

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Pompage optique transversal dans un champ magnétique modulé en amplitude : modulation de la lumière de fluorescence.* Note (*) de M^{lle} NICOLE POLONSKY et M. CLAUDE COHEN-TANNOUDJI, présentée par M. Alfred Kastler.

Le pompage optique transversal d'une vapeur de ^{199}Hg dans un champ magnétique modulé en amplitude, $H_0 + H_1 \cos \omega t$, a permis d'observer toute une série de résonances magnétiques dans l'état fondamental 6^1S_0 de ^{199}Hg . L'étude correspondante a été présentée dans une Note précédente ⁽¹⁾. Nous décrivons ici d'autres résultats obtenus au cours de ces expériences et relatifs à l'état excité 6^3P_1 .

Le dispositif expérimental est analogue à celui décrit dans ⁽¹⁾ : le champ magnétique $H_0 + H_1 \cos \omega t$ est dirigé suivant Oz. Un faisceau lumineux, se propageant dans la direction Ox perpendiculaire à Oz, excite sélectivement la composante hyperfine 1/2 de ^{199}Hg ; il a une polarisation circulaire droite par rapport à Oz. Dans la direction Oy, perpendiculaire à Ox et Oz, un photomultiplicateur, précédé d'un analyseur circulaire, mesure la lumière de fluorescence ayant une polarisation circulaire droite par rapport à Oy. L'état fondamental 6^1S_0 et l'état excité 6^3P_1 , $F = 1/2$, possèdent chacun deux sous-niveaux Zeeman $\pm 1/2$. Désignons par σ_{+-} et Σ_{+-} les éléments non diagonaux des matrices densité de l'état fondamental et de l'état excité. On obtient aisément

$$(1) \quad \left(\frac{d}{dt} \right) \sigma_{+-} = \frac{N_0}{6T_p} - \left(\frac{1}{3T_p} + \frac{1}{\theta_2} \right) \sigma_{+-} - \frac{\Gamma}{3} \Sigma_{+-} + i(\omega_f + \omega_{1f} \cos \omega t) \sigma_{+-}$$

$$(2) \quad \left(\frac{d}{dt} \right) \Sigma_{+-} = \frac{N_0 - (\sigma_{++} + \sigma_{--})}{6T_p} - \Gamma \Sigma_{+-} + i(\omega_c + \omega_{1c} \cos \omega t) \Sigma_{+-}$$

$N_0 = \sigma_{++} + \sigma_{--}$ représente la population globale de l'état fondamental. T_p , durée de vie optique de l'état fondamental; θ_2 , temps de relaxation transversal thermique; Γ , largeur naturelle de l'état excité. $\omega_f = \gamma_f H_0$; $\omega_c = \gamma_c H_0$; $\omega_{1f} = \gamma_f H_1$; $\omega_{1c} = \gamma_c H_1$ (γ_f et γ_c , rapports gyromagnétiques de l'état fondamental et de l'état excité). L'interprétation de l'équation (1) a été donnée précédemment ⁽¹⁾. Les différents termes de l'équation (2) ont la signification suivante : l'excitation optique fait apparaître dans l'état excité une aimantation transversale dépendant de l'état d'orientation du niveau fondamental (1^{er} terme). Cette aimantation transversale s'amortit par suite de l'émission spontanée (2^e terme); elle subit la précession de Larmor autour du champ $H_0 + H_1 \cos \omega t$ (3^e terme).

Supposons-nous d'abord placés entre deux résonances de l'état fondamental : σ_{+-} et σ_{-+} sont négligeables et l'équation (2), découplée de l'équation (1), est analogue à celles obtenues par divers auteurs [⁽²⁾, ⁽³⁾]

lors de l'étude du pompage optique transversal du niveau excité 5^3P_1 du cadmium dans un champ modulé en amplitude. Sa solution s'écrit

$$(3) \quad \Sigma_{+-}(t) = \lambda \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n\left(\frac{\omega_{1c}}{\omega}\right) J_{n+p}\left(\frac{\omega_{1c}}{\omega}\right)}{\Gamma - i(\omega_e + n\omega)} e^{ip\omega t},$$

J_n , fonction de Bessel d'ordre n . Il apparaît ainsi toute une série de résonances dans l'état excité, distantes de ω , et de largeur Γ . Comme nous nous sommes placés entre deux résonances de l'état fondamental, ω est de l'ordre de ω_f . L'état fondamental de ^{199}Hg étant à structure nucléaire, la pulsation ω_f , et par suite ω , sont très petites devant ω_e . Par ailleurs, nous avons opéré en champ magnétique très bas (1 gauss au maximum) si bien que ω est aussi très petit devant la largeur Γ de l'état excité. Nos conditions expérimentales sont donc telles que $\omega \ll \omega_e$, Γ . Par suite, toutes les résonances de l'état excité sont pratiquement confondues au lieu d'être nettement séparées, comme c'est le cas dans (2) et (3). Il est alors difficile d'utiliser la solution (3) : ω_{1c}/ω étant très grand, $J_n(\omega_{1c}/\omega)$ reste appréciable pour des valeurs de n très élevées (de l'ordre de ω_{1c}/ω) et le nombre de termes à sommer dans (3) est considérable.

Nous avons abordé le problème d'une manière différente : comme $\omega \ll \omega_e$, Γ , le champ de radiofréquence varie très lentement par rapport aux temps d'évolution propre de Σ_{+-} (durée de vie, $1/\Gamma$; période de Larmor, $2\pi/\omega_e$). On peut alors calculer à chaque instant Σ_{+-} en considérant le champ $H_0 + H_1 \cos \omega t$ comme figé au même instant (approximation adiabatique). On obtient ainsi, en posant $\Omega_e = \omega_e/\Gamma$, $\Omega_1 = \omega_{1c}/\Gamma$,

$$(4) \quad \Sigma_{+-}(t) = \frac{\lambda}{\Gamma} \left[\frac{1}{1 + (\Omega_e + \Omega_1 \cos \omega t)^2} + i \frac{\Omega_e + \Omega_1 \cos \omega t}{1 + (\Omega_e + \Omega_1 \cos \omega t)^2} \right].$$

L'erreur commise ainsi est de l'ordre de $\omega_{1c} \omega/\Gamma^2$, soit au maximum 1 % pour nos conditions expérimentales ($\omega/2\pi = 770 \text{ Hz}$; $0 \leq H_1 \leq 15 \text{ gauss}$).

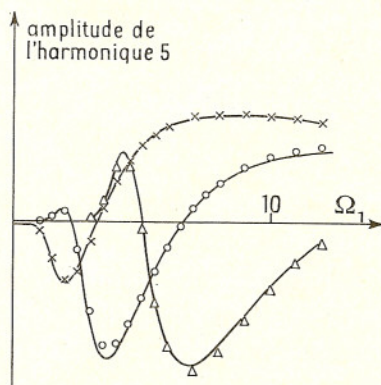
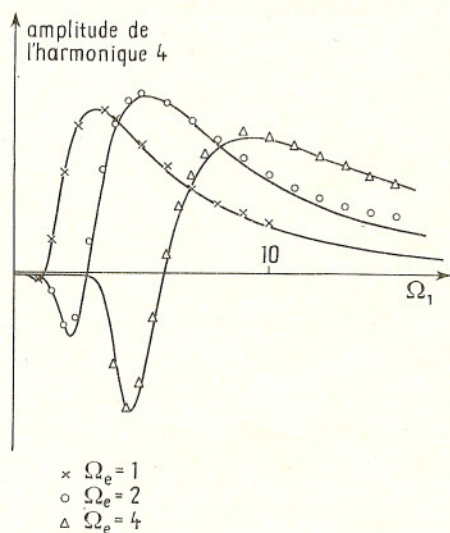
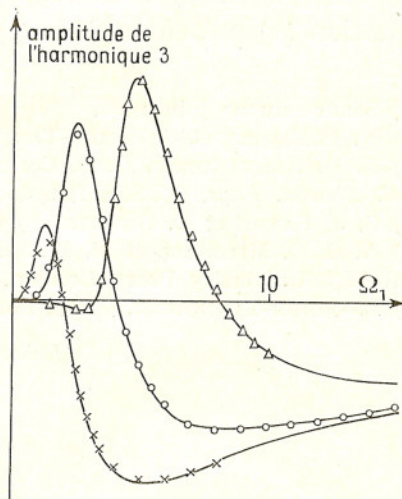
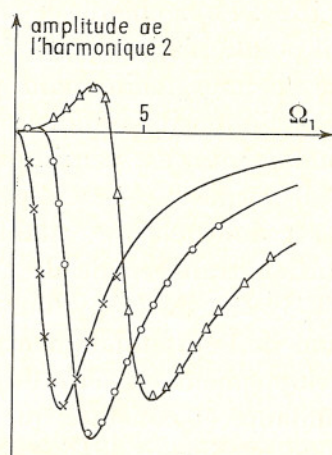
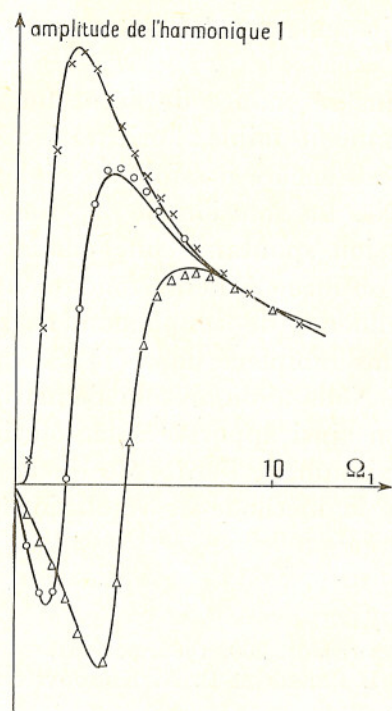
Les parties réelle et imaginaire de Σ_{+-} représentent respectivement les signaux d'absorption et de dispersion associés à l'effet Hanle de l'état excité (4) dans le champ instantané $H_0 + H_1 \cos \omega t$. Décomposons Σ_{+-} en série de Fourier. Il vient

$$(5) \quad \Sigma_{+-}(t) = \frac{\lambda}{\Gamma} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\alpha_n + i\beta_n) e^{in\omega t},$$

avec

$$(6) \quad \alpha_n + i\beta_n = \alpha_{-n} + i\beta_{-n} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{\cos n\omega t [1 + i(\Omega_e + \Omega_1 \cos \omega t)]}{1 + (\Omega_e + \Omega_1 \cos \omega t)^2} dt.$$

Le signal de fluorescence détecté par le photomultiplicateur est proportionnel à la partie imaginaire de Σ_{+-} (5). Au moyen d'un analyseur de fréquence et d'un enregistreur XY, nous avons étudié la variation de



l'amplitude des premières harmoniques du signal avec Ω_1 pour diverses valeurs de Ω_e . Les courbes de la figure sont les courbes expérimentales. Les points représentés sur cette figure ont été calculés numériquement à partir de l'intégrale (6) par la méthode des rectangles sur une machine

I. B. M. 1620. Pour chaque harmonique, l'ajustement a été fait au moyen d'un seul point. L'accord est très bon.

Supposons-nous maintenant placés sur une résonance de l'état fondamental. Si l'intensité lumineuse est suffisamment faible, l'orientation de l'état fondamental est peu importante et il est encore possible de négliger dans (2) le terme $\sigma_{+-} + \sigma_{-+}$ petit devant N_0 . La solution de (2) donnée par (5) est donc encore valable. Par émission spontanée une partie de l'aimantation transversale de l'état excité retourne à l'état fondamental [terme $(\Gamma/3) \Sigma_{+-}$ de (1)]. Pour étudier l'influence de ce phénomène sur l'évolution de l'état fondamental, nous avons remplacé dans (1) Σ_{+-} par son développement en série de Fourier (5). Nous avons résolu l'équation correspondante et constaté que la correction ainsi apportée à la solution obtenue en négligeant $(\Gamma/3) \Sigma_{+-}$ est au maximum de l'ordre de quelques pour-cent en valeur relative, ce qui justifie la méthode de résolution de l'équation (1) présentée dans (1).

(*) Séance du 21 juin 1965.

(1) N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 260, 1965, p. 5231.

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

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

(4) A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, London, 1934.

(5) C. COHEN-TANNOUDJI, *Thèse*, Paris, 1962 (*Ann. Phys.*, 7, 1962, p. 423 et 469).

(Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure,
24, rue Lhomond, Paris, 5^e.)