

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Levée de dégénérescence Zeeman d'atomes ^{201}Hg sous l'effet d'une irradiation lumineuse non résonnante.* Note (*) de MM. **JACQUES DUPONT-ROC** et **CLAUDE COHEN-TANNOUDJI**, présentée par M. Alfred Kastler.

On montre théoriquement et expérimentalement que l'effet d'un faisceau lumineux non résonnant, polarisé linéairement (ou non polarisé) est équivalent à celui d'un champ électrique fictif $\vec{E}_f$. On étudie le diagramme Zeeman de l'atome ainsi perturbé dans un champ magnétique $\vec{H}_0$ parallèle à $\vec{E}_f$.

Lorsqu'un atome est irradié par un faisceau de lumière non résonnante, les divers sous-niveaux Zeeman de son état fondamental subissent des déplacements énergétiques ⁽¹⁾. On a pu récemment montrer [⁽²⁾, ⁽³⁾] que dans le cas de ^{199}Hg , qui n'a que deux sous-niveaux dans l'état fondamental, l'effet du faisceau lumineux non résonnant, polarisé circulairement, est

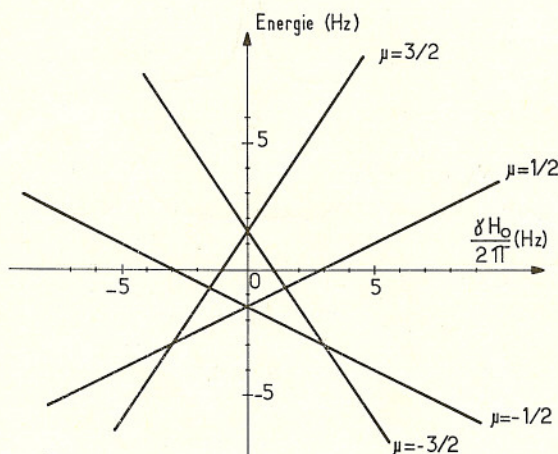


Fig. 1.

équivalent à celui d'un « champ magnétique fictif ». L'objet de la présente Note est de décrire des expériences réalisées sur l'isotope ^{201}Hg (qui a quatre sous-niveaux Zeeman dans son état fondamental) et prouvant que l'effet d'un faisceau lumineux non résonnant, polarisé linéairement (ou non polarisé), est équivalent à celui d'un « champ électrique fictif ».

Dans les références ⁽¹⁾, on montre que l'effet de l'irradiation lumineuse non résonnante sur la multiplicité de l'état fondamental est décrit par le hamiltonien effectif : $\mathcal{H}_L = \Delta E' \cdot A$, où $\Delta E'$ est une constante réelle dépendant de l'intensité et de la répartition spectrale de l'irradiation lumineuse; A , un opérateur hermitique agissant à l'intérieur de la multiplicité et dépendant de la polarisation de l'onde lumineuse. $\Delta E'$ et A sont explicités dans ⁽¹⁾.

Soit $\vec{I}$ le moment cinétique de l'état fondamental. On peut toujours développer $\mathcal{H}_L$ suivant une base d'opérateurs tensoriels irréductibles ⁽⁴⁾, $T_q^{(k)}$,

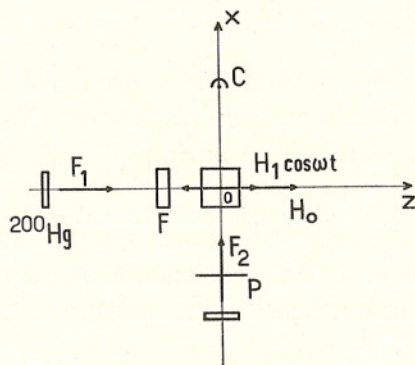


Fig. 2.

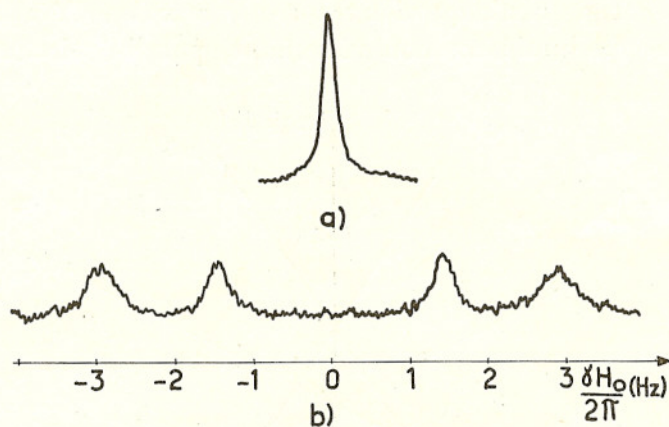


Fig. 3.

avec $k = 0, 1, 2, \dots, 2I$; $q = -k, -k + 1, \dots, k$. (En fait, seuls $k = 0, 1, 2$ peuvent intervenir par suite du caractère dipolaire électrique de la transition.) La partie scalaire ($k = 0$) de $\mathcal{H}_L$ correspond à un déplacement d'ensemble des sous-niveaux; la partie vectorielle ($k = 1$) fait intervenir les trois composantes de $\vec{I}$ et a la structure d'un hamiltonien Zeeman dans un champ magnétique fictif $\vec{H}_f$. L'étude de $\vec{H}_f$ a été faite en détail dans ⁽³⁾. La partie tensorielle d'ordre 2 n'existe que pour $I > 1/2$ et fait intervenir les cinq composantes $T_q^{(2)}$ de l'alignement de l'état fondamental. Si la polarisation $\vec{\epsilon}$ du faisceau est choisie linéaire et parallèle à Oz, on montre aisément (par des considérations d'invariance par rotation et réflexion) que seul $T_0^{(2)}$ intervient dans le développement de $\mathcal{H}_L$ qui s'écrit par suite $\mathcal{H}_L = a [I_z^2 - I(I + 1)/3]$, où a est une constante proportionnelle à $\Delta E'$. $\mathcal{H}_L$ a la même forme pour un faisceau lumineux non polarisé, F_1 , se propageant suivant Oz. La structure de $\mathcal{H}_L$ est la même que celle d'un hamiltonien Stark décrivant l'effet (au deuxième ordre) sur l'état fondamental

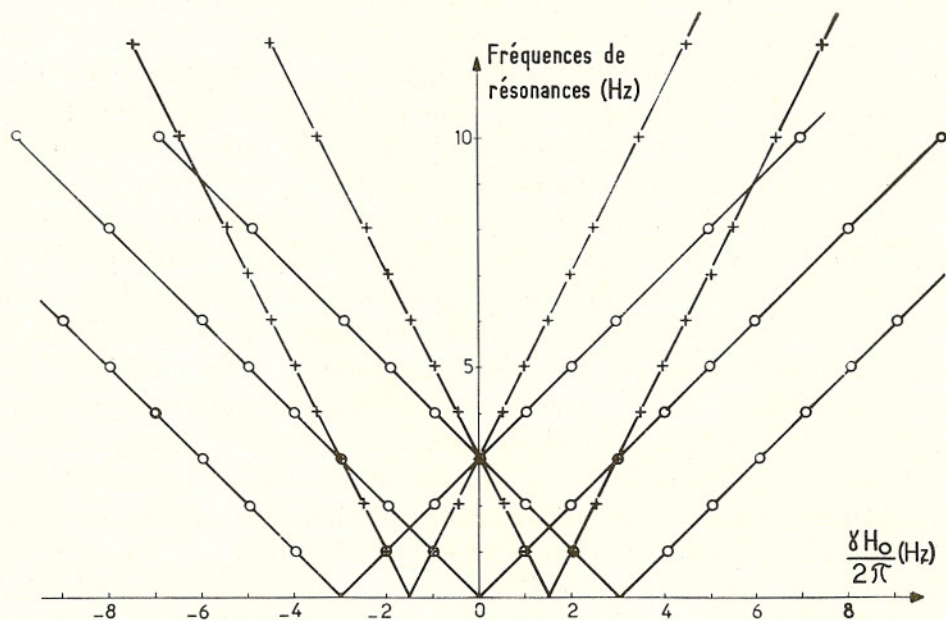


Fig. 4.

○ résonances, $\Delta\mu = 1$; + résonances, $\Delta\mu = 2$.

d'un « champ électrique fictif » $\vec{E}_f$ parallèle à Oz. Nous nous proposons d'étudier le diagramme Zeeman de l'atome perturbé par $\vec{E}_f$, en prenant le champ magnétique $\vec{H}_0$ parallèle à $\vec{E}_f$ (le cas $\vec{H}_0$ perpendiculaire à $\vec{E}_f$ fera l'objet d'une publication ultérieure). Le hamiltonien total de l'état fondamental s'écrit alors $\mathcal{H} = \mathcal{H}_L + \omega_0 I_z$, où $\omega_0 = -\gamma H_0$ (γ rapport gyromagnétique). Les états propres de $\mathcal{H}$ sont les états propres $|\mu\rangle$ de I_z , les valeurs propres $a\mu^2 + \omega_0\mu - aI(I+1)/3$. La figure 1 représente la variation des niveaux d'énergie avec ω_0 . On voit qu'en champ nul ($\omega_0 = 0$) la dégénérescence Zeeman est levée; et qu'il apparaît quatre croisements de niveaux en champ non nul.

Les techniques expérimentales sont identiques à celles décrites dans (2). Le faisceau non résonnant F_1 est issu d'une lampe à ^{200}Hg (fig. 2), traverse un filtre à ^{201}Hg , F, avant d'arriver sur la cellule O contenant les atomes ^{201}Hg . On module en amplitude le champ H_0 par un champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ parallèle à H_0 et l'on aligne (ou oriente) transversalement les atomes de ^{201}Hg par un deuxième faisceau F_2 , résonnant, polarisé linéairement (ou circulairement) par P, se propageant suivant Oz et d'intensité beaucoup plus faible que celle de F_1 . On sait (6) qu'il apparaît alors sur l'absorption de F_2 , mesurée par la cellule photoélectrique C des modulations aux harmoniques $p\omega$ de ω , résonnantes toutes les fois que l'écart entre deux des niveaux d'énergie des atomes de ^{201}Hg est égal

à $n\hbar\omega$, avec $n = 0, 1, 2, \dots$. La figure 3 montre les résonances $n = 0$ (correspondant aux croisements de niveaux d'énergie), observées avec une polarisation linéaire de F_2 faisant un angle de 45° avec H_0 ; ω est choisi grand devant a de façon à ne pas être gêné par les résonances $n = 1, 2, \dots$. Sur la figure 3 a, F_1 est masqué. On n'observe qu'une résonance correspondant au croisement en champ nul des quatre sous-niveaux Zeeman. En présence de F_1 (fig. 3 b), il apparaît quatre résonances correspondant aux croisements $\Delta\mu = 2$ et $\Delta\mu = 1$ de la figure 1. Ces résonances sont bien séparées, car le déplacement optique est grand devant la largeur des niveaux. Les deux croisements en champ nul de la figure 1, n'apparaissent pas avec la polarisation linéaire choisie pour F_2 . Lorsque ω est choisi de l'ordre de a , les résonances $n = 1$ permettent de mesurer pour une valeur du champ H_0 les divers écarts entre niveaux d'énergie. Avec une polarisation de F_2 , linéaire et perpendiculaire à H_0 , on mesure les écarts entre niveaux tels que $\Delta\mu = \pm 2$. Avec une polarisation circulaire on mesure également les écarts entre niveaux tels que $\Delta\mu = \pm 1$. La figure 4 représente les fréquences de résonances en fonction de $\omega_0/2\pi$. Les droites sont dessinées à partir des formules théoriques, les points sont expérimentaux. On voit que l'accord est très bon. En champ fort ($\omega_0 \gg a$) on voit qu'il y a, en orientation, trois résonances équidistantes, résultat déjà obtenu par ailleurs (⁷).

(*) Séance du 13 novembre 1968.

(1) J. P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *J. Phys.*, 22, 1961, p. 329 et 443; C. COHEN-TANNOUDJI, *Thèse*, Paris, 1962 (*Ann. Phys.*, 7, 1962, p. 423 et 469); C. COHEN-TANNOUDJI, *Cargèse Lectures in Physics*, 1967 Session, vol. II, Gordon and Breach, 1967.

(2) J. DUPONT-ROC, N. POLONSKY, C. COHEN-TANNOUDJI et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 264, série B, 1967, p. 1811.

(3) J. DUPONT-ROC, N. POLONSKY, C. COHEN-TANNOUDJI et A. KASTLER, *Phys. Lett.*, 25 A, 1967, p. 87.

(4) A. OMONT, *J. Phys.*, 26, 1965, p. 26; W. HAPPER et B. S. MATHUR, *Phys. Rev.*, 163, 1967, p. 12.

(5) B. CAGNAC, *Thèse*, Paris, 1960 (*Ann. Phys.*, 6, 1961, p. 467); G. LEMEIGNAN, *Thèse*, 3^e cycle, Paris, avril 1967.

(6) E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELLI et B. A. KHODOVOY, *J. E. T. P.*, 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-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 260, 1965, p. 5231.

(7) B. CAGNAC, A. IZRAEL et M. NOGARET, *Comptes rendus*, 267, série B, 1968, p. 274.

(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)