

RESONANCE HANLE OBSERVABLE EN POMPAGE LONGITUDINAL SUR DES ATOMES COUPLES A UN CHAMP RF

G. GRYNBERG, C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE

*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale, associé au CNRS,
75 - Paris Ve, France*

Reçu le 20 juillet 1972

Zero field level crossing resonances usually require a transverse pumping. By applying a linearly polarized rf field to the atoms, these resonances become also observable with a longitudinal pumping. A theoretical interpretation and an experimental verification of this effect is given.

1. Introduction

Pour observer les résonances Hanle habituelles, on doit utiliser un pompage *transversal* [1] : il faut, en effet, créer dans la vapeur atomique des cohérences hertziennes dont la valeur stationnaire subit des variations résonnantes lorsqu'on balaie le champ magnétique autour de zéro. Nous montrons dans cette lettre comment la présence d'un champ de radiofréquence non résonnant et de polarisation linéaire permet dans certains cas de s'affranchir de la nécessité d'un pompage transversal.

2. Étude qualitative

Considérons des atomes de ^{201}Hg (de spin $I = \frac{3}{2}$) pompés optiquement par un faisceau F de lumière naturelle (non polarisée). Si l'on balaie le champ magnétique statique H_0 parallèlement à la direction de propagation du faisceau, on n'observe aucune résonance (fig. 1a). Ajoutons maintenant un champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ non résonnant, de polarisation linéaire et perpendiculaire à H_0 ; on observe alors des variations résonnantes de la lumière absorbée (fig. 1b).

La résonance étant obtenue en pompage longitudinal et en champ statique nul, elle correspond à un transfert de *population* entre sous-niveaux Zeeman de *même* énergie. On peut donc songer pour interpréter

le signal observé à un processus Raman dans lequel un photon de radio-fréquence serait absorbé et un autre réémis sans modifier l'énergie du système atomique. Une résonance de ce genre a déjà été observée en champ nul, lorsque le champ de radiofréquence a une polarisation circulaire et tourne dans un plan contenant H_0 [2]. Dans ce dernier cas, l'amplitude de transition entre les sous-niveaux Zeeman est la somme des contributions de quatre processus Raman correspondant à des états intermédiaires de diffusion différents et interférant constructivement en champ nul.

Dans le cas de la résonance étudiée ici (champ de radiofréquence linéaire perpendiculaire à H_0), on peut envisager pour décrire une transition entre les sous-niveaux Zeeman $- \frac{1}{2}$ et $+ \frac{3}{2}$ les deux processus de la fig. 2 qui diffèrent par l'ordre de l'absorption et de l'émission du photon de radiofréquence. On peut cependant montrer que les amplitudes de ces deux processus, qui dépendent du champ magnétique, sont opposées en champ statique rigoureusement nul. Elles interfèrent donc quasi-destructivement au voisinage du champ nul. L'interprétation de la résonance en termes de processus Raman se révèle donc dans ce cas extrêmement délicate. De plus, le comportement de la largeur de la résonance lorsqu'on augmente H_1 est très différent de celui de la résonance Raman étudiée dans la réf. [2], ce qui confirme expérimentalement la différence de nature entre ces deux résonances.

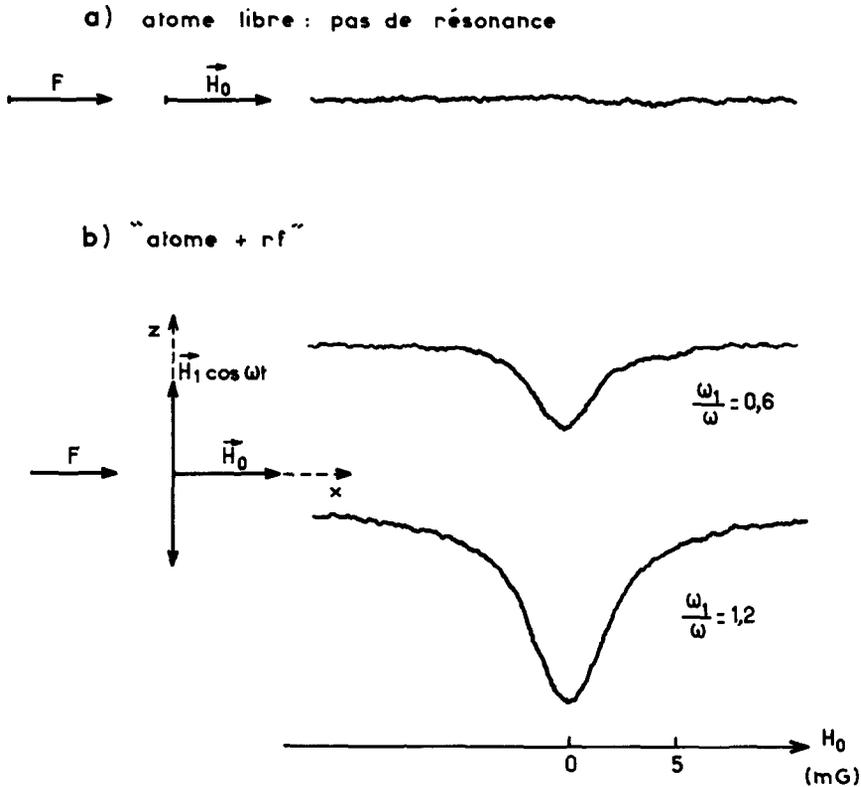


Fig. 1. Signal observé en pompage longitudinal au voisinage du champ nul (a) en absence de radiofréquence (pas de résonance), (b) en présence d'un champ de radiofréquence perpendiculaire à la direction du pompage: on observe une résonance enregistrée pour deux valeurs différentes de l'amplitude de la radiofréquence.

Il est beaucoup plus commode d'interpréter la nouvelle résonance étudiée ici en utilisant la théorie de l'atome habillé [3]. On montre en effet que si $|\vec{H}_0| \ll \omega/\gamma$ (γ rapport gyromagnétique), il est possible de substituer au problème réel un problème équivalent et plus simple: on remplace l'interaction avec les deux champs H_0 et $H_1 \cos \omega t$ par un couplage avec un seul champ statique h_0 se déduisant de H_0 par une affinité orthogonale d'axe Oz et de rapport $J_0(\omega_1/\omega)$ (J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, $\omega_1 = -\gamma H_1$) [4,5]. De plus, le terme de pompage doit également être modifié lorsqu'on passe du problème réel au problème équivalent (nous préciserons plus loin comment).

On peut alors donner une interprétation qualitative des phénomènes: si, en l'absence de tout champ magnétique (statique ou radiofréquence) on pompe une vapeur atomique avec un faisceau de lumière naturelle

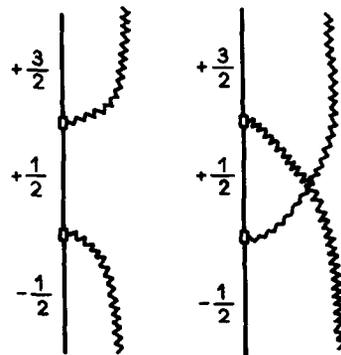


Fig. 2. Diagrammes symbolisant les processus Raman susceptibles d'introduire une transition entre les niveaux $-\frac{1}{2}$ et $+\frac{3}{2}$ en champ nul.

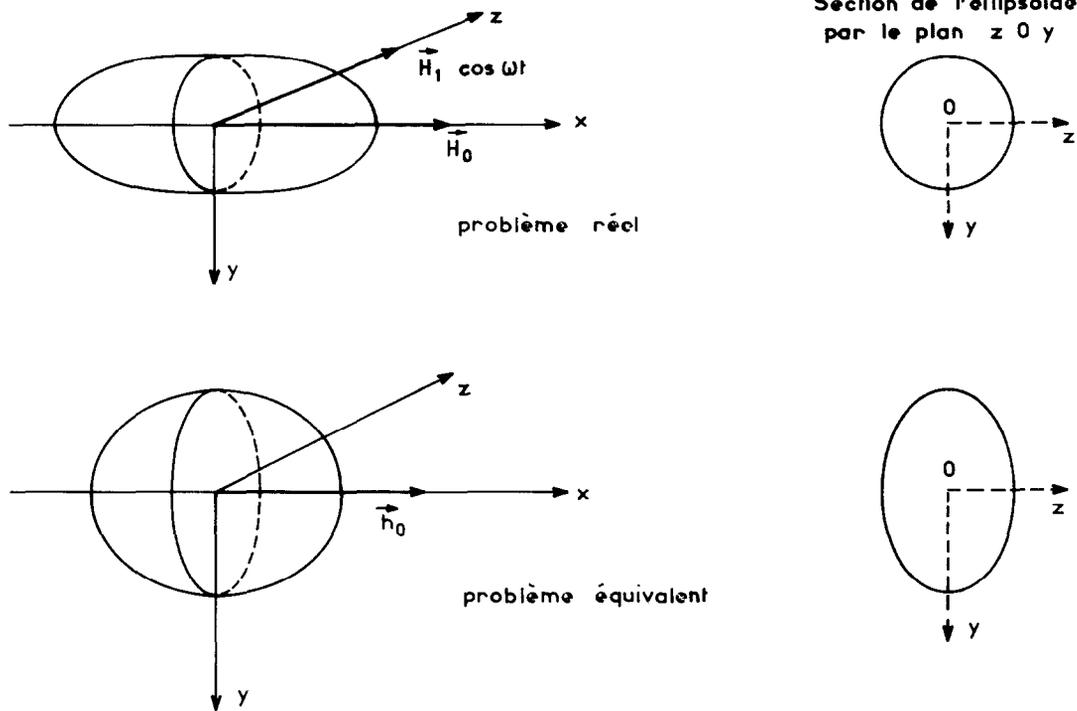


Fig. 3. L'ellipsoïde des alignements dans le problème réel et dans le problème équivalent. La section de l'ellipsoïde par le plan zOy est un cercle dans le premier cas. (L'ellipsoïde a la symétrie de révolution autour de Ox .) Cette section est une ellipse dans le deuxième cas (il n'y a plus symétrie de révolution autour de Ox).

se propageant dans la direction Ox , l'alignement obtenue peut être visualisé à l'aide d'un ellipsoïde possédant la symétrie de révolution autour de Ox [6]. Quand on applique un champ magnétique statique H_0 le long de Ox , l'ellipsoïde tourne autour de H_0 ; à cause de la symétrie de révolution, la forme de l'ellipsoïde, et par suite les propriétés optiques de la vapeur, ne sont pas modifiées.

Si l'on applique un champ de radiofréquence le long de Oz , le système ne présente plus la symétrie de révolution autour de Ox . On peut alors montrer [7] que l'ellipsoïde des alignements qui est de révolution dans le problème réel ne l'est plus dans le problème équivalent de l'atome habillé (fig. 3). L'addition d'un champ magnétique statique dans la direction Ox entraîne une rotation de l'ellipsoïde autour de cette dernière direction et tend par suite à modifier les propriétés optiques de la vapeur.

En d'autres termes, le champ magnétique statique et l'ellipsoïde représentant l'excitation optique de la

vapeur ne se déforment pas géométriquement de la même manière lorsqu'on passe du problème réel au problème équivalent de l'atome habillé; le pompage qui est longitudinal pour l'atome nu devient transversal pour l'atome habillé.

Remarquons que de telles résonances ne sont pas observables en *orientation* longitudinale; en effet, l'excitation optique de la vapeur est alors décrite par un vecteur qui se transforme de la même façon que le champ statique lorsqu'on passe du problème réel au problème équivalent [4,5], le pompage reste alors longitudinal dans les deux cas de figure.

3. Principe du calcul

Le calcul explicite de la résonance se fait soit en étudiant le mouvement de l'ellipsoïde des alignements, soit en utilisant les opérateurs de l'atome habillé. Choisisant la direction Oz de la radiofréquence comme

direction de quantification, l'évolution de la composante tensorielle $\langle \tau_q^k \rangle$ du problème équivalent [3] s'exprime sous la forme:

$$d\langle \tau_q^k \rangle / dt = \lambda_q^k J_0 (q\omega_1 / \omega) - \Gamma \langle \tau_q^k \rangle + i \gamma \langle [\tau_q^k, h_0 \cdot j] \rangle. \quad (1)$$

Le premier terme de cette équation représente le pompage; il diffère de la composante tensorielle λ_q^k , qui décrit dans les mêmes conditions expérimentales le pompage de l'atome nu, par le facteur $J_0 (q\omega_1 / \omega)$ [4]. C'est parce que ce facteur est différent pour les diverses composantes tensorielles $\langle \tau_0^0 \rangle$, $\langle \tau_2^0 \rangle$, $\langle \tau_{-2}^0 \rangle$ qu'il apparaît une résonance (la déformation de l'ellipsoïde dans le problème équivalent est en effet intimement liée à l'efficacité du pompage pour les diverses composantes tensorielles de l'atome habillé).

Le second terme de l'éq. (1) décrit la relaxation; pour simplifier, on la représente à l'aide d'une seule constante de temps $1/\Gamma$. Enfin, le troisième terme décrit, dans le cadre de l'approximation séculaire, l'interaction du système avec les deux champs appliqués H_0 et $H_1 \cos \omega t$.

Comme nous l'avons signalé plus haut, lorsqu'on passe du problème réel au problème équivalent, on trouve que cette interaction se réduit à un couplage Zeeman entre le moment cinétique j de l'atome habillé [3, 5] et le seul champ statique fictif h_0 introduit plus haut.

Les relations de commutation entre j et les τ_q^k étant les mêmes que celles qui existent entre le moment cinétique J et les opérateurs tensoriels T_q^k d'un atome libre, le calcul de la solution stationnaire de l'éq. (1) est exactement semblable au calcul habituel d'une résonance Hanle. On obtient:

$$\langle \tau_0^0 \rangle = -(\lambda/8\Gamma) \{ 1 + 3J_0 (2\omega_1 / \omega) + 3\Gamma^2 [1 - J_0 (2\omega_1 / \omega)] \times [\Gamma^2 + 4\omega_0^2 J_0^2 (\omega_1 / \omega)]^{-1} \}, \quad (2)$$

$$\langle \tau_2^0 \rangle + \langle \tau_{-2}^0 \rangle = (6^{1/2} \lambda / 8\Gamma) \{ 3J_0 (2\omega_1 / \omega) + 1 - \Gamma^2 [1 - J_0 (2\omega_1 / \omega)] \times [\Gamma^2 + 4\omega_0^2 J_0^2 (\omega_1 / \omega)]^{-1} \}, \quad (3)$$

$$\langle \tau_2^0 \rangle - \langle \tau_{-2}^0 \rangle = \langle \tau_1^0 \rangle = \langle \tau_{-1}^0 \rangle = 0. \quad (4)$$

En fait, la détection n'est pas sensible aux $\langle \tau_q^2 \rangle$ mais à des combinaisons linéaires d'observables tensorielles $\langle T_q^2 \rangle$ de l'atome nu. On trouve l'expression de $\langle T_q^2 \rangle$ en fonction des $\langle \tau_q^2 \rangle$ en utilisant les relations entre opérateurs tensoriels réels et opérateurs du problème équivalent qui sont établis dans les refs. [3] et [4]:

$$\langle T_q^2 \rangle = \sum_r J_r (q\omega_1 / \omega) \langle \tau_q^2 \rangle e^{ir\omega t}. \quad (5)$$

La formule (5) montre que la résonance apparaît non seulement sur un signal statique mais également sur des modulations à $p\omega$. Dans tous les cas la largeur de la résonance est donnée par:

$$\Gamma_0 = \Gamma / J_0 (\omega_1 / \omega). \quad (6)$$

L'élargissement dû à la radiofréquence est identique à celui de l'effet Hanle de l'atome habillé observé en orientation transversale [8]: son origine est la modification du facteur de Landé atomique due à l'interaction avec les photons de radiofréquence non résonnants [5]. On voit sur la formule (6) que la largeur de la résonance s'annule lorsque Γ tend vers 0 et ne se présente pas sous la forme habituelle d'une largeur de résonance magnétique que l'on peut écrire (pour une transition à n quanta) $(\Gamma^2 + k H_1^2 n)^{1/2}$ (formule valable dans le cas du processus Raman de la réf. [2]).

Nous avons d'abord observé la résonance sur des modulations sans utiliser d'analyseur à la détection; au moyen des formules (2)–(5), on montre que la résonance n'apparaît que sur les modulaires paires et que l'intensité I_{2p} sur la modulation à $2p\omega$ ($p \neq 0$) varie selon la loi:

$$I_{2p} = (3\lambda/16\Gamma) J_{2p} (2\omega_1 / \omega) [1 - J_0 (2\omega_1 / \omega)]. \quad (7)$$

Dans notre étude du signal statique, nous avons disposé à la détection un analyseur tournant qui permet de mesurer la différence entre les alignements le long de Oz et de Oy. On trouve pour l'intensité I_0 :

$$I_0 = (3\lambda/16\Gamma) [3 + J_0 (2\omega_1 / \omega)] \times [1 - J_0 (2\omega_1 / \omega)]. \quad (8)$$

On vérifie sur les formules (7) et (8) qu'il n'y a pas de résonance en absence de radiofréquence ($\omega_1 = 0$).

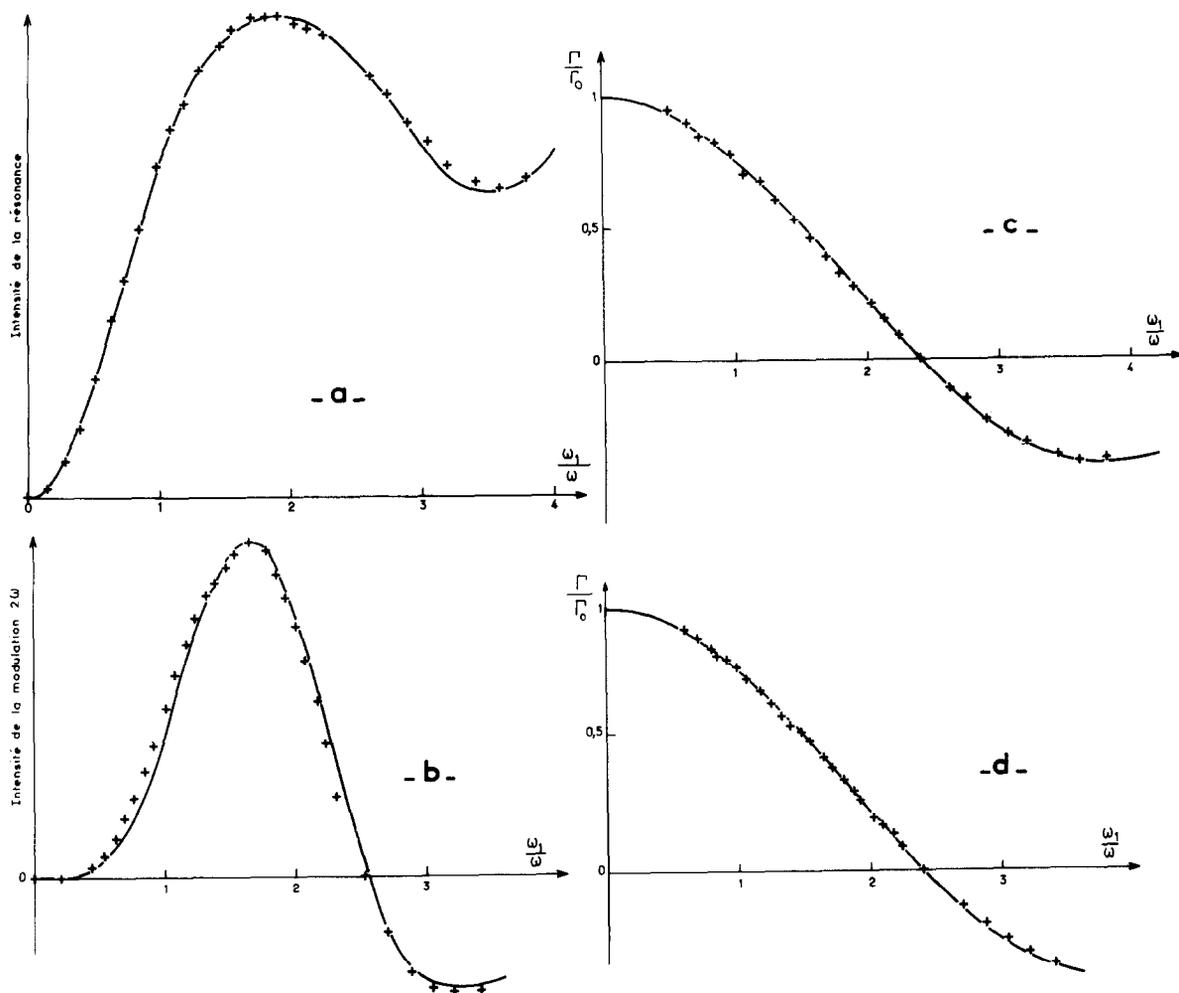


Fig. 4. Etude expérimentale de la résonance Hanle. (a) Intensité du signal statique en fonction de ω_1/ω . (b) Intensité de la modulation à 2ω en fonction de ω_1/ω . (c) et (d) Largeur de la résonance observée respectivement sur le signal statique et sur la modulation à 2ω en fonction de ω_1/ω . Les courbes sont théoriques et les points expérimentaux.

4. Résultats expérimentaux

Les expériences ont été réalisées sur des atomes de ^{201}Hg dans l'état fondamental. Pour obtenir de l'alignement longitudinal, on utilise les techniques classiques du pompage optique [9] : la cellule de résonance est irradiée par le rayonnement à 2537 \AA non polarisé issu d'une lampe à ^{198}Hg (fig. 1). On détecte le signal sur la lumière transmise, sans analyseur dans le cas des modulations, avec analyseur tournant pour le signal statique. On a vérifié expérimentalement les formules (6), (7) et (8). Sur les figs. 4a et b on a porté l'intensité du signal statique et de la

modulation à 2ω en fonction de ω_1/ω ; sur les figs. 4c et d on a porté la largeur de ces résonances toujours en fonction de ω_1/ω . On constate un très bon accord entre les prévisions théoriques (représentées par les courbes en traits pleins) et les résultats expérimentaux.

5. Conclusion

Nous avons montré comment l'introduction d'un champ de radiofréquence non résonnant permet d'observer une résonance Hanle en pompage optique longitudinal. En fait, la résonance Hanle n'est qu'un

cas particulier de résonance de cohérence observable à un croisement de niveaux; on montre dans la réf. [10] qu'il y a deux types de croisements de niveaux: ceux pour lesquels l'observation d'une résonance de cohérence nécessite un pompage transversal et ceux pour lesquels la résonance est également observable en pompage optique longitudinal; les premiers sont appelés "croisements de première espèce" et les seconds "croisements de deuxième espèce". Le croisement de niveaux en champ magnétique nul d'un atome "habillé" par des photons de radio-fréquence de polarisation σ est un croisement de deuxième espèce. D'autres exemples de croisement de deuxième espèce seront donnés dans une prochaine publication [11].

Références

- [1] J. Brussel, *Pompage optique (optique et électronique quantique, les Houches 1964, Gordon and Breach)* et références in.
- [2] M. Ledourneuf, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et S. Haroche, *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* 272 (1971) 985.
- [3] S. Haroche, Thèse, Paris (1971); *Ann. Phys.* 6 (1971) 189, 327.
- [4] C. Landre, Thèse, 3ème cycle, Paris (1970).
- [5] C. Landre, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et S. Haroche, *J. Phys.* 31 (1970) 971.
- [6] F. Laloe, M. Leduc et P. Minguzzi, *J. Phys.* 30 (1969) 341.
- [7] G. Grynberg, Thèse, 3ème cycle, Paris (1972).
- [8] C. Cohen-Tannoudji et S. Haroche, *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* 262 (1966) 268.
- [9] B. Cagnac, Thèse, Paris (1961); *Ann. Phys.* 6 (1961) 467.
- [10] G. Grynberg, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et S. Haroche, *J. Phys.*, à paraître.
- [11] G. Grynberg, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et S. Haroche, *J. Phys.*, à paraître.