

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

Le pompage optique transversal d'une vapeur de ^{199}Hg en présence d'un champ de radiofréquence parallèle au champ magnétique statique permet d'observer toute une série de raies de résonance magnétique ne présentant aucun élargissement de radiofréquence.

Alexandrov et coll. (1) et Favre et coll. (2) ont réalisé une expérience de double résonance sur le niveau excité 5^3P_1 du cadmium avec un champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ parallèle au champ magnétique statique H_0 . Ils ont observé un nouveau type de résonances qui apparaissent pour toute une série de valeurs du champ magnétique H_0 et qui ne présentent pas d'élargissement de radiofréquence. Nous décrivons dans cette Note une généralisation de ces expériences à l'état fondamental de ^{199}Hg de spin nucléaire $I = 1/2$ (deux sous-niveaux Zeeman $\pm |1/2\rangle$).

Le dispositif expérimental est représenté de façon très schématique sur la figure 1 : le champ magnétique H_0 et le champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ sont parallèles et dirigés suivant Oz. Un faisceau lumineux qui excite sélectivement la composante hyperfine $1/2$ de ^{199}Hg est dirigé suivant l'axe Ox perpendiculaire à Oz (la lampe L est une lampe à ^{204}Hg); P lui donne une polarisation circulaire droite par rapport à Ox. Une cellule photoélectrique C mesure la lumière transmise par la vapeur de mercure contenue dans la cellule de résonance O. La composante hyperfine $1/2$ étant excitée sélectivement, l'état excité comporte deux sous-niveaux $\pm |1/2\rangle$, comme l'état fondamental.

Désignons par σ_{+-} (et par Σ_{+-}) l'élément non diagonal de la matrice densité dans l'état fondamental (et dans l'état excité). L'évolution de σ_{+-} s'écrit (3)

$$(1) \quad \frac{d}{dt} \sigma_{+-} = \frac{N_0}{6T_p} - \left(\frac{1}{3T_p} + \frac{1}{\theta_2} \right) \sigma_{+-} - \frac{\Gamma}{3} \Sigma_{+-} + i(\omega_f + \omega_1 \cos \omega t) \sigma_{+-},$$

$N_0 = \sigma_{++} + \sigma_{--}$ 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.

On posera par la suite :

$$\Gamma = \frac{1}{3T_p} + \frac{1}{\theta_2},$$

$\omega_f = \gamma_f H_0$, $\omega_1 = \gamma_f H_1$ (γ_f , rapport gyromagnétique de l'état fondamental).

Les différents termes de l'équation (1) s'interprètent de la manière suivante : la probabilité d'absorber un photon σ^+ par rapport à Ox n'est pas la même suivant que le moment magnétique de l'atome pointe dans la direction positive ou négative de l'axe Ox; ceci entraîne une anisotropie dans le dépeuplement de l'état fondamental et permet de comprendre

pourquoi l'excitation optique fait apparaître *instantanément* une aimantation transversale suivant Ox dans cet état (terme $N_0/6T_p$). Les deux termes suivants représentent l'amortissement de σ_{+-} sous l'effet des relaxations optique ($1/3T_p$) et thermique ($1/\theta_2$). Le dernier terme de (1)

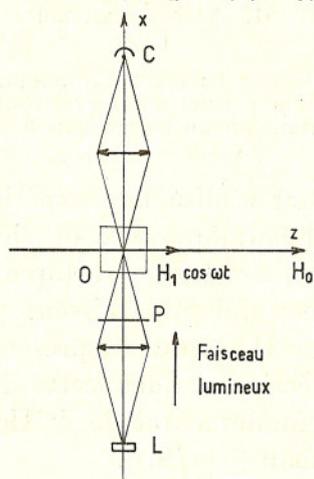


Fig. 1.

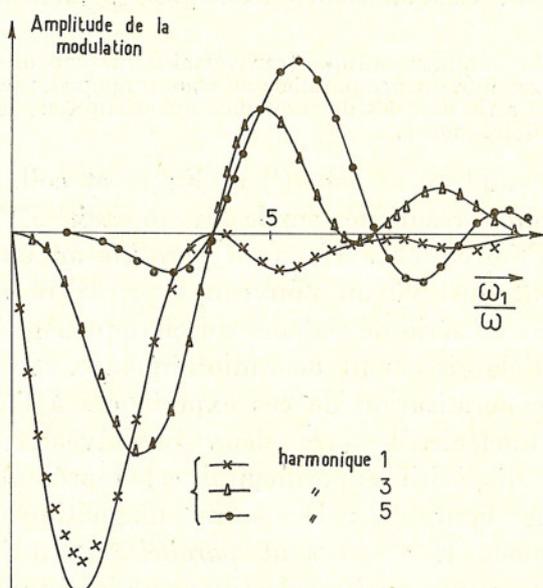


Fig. 2.

décrit l'évolution propre de σ_{+-} (précession de Larmor dans le champ $H_0 + H_1 \cos \omega t$). Enfin, le terme $(\Gamma/3) \Sigma_{+-}$ représente l'effet de ce qui retombe de l'état excité (circulation de cohérence le long du cycle de pompage). Nous avons calculé à partir de l'équation d'évolution de Σ_{+-}

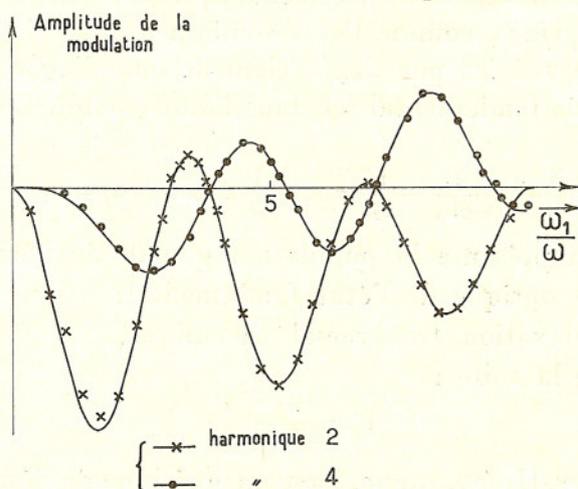


Fig. 3.

une expression de cette quantité et montré que l'effet de la circulation de cohérence sur l'évolution de σ_{+-} était négligeable. Nous exposerons ce calcul dans une note ultérieure ainsi que les vérifications expérimentales de l'expression théorique de Σ_{+-} (étude de la lumière de fluorescence).

Lorsqu'on néglige $(\Gamma/3) \Sigma_{+-}$, l'équation (1) devient très analogue à celle obtenue par Favre et Geneux (2) pour l'étude de l'état excité. En posant $N_0/6T_p = \lambda$ et en utilisant le développement en série de Fourier

$$\exp\left(i \frac{\omega_1}{\omega} \sin \omega t\right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) \exp(in \omega t) \quad (J_n, \text{ fonction de Bessel d'ordre } n),$$

on obtient aisément la solution

$$(2) \quad \sigma_{+-} = \lambda \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_p e^{ip \omega t}, \quad \text{avec} \quad A_p = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) J_{n+p}\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)}{\Gamma - i(\omega_f + n\omega)}.$$

On voit ainsi que l'aimantation transversale tourne aux fréquences $p\omega/2\pi$ (p entier positif, nul ou négatif) et que l'effet est résonnant toutes les fois que $\omega_f = n\omega$ (n entier positif, nul ou négatif).

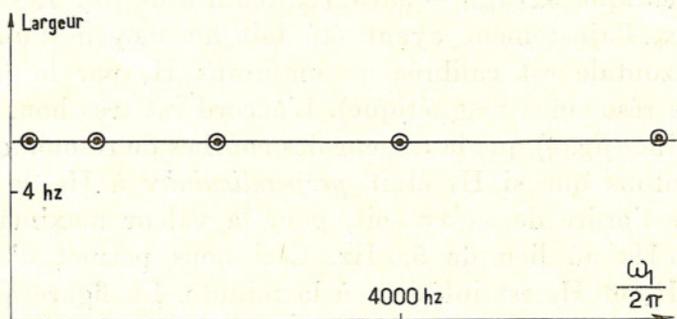


Fig. 4.

L'interprétation physique de ce phénomène est la suivante : les dipôles créés uniformément au cours du temps dans la direction Ox par l'excitation optique ont ensuite leur fréquence de Larmor modulée par $H_1 \cos \omega t$. Ils se groupent donc en paquets dans le plan perpendiculaire à H_0 . La vitesse angulaire moyenne des dipôles est ω_f et pendant une période du champ H_1 , $2\pi/\omega$, ils ont tourné d'un angle $(2\pi/\omega) \omega_f$. Pour que l'effet de groupement en paquets soit cumulatif, il faut que cet angle soit un multiple de 2π , ce qui permet de comprendre la condition de résonance $\omega_f = n\omega$. L'aimantation globale effectue alors un mouvement périodique de période $2\pi/\omega$, dont le développement en série de Fourier est donné par (2).

Une caractéristique importante de ces résonances apparaît clairement sur l'expression (2) : leur largeur est indépendante de H_1 . Nous donnons par ailleurs (4) une interprétation de ce fait important en termes de photons de radiofréquence.

On peut montrer que le signal détecté par (C) est proportionnel à $\text{Re}(\sigma_{+-})$. Le courant photoélectrique doit donc être modulé aux fréquences $p\omega$, ces modulations étant résonnantes toutes les fois que $\omega_f = n\omega$. Nous avons effectivement observé ces résonances pour $n = 0, 1, 2$ et

sur les harmoniques $p = 1, 2, 3, 4, 5$. On déduit aisément de l'expression (2) la forme de la résonance n détectée sur l'harmonique p :

$$(3) \quad \frac{\Gamma'}{\Gamma'^2 + (\omega_f + n\omega)^2} (J_n J_{n+p} + J_n J_{n-p}) \cos p\omega t \\ - \frac{\omega_f + n\omega}{\Gamma'^2 + (\omega_f + n\omega)^2} (J_n J_{n+p} - J_n J_{n-p}) \sin p\omega t,$$

l'argument des fonctions de Bessel étant ω_1/ω .

Au moyen d'une détection synchrone, nous avons étudié séparément la modulation en $\cos p\omega t$ (et celle en $\sin p\omega t$) et vérifié que la résonance apparaît alors sous la forme d'une courbe d'absorption (et de dispersion). Nous avons étudié également l'amplitude maximale du signal d'absorption observé sur l'harmonique p de la résonance $n = 1$. Sur les figures 2 et 3 sont portés les résultats relatifs à la variation de cette amplitude maximale avec ω_1/ω pour $p = 1, 2, 3, 4, 5$. Les courbes sont dessinées à partir de la formule théorique $J_{-1} J_{p-1} + J_{-1} J_{-1-p}$ déduite de (3). Les points sont expérimentaux, l'ajustement ayant été fait au moyen d'un seul point (l'échelle horizontale est calibrée en mesurant H_1 par la méthode des transitoires de résonance magnétique). L'accord est très bon. Nous avons également vérifié (*fig. 4*) que la largeur des courbes de résonance ne dépend pas de ω_1 ; notons que si H_1 était *perpendiculaire* à H_0 , la largeur des raies serait de l'ordre de $\omega_1/2\pi$ soit, pour la valeur maximale de $\omega_1/2\pi$ étudiée, 6 700 Hz au lieu de 5,6 Hz. Ceci nous permet d'affirmer que l'angle entre H_1 et H_0 est inférieur à la minute. La figure 4 est relative à $n = 1$ et $p = 1$; nous avons vérifié également que la largeur était la même quel que soit n et quel que soit p .

Nous avons ainsi pu vérifier en détail les prévisions théoriques : le fait que nous opérons sur un état fondamental à structure nucléaire nous a permis de travailler à des fréquences très basses (en fait, les résultats expérimentaux correspondent à $\omega/2\pi = 770$ Hz); nous avons pu ainsi réaliser des rapports H_1/H_0 importants, de l'ordre de 10, indispensables pour l'observation des harmoniques élevés. L'expérience décrite permet par ailleurs de réaliser un *nouveau type de pompage optique transversal dans l'état fondamental* (l'aimantation longitudinale M_z est identiquement nulle) et d'*obtenir des raies très fines sans aucun élargissement de radiofréquence*. Notons enfin que les caractéristiques des résonances sont très sensibles au parallélisme de H_1 et H_0 , surtout pour H_1 grand. On pourrait songer à utiliser cette propriété pour la détection de très faibles changements de direction d'un champ magnétique (gyromètres).

(*) Séance du 10 mai 1965.

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

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

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

(4) N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUJJI, *J. Phys. Rad.* (à paraître).

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