

ORIENTATION, PAR ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE "FICTIF",
D'UNE VAPEUR INITIALEMENT ALIGNEE

C. COHEN-TANNOUDJI et J. DUPONT-ROC

*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. *, 24, rue Lhomond. Paris 5^{ème}, France*

Reçu le 25 juillet 1969

When a ^{201}Hg vapour, initially "aligned" by optical pumping, is irradiated by a non-resonant, non-polarized light-beam, an "orientation" appears which can be detected by measuring the circular dichroism of the vapour.

Il est classique, en physique atomique, de développer la matrice densité ρ décrivant l'ensemble des atomes d'une vapeur dans un niveau de moment cinétique I sur une base d'opérateurs tensoriels irréductibles $T_q^{(k)}$ [1].

$$\rho = \sum_{k,q} \rho_q^{(k)} T_q^{(k)} \quad -k \leq q \leq k, \quad k = 0, 1, \dots, 2I$$

$\rho_0^{(0)}$ représente la population globale du niveau; si les $\rho_q^{(1)}$ sont non nuls, il existe une "orientation" dans la vapeur (c'est-à-dire $\langle I \rangle \neq 0$); si les $\rho_q^{(2)}$ sont différents de zéro, on dit que la vapeur est "alignée" (il existe alors des directions u telles que $\langle 3I_u^2 - I^2 \rangle \neq 0$). Les propriétés optiques de la vapeur sont différentes suivant qu'elle est orientée ou alignée. Par exemple, il apparaît un dichroïsme et une biréfringence circulaires (linéaires) lorsque l'état fondamental est orienté (aligné) [2]. Lorsqu'on étudie l'évolution de l'orientation et de l'alignement d'un niveau atomique dans un champ magnétique statique ou oscillant, on constate que ces grandeurs physiques ne sont pas couplées entre elles: une vapeur orientée (alignée) demeure orientée (alignée). Ceci provient du fait que l'évolution dans un champ magnétique est équivalente à une rotation, qui ne change pas k par suite des propriétés des $T_q^{(k)}$. Par contre, il n'en est pas de même de l'évolution dans un champ électrique E : dans ce cas, en effet, de l'orientation peut apparaître dans une vapeur initialement alignée, comme l'a montré M. Lombardi [3]. Le but de la présente note est de décrire une nouvelle expérience mettant en évidence cet effet: une vapeur de ^{201}Hg est alignée par pompage optique dans

l'état fondamental; on l'irradie par un faisceau lumineux non résonnant non polarisé, F_1 , dont l'action est équivalente à celle d'un champ électrique "fictif" E_f [4]. Ceci fait apparaître une orientation et, par suite, un dichroïsme circulaire de la vapeur.

Les atomes de ^{201}Hg , contenus dans la cellule O (fig. 1) sont "alignés" en champ nul par le faisceau résonnant F_2 , se propageant le long de Ox; sa polarisation, e , est linéaire et fait un angle β avec Oz. F_2 introduit ainsi avec une constante de temps T_p (temps de pompage) de l'alignement le long de e . Si $\beta = 0$, cet alignement est longitudinal (seul $\rho_0^{(2)} \sim \langle 3I_z^2 - I^2 \rangle \neq 0$); si $\beta = \pi/2$, en plus de $\rho_0^{(2)}$, il apparaît $\rho_{\pm 2}^{(2)} \sim \langle I_{\pm}^2 \rangle$. Pour avoir $\rho_{\pm 1}^{(2)} \sim \langle I_{\pm} I_z + I_z I_{\pm} \rangle \neq 0$, β doit être différent de 0 ou $\pi/2$. The champ électrique fictif E_f associé au faisceau F_1 non résonnant et non

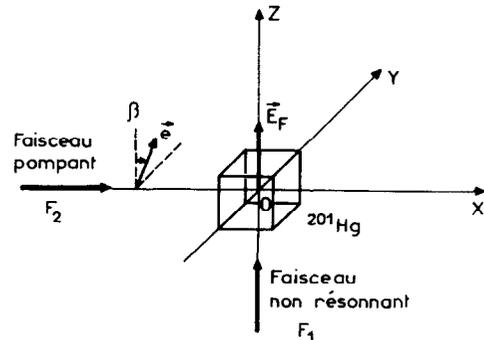


Fig. 1. Schéma de l'expérience. Le faisceau non résonnant F_1 est issu d'une lampe à ^{200}Hg . Le faisceau résonnant F_2 provenant d'une lampe à ^{201}Hg est filtré par un filtre à ^{199}Hg .

* associé au C. N. R. S.

polarisé, est dirigé suivant Oz. Son action est décrite par le hamiltonien effectif $\mathcal{H}_e = a[I_z^2 - I^{2/3}]$ où a est proportionnel à l'intensité de F_1 . \mathcal{H}_e est invariant par rotation autour de Oz, et ne couple donc que les $\rho_q^{(k)}$ de même q , avec $q \neq 0$. Les seules composantes de l'orientation et de l'alignement couplées entre elles sont $\rho_{\pm 1}^{(1)}$ et $\rho_{\pm 1}^{(2)}$ ($\rho_{\pm 1}^{(2)}$ est en outre couplé à $\rho_{\pm 1}^{(3)}$). Une orientation ne peut donc apparaître que si, à l'instant initial, $\rho_{\pm 1}^{(2)} \neq 0$, c'est-à-dire si $\beta \neq 0$ et $\pi/2$. De façon plus précise, on a

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_1^{(1)} &= -2ia \sqrt{\frac{3}{5}} \rho_1^{(2)} - \Gamma^{(1)} \rho_1^{(1)} \\ \dot{\rho}_1^{(2)} &= \frac{1}{T_p} \sin 2\beta - 2ia \left[\sqrt{\frac{3}{5}} \rho_1^{(1)} - \sqrt{\frac{2}{5}} \rho_1^{(3)} \right] - \Gamma^{(2)} \rho_1^{(2)} \\ \dot{\rho}_1^{(3)} &= +2ia \sqrt{\frac{2}{5}} \rho_1^{(2)} - \Gamma^{(3)} \rho_1^{(3)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Le terme source dû au pompage n'intervient que dans l'équation relative à l'alignement $\rho_1^{(2)}$; il est proportionnel à $1/T_p$ et à $\sin 2\beta$ (on retrouve bien qu'il est nul si $\beta = 0$ ou $\pi/2$). Les termes proportionnels à a décrivent l'effet de E_f ; on voit qu'ils couplent orientation et alignement: $\dot{\rho}_1^{(1)}$ dépend de $\rho_1^{(2)}$. Enfin, les termes $-\Gamma^{(k)} \rho_q^{(k)}$ décrivent l'effet de la relaxation thermique (comme elle est quadrupolaire [5], on a $\Gamma^{(3)} = \Gamma^{(1)} = \Gamma^{(2)}/2$). Lorsqu'on la néglige en première approximation, on peut résoudre ce système en supposant initialement $\rho_1^{(2)} \neq 0$. On peut montrer que le système parcourt alors indéfiniment le cycle suivant, avec une vitesse proportionnelle à a . La vapeur passe d'un état "aligné" le long de e , à un état "orienté" dans la direction positive de Ox, puis à un état "aligné" le long de la direction e' symétrique de e par rapport à Oz; de l'orientation apparaît ensuite dans la direction négative de Ox; enfin la vapeur revient à son état initial pour entreprendre ensuite un nouveau cycle ... L'effet de la relaxation se comprend aisément: si $a/\Gamma \gg 1$, la période d'un cycle est très petite devant le temps de relaxation, les orientations apparues successivement dans les directions positives et négatives de Ox, se compensent et en régime stationnaire, $\rho_1^{(1)} = 0$. Si $a/\Gamma \ll 1$, le système n'a pas le temps de parcourir un cycle entier et il subsiste alors une orientation dans la direction positive de Ox. La valeur stationnaire de M_x , déduite sans difficultés de la solution stationnaire du système (1), confirme ces prévisions et s'écrit:

$$M_x \sim \frac{\sin 2\beta}{T_p} \frac{2a}{4a^2 + 2\Gamma^2}. \quad (2)$$

On peut, comme l'a suggéré M. Lombardi,

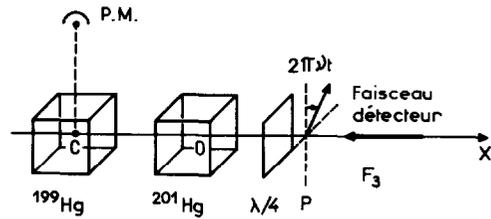


Fig. 2. Principe de la mesure du dichroïsme circulaire de la vapeur: la polarisation du faisceau détecteur est modulée. La lumière transmise est recueillie par la cellule C. La modulation 2ν de la lumière de fluorescence de C est proportionnelle à M_x .

rapprocher le cycle décrit par la vapeur du phénomène suivant: une onde plane se propage le long de Ox dans un milieu biréfringent dont les axes principaux sont Oz et Oy. Si la polarisation initiale est linéaire et fait un angle β avec Oz, elle devient, au cours de la propagation, successivement elliptique droite, linéaire et faisant un angle $-\beta$ avec Oz, elliptique gauche, avant de retrouver sa direction initiale et d'entreprendre un nouveau cycle.

Nous avons étudié expérimentalement les variations de M_x avec a (proportionnel à l'intensité de F_1) et β , en mesurant au moyen d'un faisceau détecteur F_3 (fig. 2) le dichroïsme de la vapeur, proportionnel à M_x . F_3 est résonnant d'intensité faible, sa polarisation passe alternativement de σ^+ à σ^- grâce à un polariseur P

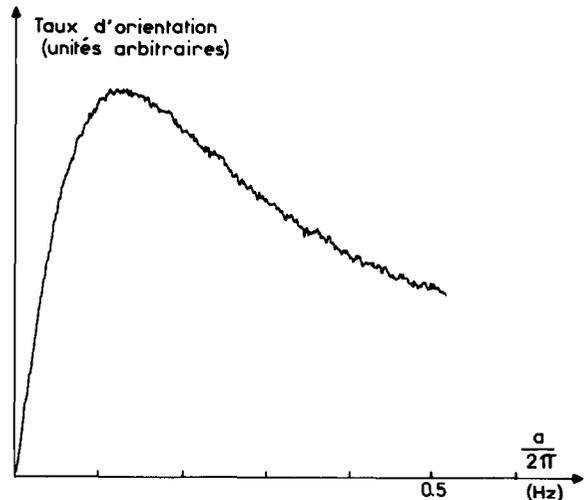


Fig. 3. Taux d'orientation de la vapeur en fonction de l'intensité de F_1 ; $2a$ représente la différence d'énergie qui sépare les niveaux 3/2 et 1/2 dans le champ "fictif" E_f .

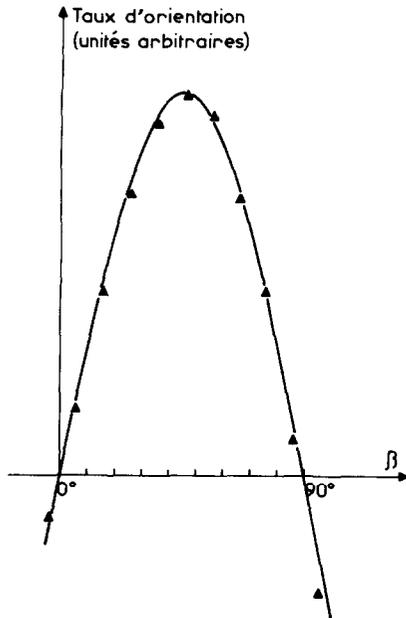


Fig. 4. Taux d'orientation en fonction de l'angle β entre la polarisation du faisceau pompant et E_f . La courbe théorique est $\sin 2\beta$; les points sont expérimentaux.

tournant à la fréquence ν devant une lame quart d'onde. Le dichroïsme de la vapeur se traduit par une modulation 2ν de l'absorption de F_3 par la cellule O; pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, on détecte cette absorption sur la lumière de fluorescence d'une cellule C placée après O (fig. 2) et remplie de ^{199}Hg (la lumière de F_2 , qui excite la composante hyperfine 3/2 de ^{201}Hg , traverse C sans être absorbée*). On

* Les coïncidences des composantes de structure hyperfine de la raie 2537 Å pour les divers isotopes de Hg sont précisées dans la thèse de B. Cagnac [6].

compense la biréfringence de la face d'entrée de O grâce à une lame de quartz comprimée et orientée convenablement sur le trajet de F_2 . On vérifie alors qu'en l'absence de F_1 ($a=0$), aucune orientation n'est introduite dans la vapeur par F_2 , quel que soit β . Lorsqu'on fait croître l'intensité de F_1 (donc a) à partir de 0, on constate l'apparition d'une modulation 2ν dont l'amplitude varie en fonction de a comme une courbe de dispersion, conformément aux prévisions théoriques de la formule (2) (fig. 3). La fig. 4 montre, I étant fixé, la variation du dichroïsme circulaire avec β ; la courbe théorique représente la fonction $\sin 2\beta$, les points sont expérimentaux.

L'utilisation d'un champ électrique "fictif" nous a ainsi permis d'étudier de façon quantitative l'effet discuté par Lombardi. On peut calculer que pour faire la même expérience avec un champ électrique réel, il aurait fallu E de l'ordre de 10^5 V/cm.

REFERENCES

- [1] U. Fano, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 74; A. Omont, J. Phys. 26 (1965) 26.
- [2] C. Cohen-Tannoudji et F. Laloë, J. Phys. 28 (1967) 505, 722.
- [3] M. Lombardi, Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris) 265 (1967) 191; J. Phys., à paraître.
- [4] V. Happer et B. S. Mathur, Phys. Rev. 163 (1963) 812; J. Dupont-Roc et C. Cohen-Tannoudji, Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris) 267B (1968) 1211.
- [5] C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. 24 (1963) 653.
- [6] B. Cagnac, Ann. Phys. 6 (1961) 467.