

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Résonance paramétrique sur un atome « habillé » par un champ de radiofréquence linéaire : étude de la courbure des niveaux d'énergie.* Note (*) de M^{lle} CLAIRE LANDRÉ, MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJ, JACQUES DUPONT-ROC et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler.

On montre que les résonances paramétriques obtenues sur un atome « habillé » par des photons de radiofréquence permettent de mesurer simplement la courbure des niveaux d'énergie de cet atome.

Les résonances paramétriques, observées récemment dans les expériences de pompage optique transversal ⁽¹⁾, sont intéressantes pour l'étude des niveaux d'énergie atomique en champ magnétique faible : les atomes sont placés dans un champ statique \vec{H}_0 , modulé en amplitude par un champ $\vec{\mathcal{H}}_1 \cos \Omega t$ qui lui est parallèle, et sont pompés transversalement par un faisceau lumineux F , perpendiculaire à \vec{H}_0 et polarisé circulairement. Il apparaît sur la lumière transmise ou diffusée des modulations aux fréquences $p\Omega$, résonnantes lorsque $\gamma H_0 = n\Omega$ (γ , rapport gyromagnétique du niveau atomique; n et p , entiers quelconques). Les intensités de ces résonances sont calculables exactement : par exemple, celle de la résonance $n = 0, p = 1$ est proportionnelle à $J_0(\gamma \mathcal{H}_1/\Omega) J_1(\gamma \mathcal{H}_1/\Omega)$, J_0 et J_1 étant les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1. Ces résonances ne sont ni élargies ni déplacées lorsque \mathcal{H}_1 augmente, ce qui constitue tout leur intérêt. Nous montrons dans cette Note comment ces résonances peuvent être utilisées pour étudier les niveaux d'énergie d'un atome « habillé » par un champ de radiofréquence linéaire, $\vec{H}_1 \cos \omega t$, perpendiculaire à \vec{H}_0 [(²), (³)]. Nous nous limitons au domaine des champs faibles ($\omega_0 = \gamma H_0 \ll \omega$). Remarquons bien que les rôles des deux champs $\vec{\mathcal{H}}_1$ et \vec{H}_1 sont totalement différents. $\vec{\mathcal{H}}_1$ sert en quelque sorte de « sonde » pour explorer les niveaux d'énergie de l'atome « habillé » par $\vec{H}_1 \cos \omega t$. La fréquence Ω , de l'ordre de ω_0 , est très inférieure à ω .

En champ \vec{H}_0 faible, l'effet principal du couplage avec \vec{H}_1 est de modifier le moment magnétique atomique [(³), (⁴)]: γ devient $\bar{\gamma} = \gamma J_0(\gamma H_1/\omega)$, ce qui entraîne les conséquences suivantes sur les résonances paramétriques : *a.* Elles apparaissent à présent au voisinage de $\bar{\gamma} H_0 = n\Omega$, c'est-à-dire pour un champ $H_0 \gamma/\bar{\gamma}$ fois plus grand que pour un atome libre. *b.* Leur largeur en champ magnétique, égale à $2/\bar{\gamma}\tau$ (où τ est la durée de vie du niveau), varie avec H_1 (mais non avec \mathcal{H}_1). *c.* Leur intensité dépend

de H_1 par l'intermédiaire de $\bar{\gamma}$; par exemple l'intensité de la résonance $n = 0$, $p = 1$ varie comme $J_0(\bar{\gamma}\mathcal{H}_1/\Omega) J_1(\bar{\gamma}\mathcal{H}_1/\Omega)$. Tous ces effets ont été observés expérimentalement sur ^{199}Hg , et vérifiés de façon quantitative.

Tous les phénomènes précédents résultent simplement de la variation de la pente à l'origine des niveaux d'énergie de l'atome « habillé » (terme linéaire en H_0). Pour des valeurs plus grandes de H_0 , les niveaux se courbent [voir par exemple la figure 1 de la référence (3)]. Il faut alors tenir compte, dans l'expression des énergies, des termes d'ordre supérieur en H_0 , dont le premier non nul est en H_0^3 (les termes d'ordres pairs

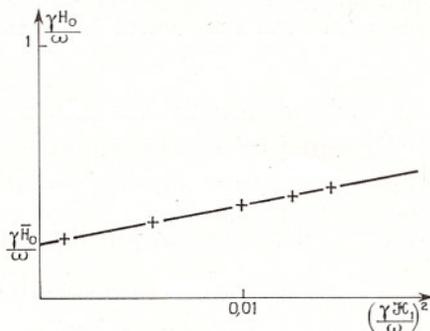


Fig. 1.

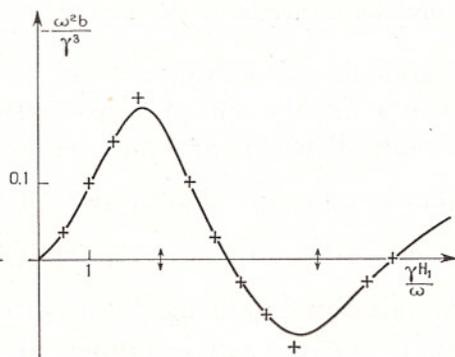


Fig. 2.

sont nuls par symétrie par rapport à $H_0 = 0$). Il s'ensuit que la précession de Larmor, $\bar{\omega}_0$, de l'atome « habillé » dans le champ H_0 s'écrit :

$$(1) \quad \bar{\omega}_0 = \bar{\gamma} H_0 + 2b H_0^3.$$

Nous allons voir qu'une telle courbure des niveaux, proportionnelle à b , introduit un effet nouveau sur la résonance paramétrique, qui n'existe pas pour l'atome libre (pour lequel $\bar{\gamma} = \gamma$, $b = 0$) : les résonances paramétriques $n \neq 0$ subissent un déplacement quadratique en \mathcal{H}_1^2 , proportionnel à b . L'interprétation de cet effet est la suivante : le faisceau F d'intensité constante introduit par unité de temps un nombre constant de dipôles pointant dans sa direction, qui se mettent aussitôt à précesser autour de $\vec{H}_0 + \vec{\mathcal{H}}_1 \cos \Omega t$. Comme leur vitesse angulaire est modulée par \mathcal{H}_1 , la densité angulaire des dipôles pompés par F varie au cours du temps et leur répartition dans le plan perpendiculaire à \vec{H}_0 n'est pas isotrope. La résultante, \vec{m} , des dipôles pompés pendant une période, $T = 2\pi/\Omega$, du champ \mathcal{H}_1 n'est, par suite, pas nulle. Une fois créée, cette aimantation \vec{m} va tourner, pendant une période T , d'un angle $\langle \bar{\omega}_0 \rangle T$, où $\langle \bar{\omega}_0 \rangle$ est la pulsation de Larmor moyenne

$$(2) \quad \langle \bar{\omega}_0 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{t_0+T} \bar{\omega}_0(t) dt,$$

$\bar{\omega}_0(t)$ étant la pulsation de Larmor instantanée de l'atome « habillé », obtenue en remplaçant dans (1) H_0 par $H_0 + \mathcal{H}_1 \cos \Omega t$.

Pour qu'il se bâtit à l'état stationnaire une aimantation transversale non nulle, il faut que l'introduction à chaque intervalle de temps T d'un vecteur \vec{m} ait un effet cumulatif. Ceci ne peut être réalisé que si, pendant le temps T , \vec{m} effectue un nombre entier de révolutions, c'est-à-dire si $\langle \bar{\omega}_0 \rangle 2\pi/\Omega = n2\pi$, d'où la condition de résonance $\langle \bar{\omega}_0 \rangle = n\Omega$. En effectuant l'intégrale (2), il vient

$$(3) \quad \langle \bar{\omega}_0 \rangle = \bar{\gamma} H_0 + 2b H_0^3 + 3b H_0 \mathcal{H}_1^2 = n\Omega.$$

Les expériences de résonance paramétrique étant effectuées à fréquence Ω fixée en balayant H_0 , (3) fournit une détermination implicite de la position de la résonance et peut se résoudre sous forme d'un développement limité en Ω et \mathcal{H}_1 :

$$(4) \quad H_0 = \frac{n\Omega}{\bar{\gamma}} - 2b \frac{(n\Omega)^3}{\bar{\gamma}^4} - 3b \frac{n\mathcal{H}_1^2 \Omega}{\bar{\gamma}^2} + \dots$$

qui n'est valable que si $\bar{\gamma}$ est suffisamment grand pour que le terme linéaire en H_0 soit prépondérant dans le développement (1) de $\bar{\omega}_0$. On voit ainsi que la résonance paramétrique subit un déplacement quadratique en \mathcal{H}_1^2 , sa position s'extrapolant pour $\mathcal{H}_1 = 0$ à une valeur du champ, \bar{H}_0 , qui diffère par un terme du troisième ordre en Ω de celle prévue par la théorie au premier ordre [\bar{H}_0 est d'ailleurs donné par l'équation (3) où l'on fait $\mathcal{H}_1 = 0$]. Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement sur ^{199}Hg : la figure 1 montre le déplacement de la résonance $n = 1$ en fonction de \mathcal{H}_1^2 pour une valeur donnée de H_1 ($\gamma H_1/\omega = 2$, $\omega/2\pi = 265$ Hz, $\Omega/2\pi = 11$ Hz). Les amplitudes des champs \mathcal{H}_1 et H_0 sont reportées en unités réduites sans dimensions à l'aide des quantités $\gamma \mathcal{H}_1/\omega$ et $\gamma H_0/\omega$.

La résonance paramétrique nous fournit ainsi deux méthodes pour déterminer expérimentalement la courbure b : nous pouvons, soit mesurer la position extrapolée à \mathcal{H}_1 nul de la résonance (ce qui permet de déterminer la fréquence de Larmor exacte de l'atome « habillé »), soit déterminer la pente en \mathcal{H}_1^2 de son déplacement radiatif. Ces deux méthodes reviennent à étudier respectivement les deuxième et troisième termes de (4) : la seconde peut se révéler beaucoup plus sensible que la première dès lors que $\gamma \mathcal{H}_1 \gg \Omega$. En effet, même si le champ magnétique statique est trop faible pour que la courbure puisse apparaître de façon appréciable directement sur les niveaux d'énergie, elle peut par contre se manifester d'une façon très nette sur le déplacement radiatif de la résonance paramétrique dès lors que \mathcal{H}_1 est suffisamment grand pour « explorer » une région où la courbure des niveaux de l'atome « habillé » est importante. Nous avons donc, pour différentes valeurs de l'intensité du champ habillant, déterminé la pente du déplacement en \mathcal{H}_1^2 de la résonance. En la multipliant par le facteur $-\bar{\gamma}^2/3n\Omega$, nous déduisons directement b . Remarquons que les

expériences sont réalisées dans un champ H_0 de signe donné : il en résulte d'après (4) que, selon le signe de $\bar{\gamma}$, c'est tantôt la résonance $n = +1$, tantôt la résonance $n = -1$ qui est détectée, ce qui entraîne une inversion de la pente du déplacement radiatif, non seulement lorsque b s'inverse, mais aussi lorsque $\bar{\gamma}$ change de signe. On tient compte de cet effet en donnant à $n = \pm 1$ le signe de $\bar{\gamma}$ dans le facteur de pondération de la pente introduit plus haut. Les points sur la figure 2 donnent les résultats expérimentaux des mesures de la courbure (reportée en unités sans dimensions par l'intermédiaire de la quantité $-\omega^2 b/\gamma^3$). La courbe en traits pleins résulte d'un calcul théorique de perturbation au troisième ordre en $\gamma H_0/\omega$ des niveaux d'énergie ⁽⁶⁾. On voit que l'accord avec les résultats expérimentaux est satisfaisant. Nous avons rappelé en abscisse par des flèches les valeurs de $\gamma H_1/\omega$ correspondant aux annulations successives de $\bar{\gamma}$. On constate que la courbure des niveaux en champ magnétique faible s'inverse entre deux annulations successives de $\bar{\gamma}$, ce qui apparaît par exemple très clairement si l'on compare les niveaux de la figure 2 de la référence ⁽⁵⁾ correspondant à $\omega_1/\omega = \gamma H_1/\omega = 2,5$ et $3,5$.

(*) Séance du 12 janvier 1970.

⁽¹⁾ E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELI et B. A. KHODOVOY, *J. Exp. Théor. Phys. U.S.S.R.*, 45, 1963, p. 503; C. J. FAVRE et E. GENEUX, *Phys. Lett.*, 8, n° 3, 1964, p. 190; N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 260, 1965, p. 5231.

⁽²⁾ C. COHEN-TANNOUJJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 37.

⁽³⁾ Article de C. COHEN-TANNOUJJI et S. HAROCHE dans *Polarisation, Matière et Rayonnement*, livre de Jubilé en l'honneur d'Alfred Kastler, édité par la Société française de Physique, P.U.F., 1969; C. COHEN-TANNOUJJI et S. HAROCHE, *J. Phys.*, 30, 1969, p. 125 et 153.

⁽⁴⁾ C. COHEN-TANNOUJJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 268.

⁽⁵⁾ C. LANDRÉ, C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 270, série B, 1970, p. 73.

⁽⁶⁾ C. LANDRÉ, *Thèse 3^e cycle*, Paris, 1970 (à paraître). On trouvera également dans cette référence un calcul quantique du déplacement de la résonance paramétrique qui confirme les résultats exposés dans cette Note.

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