une résonance magnétique ordinaire (élargissement linéaire pour les grandes valeurs de  $a$ ).

La figure 3 montre des transitoires de résonance : La vapeur est alignée dans le champ correspondant à la résonance, en l'absence de  $F_1$  qui est introduit ensuite brusquement. On observe sur  $L_A^{(S)}$  l'égalisation des populations (*fig. 3 a*); sur  $L_A^{(0)}$ , l'apparition des cohérences (*fig. 3 b*). Ces transitoires sont les équivalentes de celles observées par Cagnac <sup>(5)</sup> et Cohen-Tannoudji <sup>(6)</sup>.

(\*) Séance du 18 novembre 1968.

(1) J. DUPONT-ROC et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 267, série B, 1968, p. 1211.

(2) E. GENEUX, *O. P. A. L. S. Conference*, Varsovie, 1968.

(3) W. HAPPER et B. S. MATHUR, *Phys. Rev. Lett.*, 18, 1967, p. 727.

(4) F. LALOE, M. LEDUC et P. MINGUZZI, *Comptes rendus*, 266, série B, 1968, p. 1517; 267, série B, 1968, p. 328 et réf.

(5) B. CAGNAC, *Thèse*, Paris, 1960; *Ann. Phys.*, 6, 1961, p. 467.

(6) C. COHEN-TANNOUJJI, *Thèse*, Paris, 1962; *Ann. Phys.*, 7, 1962, p. 423 et 469.

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