

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Observations sur des niveaux atomiques de déplacements, d'origine optique, supérieurs à leur largeur.* Note (*) de M. JACQUES DUPONT-ROC, M^{lle} NICOLE POLONSKY, MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI et ALFRED KASTLER, Membre de l'Académie.

Des améliorations portant sur le faisceau lumineux perturbateur, sur la finesse des raies de résonance magnétique et sur le procédé de détection nous ont permis d'observer sur l'isotope ^{199}Hg des déplacements d'origine optique de niveaux atomiques près de 20 fois supérieurs à leur largeur.

La théorie quantique du cycle de pompage optique ⁽¹⁾ prévoit l'existence d'un déplacement des divers sous-niveaux de l'état fondamental d'un atome lorsque celui-ci est éclairé par un faisceau de lumière non résonnante : si k_1 est la fréquence centrale de la raie excitatrice (nous prenons $\hbar = c = 1$), et k_0 la fréquence de la transition atomique, l'atome absorbe et réémet *virtuellement* un photon incident, pendant un temps de l'ordre de $1/|k_1 - k_0|$, ce qui a pour effet de mélanger l'état excité à l'état fondamental et de modifier par suite l'énergie de ces états. Cet effet a été mis en évidence ⁽²⁾ sur la raie de résonance magnétique de l'état fondamental de ^{199}Hg , le déplacement obtenu ne dépassant pas toutefois la largeur de raie (soit environ 0,5 Hz).

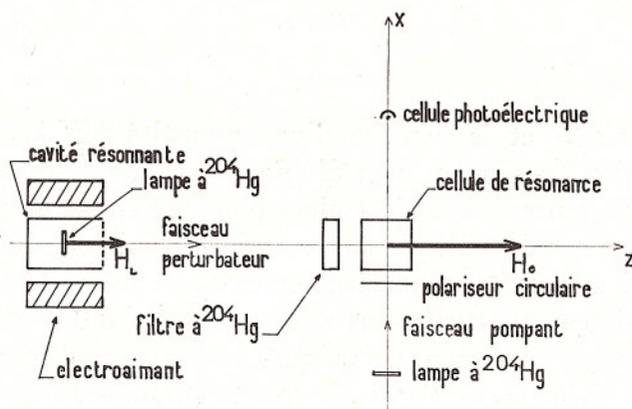


Fig. 1.

L'objet de cette Note est de décrire quelques améliorations que nous avons apportées à cette expérience et qui nous ont permis d'obtenir des déplacements près de 20 fois supérieurs à la largeur de raie. Les améliorations ont porté sur les trois points suivants :

a. *Faisceau perturbateur.* — Le schéma du montage expérimental est représenté sur la figure 1. Nous avons employé, pour source du faisceau perturbateur, une lampe à ^{204}Hg placée dans un champ magnétique H_L

parallèle à la direction de propagation du faisceau lumineux. L'excitation de la lampe se fait au moyen d'ondes hautes fréquences émises par un magnétron qui attaque une cavité en cuivre accordée, située à l'intérieur d'un électroaimant à ouvertures axiales. H_L peut atteindre 4 000 Gs, le champ de fuite au niveau de la cellule de résonance étant négligeable. La raie d'émission de ^{204}Hg , qui en l'absence de champ magnétique coïncide avec la composante hyperfine $F = 1/2$ de ^{199}Hg , est alors décomposée en deux raies polarisées en σ^+ et en σ^- et dont les fréquences $k_1 = k_0 + \delta k$ et $k'_1 = k_0 - \delta k$ sont respectivement supérieure et inférieure à k_0 (fig. 2-a). La composante σ^+ affecte uniquement le niveau $| -1/2 \rangle$ de l'état fondamental et le déplace d'une quantité $\Delta E' A_{-1/2 -1/2}$, positive puisque $k_1 - k_0$ est positif (fig. 2 b et 2 d). La composante σ^- , par contre, affecte uniquement

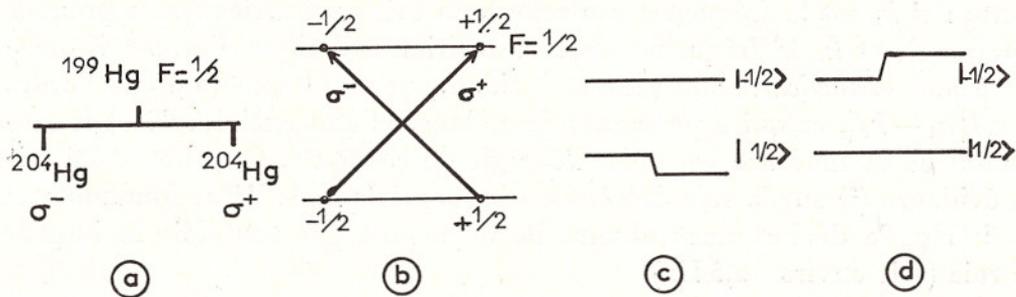


Fig. 2.

le niveau $| +1/2 \rangle$ et le déplace d'une quantité $\Delta E'' A_{+1/2 +1/2}$, cette fois négative puisque $k'_1 - k_0$ est négatif (fig. 2 b et 2 c). Les effets des deux composantes s'ajoutent et il n'est alors plus nécessaire de placer un polariseur et une lame quart d'onde sur le trajet du faisceau lumineux perturbateur, ce qui augmente considérablement son intensité lumineuse. Sur le trajet du faisceau perturbateur, nous avons placé un filtre à ^{204}Hg afin d'absorber toutes les fréquences optiques susceptibles d'induire des transitions réelles et d'élargir, de ce fait, la raie de résonance magnétique. Enfin, en faisant varier H_L , on peut ajuster δk à la valeur correspondant au déplacement maximal des niveaux.

b. Affinement des raies de résonance magnétique. — Afin d'allonger le temps de relaxation des atomes contre la paroi, nous avons placé la cellule de résonance dans un four chauffé vers 300°C (3). Nous avons obtenu des raies ayant une largeur de 0,3 Hz, très sensibles au bruit magnétique présent dans le laboratoire; ceci nous a conduits à placer la cellule de résonance dans un triple blindage magnétique constitué par un alliage de ferronickel atténuant le champ magnétique terrestre par un facteur d'environ 500, et supprimant tout bruit magnétique.

c. *Détection des résonances.* — L'écart d'énergie ω_f entre les deux sous-niveaux de l'état fondamental peut être déterminé grâce à deux types de résonances, obtenues par pompage optique transversal à l'aide d'un deuxième faisceau lumineux parallèle à Ox :

— Résonances dans un champ magnétique modulé en amplitude (⁴) : le champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ est alors parallèle au champ statique H_0 . Toutes les fois que $\omega_f = n\omega$, on observe, sur les modulations aux harmoniques $p\omega$ de la lumière transmise, des résonances qui ne sont ni élargies ni déplacées par la radiofréquence.

— Résonances obtenues en modulant la polarisation du faisceau transversal (⁵) : en faisant tourner à l'aide d'un moteur le polariseur placé

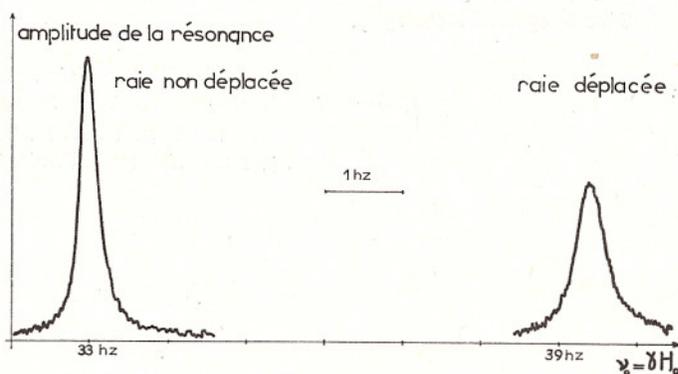


Fig. 3.

avant la lame quart d'onde, on obtient une polarisation alternativement σ^+ et σ^- . Le pompage optique par ce faisceau introduit alors, de façon modulée, une aimantation transversale dans la vapeur; si la fréquence de cette modulation est égale à la fréquence de Larmor, on montre aisément qu'il apparaît un effet résonnant observable sur les signaux optiques (lumière transmise).

L'intérêt des deux méthodes précédentes est de fournir des raies de résonance dont la largeur est déterminée *uniquement* par la durée de vie de l'état fondamental.

La figure 3 présente un enregistrement d'une résonance du premier type pour $n = 1$ et $p = 1$ en présence et en l'absence du faisceau lumineux perturbateur (des enregistrements analogues ont été obtenus par la deuxième méthode). Le déplacement observé est de plus de 6 Hz, la largeur de la raie non déplacée étant de l'ordre de 0,3 Hz. On note que la raie déplacée est plus large. Ceci est dû à l'imperfection du filtre à ^{204}Hg qui n'absorbe pas complètement toutes les fréquences résonnantes du faisceau perturbateur.

Les améliorations ainsi obtenues nous ont permis d'entreprendre une étude de la levée de dégénérescence Zeeman d'un niveau atomique en champ nul sous l'effet d'une irradiation lumineuse. Ces résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 12 juin 1967.

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

(2) C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 394.

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

(4) E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELI 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.

(5) W. E. BELL et A. L. BLOOM, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 1961, p. 280; A. KASTLER, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 2396; E. B. ALEXANDROV, *Opt. a. Spectr.*, U. S. A., 14, 1963, p. 233; J. DUPONT-ROC, *Thèse 3^e cycle*, Paris, 1967.

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