

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Conservation partielle de la cohérence au cours du cycle de pompage optique.* Note de M. CLAUDE COHEN-TANNOUDJI, présentée par M. Gustave Ribaud.

La possibilité d'une conservation partielle de la cohérence au cours du cycle de pompage optique, établie théoriquement dans des communications antérieures, vient d'être confirmée expérimentalement dans le cas de l'isotope ^{199}Hg .

L'état fondamental $6\ ^1\text{S}_0\ F = 1/2$ de l'isotope ^{199}Hg a deux sous-niveaux Zeeman $\mu = \pm 1/2$. Par définition, la cohérence entre ces deux niveaux est l'élément non diagonal $\rho_{1/2-1/2}$ de la matrice densité représentant l'ensemble des atomes de la vapeur (ou encore l'aimantation transversale globale de cette vapeur).

La théorie quantique du pompage optique ⁽¹⁾, ⁽²⁾ montre que la lumière de résonance utilisée dans toute expérience de pompage optique est une cause de relaxation transversale : elle détruit le module de la cohérence avec une constante de temps

$$(1) \quad \frac{1}{T_2} = \frac{1}{T'_2} - \frac{1}{T''_2} = \frac{\Lambda_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + \Lambda_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{2T_p} - \frac{1}{T_p} \frac{B_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\omega_e - \omega_f)^2}.$$

Les notations de cette formule ont été définies dans ⁽²⁾. T_p , temps moyen entre photons, est inversement proportionnel à l'intensité lumineuse.

$1/T'_2$ représente la disparition de cohérence pour l'état fondamental lors du passage dans l'état excité par absorption de photons. $1/T''_2$ représente la restitution de cohérence, partielle parce que $T_2 > T'_2$ [Appendice II de ⁽²⁾], lors de la retombée dans l'état fondamental. C'est plus particulièrement ce second terme dont nous avons voulu vérifier l'existence. Il varie avec le champ magnétique à cause du facteur $\Gamma^2/[\Gamma^2 + (\omega_e - \omega_f)^2]$. (Rappelons qu'une telle variation avec le champ n'existe pas pour les temps de relaxation longitudinaux associés à l'excitation optique.) L'effet du champ magnétique sur $1/T''_2$ a une explication physique analogue à celle qu'on peut donner de la dépolarisation magnétique de Hanle et de nombreux autres effets similaires ⁽³⁾ : Lorsqu'un ensemble d'atomes subit le cycle de pompage, le temps passé dans l'état excité vaut en moyenne $1/\Gamma$, mais il varie d'un atome à l'autre; il en résulte donc une dispersion des rotations Zeeman dans l'état excité, dont la conséquence est la suivante : Si $\omega_e \neq \omega_f$, et si, au départ, toutes les aimantations transversales des différents atomes sont dirigées suivant la même direction, elles vont se retrouver après le cycle de pompage dispersées suivant des directions formant un éventail; la nouvelle résultante sera par suite d'autant plus affaiblie que l'ouverture de l'éventail sera plus grande, c'est-à-dire que $\omega_e - \omega_f$ sera grand devant Γ .

La technique utilisée pour vérifier expérimentalement la formule (1) est la suivante : On effectue la résonance magnétique sur l'isotope ^{199}Hg pompé optiquement par un premier faisceau lumineux suivant la technique habituelle ⁽⁴⁾. On prépare ainsi un ensemble de spins pour lesquels la cohérence $\rho_{1/2-1/2}$ est non nulle. A un certain instant, on coupe simultanément le champ de radiofréquence et ce premier faisceau, qui n'interviennent donc plus par la suite et dont le rôle unique a été d'introduire au départ de la cohérence dans le système physique étudié; on observe ensuite comment cette cohérence s'amortit sous l'effet de la relaxation transversale provoquée par un deuxième faisceau lumineux et qui est décrite par le temps T_2 de la formule (1); à cette « relaxation optique », introduite délibérément, se superpose, sans aucune corrélation, la relaxation thermique habituelle décrite par le temps de relaxation transversal θ_2 , de sorte que l'amortissement global se fait avec une constante de temps τ_2 telle que $1/\tau_2 = (1/\theta_2) + (1/T_2)$. $1/T_2$ étant proportionnel à l'intensité lumineuse I , la mesure de $1/\tau_2$ pour différentes valeurs de I permet d'atteindre θ_2 et T_2 .

Le deuxième faisceau lumineux est disposé perpendiculairement au champ statique H_0 . La source lumineuse utilisée est, soit une lampe à ^{204}Hg si l'on veut exciter la composante hyperfine $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$, soit une lampe à ^{199}Hg filtrée par une cellule à ^{204}Hg si l'on veut exciter la composante $F = 1/2 \leftrightarrow F = 3/2$. La lumière issue de cette lampe, éventuellement polarisée parallèlement (π) ou perpendiculairement (σ) au champ H_0 , traverse successivement la cellule de résonance, un analyseur circulaire, et est concentrée sur une cellule photoélectrique dont le courant mesure ainsi la partie circulaire droite (ou gauche) de la lumière transmise par la cellule de résonance. Ce courant comporte une partie modulée à la fréquence $\omega/2\pi$ du champ de radiofréquence ⁽⁵⁾, composante qu'on amplifie sélectivement. On peut montrer ⁽²⁾ que l'amplitude de cette modulation constitue un signal directement proportionnel au module de la cohérence. Le rôle du deuxième faisceau est donc double : créer une relaxation transversale associée à une excitation optique de longueur d'onde et de polarisation déterminée; fournir un signal proportionnel à la cohérence, ce qui permet d'en observer l'amortissement sur un oscillographe une fois qu'on a coupé la radiofréquence et le premier faisceau lumineux.

Nous avons étudié la variation de $1/T_2$ avec le champ magnétique (ω_f) pour chacune des deux composantes hyperfines et pour diverses polarisations. L'accord avec la théorie est bon : Nous avons dessiné sur les figures 1 et 2 les courbes calculées à partir de la formule (1); les points sont les points expérimentaux. Les nombres inscrits sur l'axe des ordonnées sont les rapports entre les valeurs de $1/T_2$ en champ nul et en champ fort. Ces rapports dépendent de $A_{1/2\ 1/2}$, $A_{-1/2-1/2}$, $B_{1/2-1/2}^{1/2-1/2}$, donc de la polarisation, et sont bien vérifiés expérimentalement. Remarquons que la valeur

de $1/T_2$ en champ nul est une valeur extrapolée à cause de la condition de validité de la théorie $\omega_f \gg 1/T_p$. Tous les points expérimentaux satisfont à cette condition.

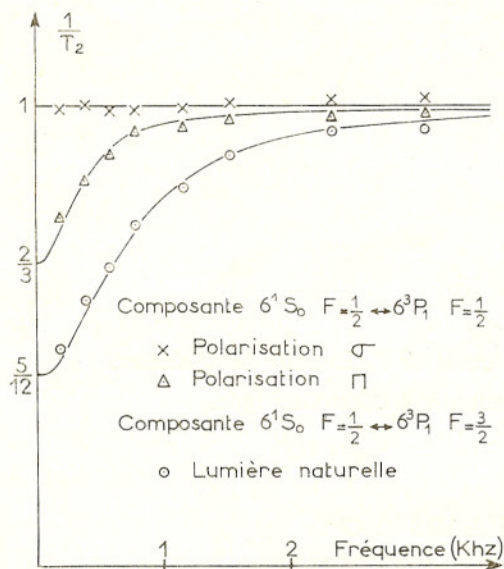


Fig. 1.

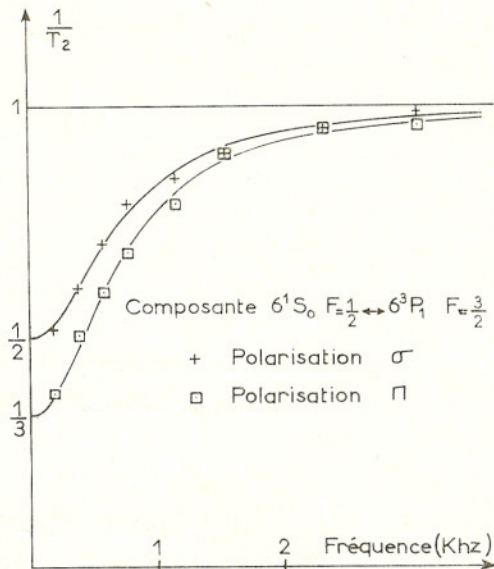


Fig. 2.

La théorie prévoit également un effet du cycle de pompage sur l'argument de la cohérence. Cet effet se traduit par un couplage entre les pulsations Zeeman de l'état fondamental et de l'état excité sous l'influence de transitions réelles de résonance optique. Le déplacement correspondant de la raie de résonance magnétique vient d'être observé expérimentalement et fera l'objet d'une publication ultérieure.

(1) J.-P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 93 et 255

(2) J.-P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *J. Phys. Rad.*, 22, 1961, p. 329 et 443.

(3) J. BROSSEL, *Quantum Electronics Conference* (II), Columbia University Press (sous presse).

(4) B. CAGNAC et J. BROSSEL, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 77.

(5) H. G. DEHMELT, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1924; W. E. BELL et A. L. BLOOM, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1559.

Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 253, p. 2662-2664, séance du 4 décembre 1961.

GAUTHIER-VILLARS & C^{ie},
55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6^e),
Éditeur-Imprimeur-Libraire.

160675

Imprimé en France.