

L'émission spontanée d'un système à 2 niveaux irradié par un laser résonnant intense.

E. Evolution des éléments non-diagonaux de la matrice densité

Dans ce §, on explicite l'équation pilote (VIII-21) pour les éléments non-diagonaux de la matrice densité de l'atome habillé.

On interprète physiquement ces équations, en particulier les termes décrivant les transferts radiatifs, et on en déduit très simplement les largeurs des diverses composantes des spectres de fluorescence.

① Notations

- On pose $\langle i, n | \sigma(t) | j, n-p \rangle = \sigma_{ij, n}^p(t)$ (X-1)

- On s'intéressera surtout :

(i) aux cohérences basse fréquence $p=0$ $\sigma_{i2n}^0(t)$
car elles interviennent dans l'intensité totale de la lumière émise.

(ii) aux cohérences optiques $p=1$ $\sigma_{ij, n}^+(t)$
car elles interviennent dans la valeur moyenne du dipôle atomique :

$$\langle D \rangle = \sum_{i, j, n} \sigma_{ij, n}^+(t) d_{ji} + c.c. \quad (X-2)$$

② Equations d'évolution.

On repart de l'équation pilote VIII-21 (en supposant valable l'approximation VIII-18 des vitesses de variation indépendantes) et on la projette entre $\langle i, n |$ et $| j, n-p \rangle$.

a. Termes d'amortissement

$$-\frac{1}{2} \langle i, n | \{ D^+ D^-, \sigma(t) \}_+ | j, n-p \rangle \quad (X-3)$$

Par suite de l'approximation séculaire (condition VIII-22), il suffit de conserver dans (X-3), les termes en $\sigma_{ij, n}^p(t)$, ce qui donne finalement pour (X-3) :

$$-\frac{1}{2} (\Gamma_i + \Gamma_j) \sigma_{ij, n}^p(t) \quad (X-4)$$

On trouve que le taux d'amortissement de $\sigma_{ij, n}^p(t)$ est la demi-somme des taux d'amortissement Γ_i et Γ_j des 2 niveaux de l'atome habillé $| i, n \rangle$ et $| j, n-p \rangle$ reliés par σ .

b. Termes de transfert

$$\langle i, n | D^- \sigma(t) D^+ | j, n-p \rangle \quad (X-5)$$

Par suite de l'approximation séculaire, il ne faut retenir que les couplages de $\langle i, n | \sigma(t) | j, n-p \rangle$ avec des éléments de matrice de σ , $\langle k, n+1 | \sigma(t) | l, n-p+1 \rangle$ évoluant à la même fréquence.

Il y a alors 2 cas à envisager :

(i) Ou bien $i \neq j$, auquel cas le seul couplage non seculaire associé à (X-5) correspond à $k=i$ et $l=j$ (cas non-dégénéré).

$\sigma_{ij,n}^P$ est couplé à $\sigma_{ij,n+1}^P$, le coefficient de couplage étant :
 $\langle i,n | D^- | i,n+1 \rangle \langle j,n-p+1 | D^+ | j,n-p \rangle = d_{ii} d_{jj}$ (X-6)

Exemples

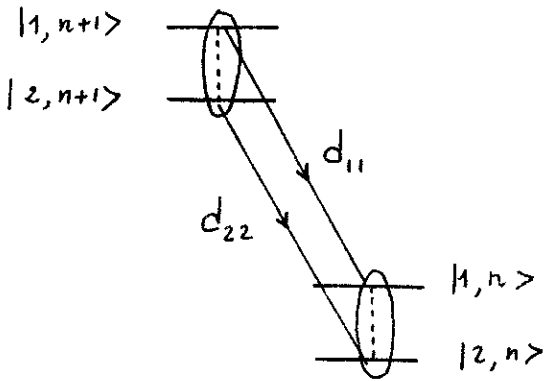


Fig 1 : Transfert entre cohérences barre fréquence évoluant à $\bar{\omega}$

$$\sigma_{12,n+1}^o(t) \xrightarrow{d_{11} d_{22}} \sigma_{12,n}^o(t)$$

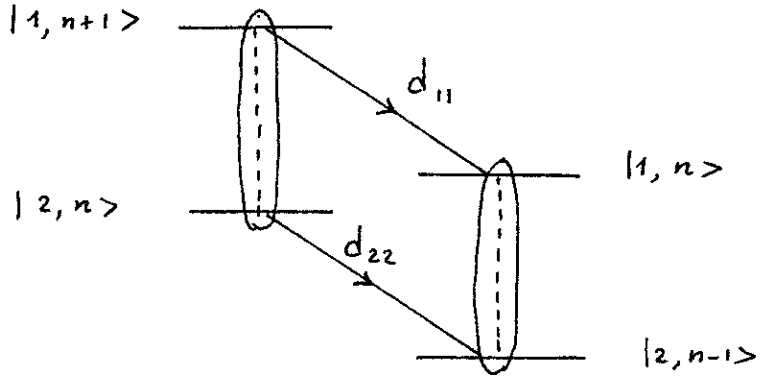


Fig 2 : Transfert entre cohérences optiques évoluant à $\omega_2 + \bar{\omega}$

$$\sigma_{12,n+1}^+(t) \xrightarrow{d_{11} d_{22}} \sigma_{12,n}^+(t)$$

(ii) Ou bien $i = j$, auquel cas $\sigma_{ii,n}^P(t)$ est couplé à $\sigma_{11,n+1}^P(t)$ et $\sigma_{22,n+1}^P(t)$ (cas dégénéré).

Exemple

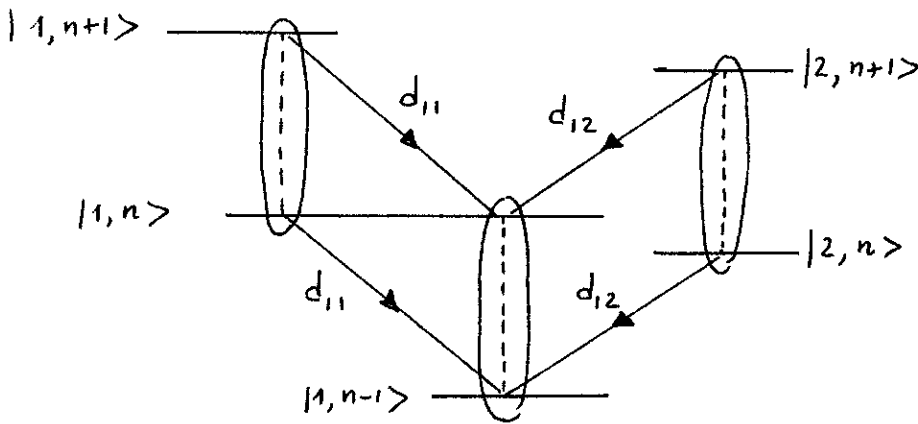


Fig.3 : Transfert entre cohérences optique évoluant à $\bar{\omega}_2$.

$$\begin{aligned} \sigma_{11,n+1}^+(t) &\xrightarrow{d_{11} d_{11} = \Gamma_{11}} \sigma_{11,n}^+(t) \\ \sigma_{22,n+1}^+(t) &\xrightarrow{d_{12} d_{12} = \Gamma_{12}} \sigma_{11,n}^+(t) \end{aligned}$$

Donc, par suite de la périodicité du diagramme d'énergie, il y a des couplages par transfert radiatif entre éléments non diagonaux évoluant

à la même fréquence. L'oubli de ces termes de transfert conduirait à des conclusions tout à fait erronées sur les constantes de temps d'amortissement du dipôle atomique, et par suite sur la largeur des raies des spectres d'émission.

c - Evolution propre

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ij}^P(t) = -i [E_i - E_j + p\omega_L] \sigma_{ij}^P(t) \tag{X-7}$$

d Récapitulation

$i \neq j$

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ij}^P(t) = -\frac{1}{2} (\Gamma_i + \Gamma_j) \sigma_{ij}^P(t) + d_{ij} d_{j,n+1} \sigma_{ij,n+1}^P(t) - i (E_i - E_j + p\omega_L) \sigma_{ij}^P(t) \tag{X-8}$$

$i = j$

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ii}^P(t) = -\Gamma_i \sigma_{ii}^P(t) + \sum_{j=1,2} \Gamma_{ij} \sigma_{jj,n+1}^P(t) - i p\omega_L \sigma_{ii}^P(t) \tag{X-9}$$

③ Conditions initiales.

- Comme dans le § D-2, on suppose une entrée soudaine dans le faisceau laser de l'atome (dans l'état inférieur a)

$$|\psi(0)\rangle = |a\rangle \otimes \sum_n c_n |n\rangle \tag{X-10}$$

$$c_n = e^{-|\alpha|^2/2} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \tag{X-11}$$

$$\alpha = |\alpha| e^{i\theta} \tag{X-12}$$

$$|c_n|^2 = P_0(n) \tag{X-13}$$

θ : phase du champ laser.

- Matrice densité initiale

$$\sigma_{ij}^P(0) = \langle i,n | \psi(0) \rangle \langle \psi(0) | j,n-p \rangle = \sum_{n',n''} \langle i,n | a,n' \rangle \langle a,n'' | j,n-p \rangle c_{n'} c_{n''}^* \tag{X-14}$$

D'après les expressions des états $|i,n\rangle$ (voir figure 4 page VIII-3), il faut dans la somme précédente prendre $n' = n+1$, $n'' = n-p+1$ et l'on a

$$\langle 1,n | a,n+1 \rangle = \sin \varphi \quad \langle 2,n | a,n+1 \rangle = \cos \varphi \tag{X-14}$$

où l'angle φ est défini en (VIII-2).

D'autre part, si p n'est pas trop grand

$$c_{n+1} c_{n-p+1}^* \approx |c_{n+1}|^2 e^{i p \theta} \approx P_0(n) e^{i p \theta} \tag{X-15}$$

de sorte que finalement on peut écrire

$$\sigma_{ij}^P(0) = P_0(n) e^{i p \theta} \rho_{ij}(0) \tag{X-16}$$

$$\text{ou } \rho_{ij}(0) = \langle i, n | a_{,n+1} \rangle \langle a_{,n-p+1} | j, n-p \rangle \quad (X-17) \quad \overline{X-4}$$

est donné par la matrice 2×2

$$\rho_{ij}(0) = \begin{pmatrix} \sin^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \cos^2 \varphi \end{pmatrix} \quad (X-18)$$

④ Résolution des équations d'évolution.

a) Cas non dégénéré ($i \neq j$)

Comme dans le § D-4, récrivons l'équation (X-8) sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ijn}^P(t) = \left[-\frac{1}{2}(\Gamma_i + \Gamma_j) + d_{ii}d_{jj} \right] \sigma_{ijn}^P(t) + d_{ii}d_{jj} [\sigma_{ijn+1}^P(t) - \sigma_{ijn}^P(t)] - i[E_i - E_j + p\omega_L] \sigma_{ijn}^P(t) \quad (X-19)$$

On a ajouté et retranché $d_{ii}d_{jj} \sigma_{ijn}^P(t)$.

Comme la dépendance en n de $\sigma_{ijn}^P(t)$ est très large (largeur de l'ordre de \sqrt{n} , comme $p_0(n)$), le 2^{ème} terme de (X-19), $d_{ii}d_{jj} [\sigma_{ijn+1}^P - \sigma_{ijn}^P]$ est beaucoup plus petit que les 2 autres, par un facteur de l'ordre de $1/\sqrt{n}$ et, comme dans le § D-4, nous le négligeons.

On obtient alors immédiatement la solution de l'équation (X-19) :

$$\text{Si } i \neq j \quad \sigma_{ijn}^P(t) = \sigma_{ijn}^P(0) e^{-i[p\omega_L + E_i - E_j]t} e^{-L_{ij}t} \quad (X-20)$$

$$\text{ou } \boxed{L_{ij} = \frac{1}{2}(\Gamma_i + \Gamma_j) - d_{ii}d_{jj}} \quad (X-21)$$

L_{ij} Une cohérence non dégénérée ($i \neq j$) s'amortit donc avec un taux qui n'est pas simplement la demi-somme de Γ_i et Γ_j mais qui est corrigé par le terme $-d_{ii}d_{jj}$ associé aux transferts radiatifs des figures 1 et 2.

Remarques

(i) Nous avons supposé implicitement d_{ii} et d_{jj} réels. Sinon, il faudrait séparer dans (X-21) les parties réelle et imaginaire de cette quantité, la partie imaginaire venant corriger la fréquence d'évolution $p\omega_L + E_i - E_j$ de σ_{ijn}^P .

(ii) On peut, à partir de l'inégalité de Schwarz, montrer que $L_{ij} \geq 0$, c-à-d que la cohérence σ_{ijn}^P s'amortit par émission spontanée et ne s'amplifie jamais.

b) Cas dégénéré ($i = j$)

- En ajoutant et en retranchant à l'équation X-9 $\sum_j \Gamma_{ij} \sigma_{jjn}^P$, puis en négligeant le terme $\sum_j \Gamma_{ij} [\sigma_{jjn+1}^P - \sigma_{jjn}^P]$ qui apparaît alors et qui est environ $1/\sqrt{n}$ fois plus petit que les autres, on obtient pour les 2 cohérences dégénérées σ_{iin}^P ($i=1,2$) le système d'équations :

$$\frac{d}{dt} \sigma_{iin}^P(t) = -\Gamma_i \sigma_{iin}^P(t) + \sum_j \Gamma_{ij} \sigma_{jjn}^P(t) - ip\omega_L \sigma_{iin}^P(t) \quad (X-22)$$

que l'on peut récrire, en introduisant le vecteur $\sigma_n^P(t)$ à 2 composantes σ_{11n}^P et σ_{22n}^P et en utilisant la matrice C introduite en (IX-30) :

$$\frac{d}{dt} \sigma_n^P(t) = - C \sigma_n^P(t) - i p \omega_L \sigma_n^P(t) \quad (X-23)$$

- Au terme d'évolution propre près $-i p \omega_L \sigma_n^P$ [dont on pourrait d'ail- leurs se débarrasser en changeant de variables : $\tilde{\sigma}_n^P = \sigma_n^P e^{i p \omega_L t}$], on obtient donc le même système d'équations que pour les 2 populations π_{1n} et π_{2n} étudiés dans le § D-4 [comparez X-23 et IX-32]

Les résultats concernant l'évolution des cohérences dégénérées σ_{11n}^P et σ_{22n}^P sont donc, à l'évolution propre près, très analogues à ceux concernant les populations $\pi_{1n}(t)$ et $\pi_{2n}(t)$ des niveaux $|1, n\rangle$ et $|2, n\rangle$. Deux taux d'amortissement apparaissent dans l'évolution de σ_{11n}^P et σ_{22n}^P , qui sont les valeurs propres de la matrice 2×2 C . Nous avons vu dans le § D que l'une de ces valeurs propres est nulle, l'autre égale à $\Gamma_{12} + \Gamma_{21}$.

Donc, après un régime transitoire durant un temps égal à $1 / (\Gamma_{12} + \Gamma_{21})$, les cohérences σ_{11n}^P et σ_{22n}^P tendent vers des régimes d'oscillation forcée à la fréquence $p \omega_L$.

- Connaissant la solution stationnaire des équations (IX-32), on peut très simplement en déduire celle des équations (X-23)

Il suffit de comparer les conditions initiales. Pour les équations (IX-32), on partait de $\pi_{in}(0) = P_0(n) \pi_i(0)$ avec $\pi_1(0) = \sin^2 \varphi$ et $\pi_2(0) = \cos^2 \varphi$ [cf IX-14] et on aboutissait en régime stationnaire à $\pi_{in}(\infty) = P_0(n) \pi_i(\infty)$ où $\pi_1(\infty)$ et $\pi_2(\infty)$ sont donnés en (IX-38) Ici, on part de $\sigma_{iin}^P(0) = P_0(n) e^{i p \theta} \rho_{ii}(0)$ où, d'après (X-18), $\rho_{11}(0) = \sin^2 \varphi$, $\rho_{22}(0) = \cos^2 \varphi$. On en déduit que, pour t suffisamment grand (devant $1 / (\Gamma_{12} + \Gamma_{21})$), on a :

$$\begin{cases} \sigma_{11n}^P(t) = P_0(n) e^{i p \theta} \pi_1(\infty) e^{-i p \omega_L t} \\ \sigma_{22n}^P(t) = P_0(n) e^{i p \theta} \pi_2(\infty) e^{-i p \omega_L t} \end{cases} \quad (X-24)$$

Les seules différences avec $\pi_{1n}(t)$ et $\pi_{2n}(t)$ proviennent de $e^{i p \theta}$ (conditions initiales) et de $e^{-i p \omega_L t}$ (évolution propre)

- Si l'on prend $p=1$, les solutions forcées (X-24) permettent de calculer entièrement le mouvement forcé à la fréquence ω_L du dipôle atomique sous l'effet de l'interaction avec l'onde laser cohérente incidente.

5) Application : largeur des raies en émission.

a) Argument intensité.

Il semble tout à fait plausible que la largeur d'une composante du spectre de fluorescence soit égale au taux d'amortissement de la composante du dipôle atomique oscillant à la fréquence correspondante. Ce résultat sera établi plus tard de manière rigoureuse.

Comme $\langle D \rangle$ est, d'après (X-2), proportionnel à $\sigma_{ij}^+(t)$ ($p=1$), il suffit d'étudier les taux d'amortissement des cohérences $\sigma_{ij}^+(t)$.

b) Largeur des raies latérales en $\omega_L + \bar{\omega}$ et $\omega_L - \bar{\omega}$

- Les composantes correspondantes du dipôle sont proportionnelles à $\sigma_{12n}^+(t)$ et $\sigma_{21n}^+(t)$ (cas non dégénéré).

Comme $\sigma_{12n}^+(t)$ et $\sigma_{21n}^+(t)$ sont amortis avec un taux L_{12} (d'après X-21, $L_{12} = L_{21}$), on en déduit que les 2 raies latérales en $\omega_L + \bar{\omega}$ et $\omega_L - \bar{\omega}$ ont même largeur, égale à L_{12} . Comme d'après (IX-46), elles ont aussi même poids, on en déduit que le spectre est symétrique.

- En utilisant les expressions (IX-37) de Γ_{12} et Γ_{21} , les expressions $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi$ déduites de VIII-5 et IX-6, les expressions VIII-5 des d_{ij} , on déduit

$$\Gamma_1 = \Gamma \cos^2 \varphi \quad \Gamma_2 = \Gamma \sin^2 \varphi \quad (\text{X-25})$$

$$d_{11} d_{22} = - \Gamma \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \quad (\text{X-26})$$

et par suite

$$L_{12} = \Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \right) \quad (\text{X-27})$$

c) Structure de la raie centrale en ω_L

- La composante du dipôle oscillant à ω_L est une combinaison linéaire de σ_{11n}^+ et σ_{22n}^+ .

Comme le moment de σ_{11n}^+ et σ_{22n}^+ fait, d'après les résultats du § E4 précédent, apparaître 2 composantes de même fréquence ω_L , mais de taux d'amortissement différents, 0 et $\Gamma_{12} + \Gamma_{21}$, on en déduit que la raie centrale est la superposition d'une composante de largeur nulle (composante centrale élastique) et d'une composante de largeur $\Gamma_{12} + \Gamma_{21}$ (composante centrale inélastique).

- On peut calculer aisément les poids respectifs des composantes centrale élastique et centrale inélastique.

(i) Nous verrons plus tard que le spectre de la lumière de fluorescence est donné par la transformée de Fourier de la fonction de corrélation du dipôle atomique :

$$L_F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^T dt \int_0^T dt' e^{-i\omega(t-t')} \langle D^+(t) D^-(t') \rangle \quad (X-28) \quad \boxed{X-7}$$

En intégrant (X-28) sur ω , on fait apparaître une fonction $\delta(t-t')$ ce qui donne pour l'intervalle totale de la lumière émise :

$$I = \int_0^T dt \langle D^+(t) D^-(t) \rangle \quad (X-29)$$

En explicitant (X-29) et en utilisant le fait que seules les populations stationnaires sont non nulles dans (X-29) [les cohérences basses fréquences tendent, d'après (X-20), vers 0 en un temps court devant le temps de transit T de l'atome dans le faisceau laser], on obtient

$$I = \sum_i \sum_j \sum_n \int_0^T P_0(n) \Pi_i(t) \Gamma_{ji} \approx \sum_i \sum_j T \Gamma_{ji} \Pi_i(\infty) \quad (X-30)$$

On obtient ainsi le même résultat que celui obtenu en ajoutant les poids de toutes les raies $J(\omega_i)$, $J(\omega_2 + \bar{\omega})$, $J(\omega_2 - \bar{\omega})$ calculés en (X-45).

(ii) Pour faire apparaître la composante élastique dans (X-28), il suffit d'écrire

$$D^+(t) = \langle D^+(t) \rangle + \underbrace{D^+(t) - \langle D^+(t) \rangle}_{\delta D^+(t)} \quad (X-31)$$

et une formule analogue pour $D^-(t')$, c.-à-d. de séparer dans le mouvement du dipôle, la valeur moyenne $\langle D^+(t) \rangle$, et la fluctuation $\delta D^+(t) = D^+(t) - \langle D^+(t) \rangle$ par rapport à la valeur moyenne.

On obtient alors en reportant (X-31) dans (X-28) :

$$L_F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left| \int_0^T dt \langle D^-(t) \rangle e^{i\omega t} \right|^2 + \frac{1}{2\pi} \int_0^T dt \int_0^T dt' e^{-i\omega(t-t')} \langle \delta D^+(t) \delta D^-(t') \rangle \quad (X-32)$$

Le 1^{er} terme de (X-32) représente la lumière rayonnée par le dipôle moyen mis en résonance par l'onde incidente : diffusion élastique de largeur nulle, ou plutôt de largeur égale à la largeur d'incertitude $1/T$. Le 2nd terme de (X-32) représente l'ensemble de la partie inélastique du spectre (composante centrale inélastique + composantes latérales).

Le raisonnement précédent montre donc finalement qu'avec les mêmes coefficients de normalisation que ceux apparaissant en (X-45), la raie élastique centrale est donnée par

$$\frac{1}{2\pi} \left| \int_0^T dt \langle D^-(t) \rangle e^{i\omega t} \right|^2 \quad (X-33)$$

Or

$$\langle D^-(t) \rangle = \sum_{i,j,n} \langle j, n-1 | D^- | i, n \rangle \langle i, n | \sigma(t) | j, n-1 \rangle \quad (X-34)$$

Comme, en résonance forcée, les cohérences dégénérées $\sigma_{i'n}^+$ sont seules à être non nulles (voir X-20 et X-24) on en déduit en résonance forcée

$$\langle D^-(t) \rangle = \sum_{i,n} d_{ii} \sigma_{i'n}^+(t) \quad (X-35)$$

c.-à-d. encore d'après (X-24) :

$$\langle D^-(t) \rangle = e^{i\theta} e^{-i\omega_L t} [d_{11} \Pi_1(\infty) + d_{22} \Pi_2(\infty)] \quad (X-36)$$

- Finalement, en reportant (X-36) dans (X-33), on obtient pour le poids de la raie centrale élastique J_{el}

$$J_{el} = T [d_{11} \pi_1(\infty) + d_{22} \pi_2(\infty)]^2 \quad (X-37)$$

ce qui compte tenu des expressions VIII-5 des d_{ij} et (IX-38) des $\pi_i(\infty)$ donne

$$J_{el} = \Gamma T \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \left(\frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \right)^2 \quad (X-38)$$

- Comme on connaît d'après (IX-47) le poids total de la raie centrale (élastique + inélastique), on en déduit le poids de la raie centrale inélastique J_{inel}^c

$$J_{inel}^c = J(\omega_L) - J_{el} = 4 \Gamma T \frac{\sin^6 \varphi \cos^6 \varphi}{(\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi)^2} \quad (X-39)$$

⑥ Récapitulation des résultats sur le spectre de fluorescence.

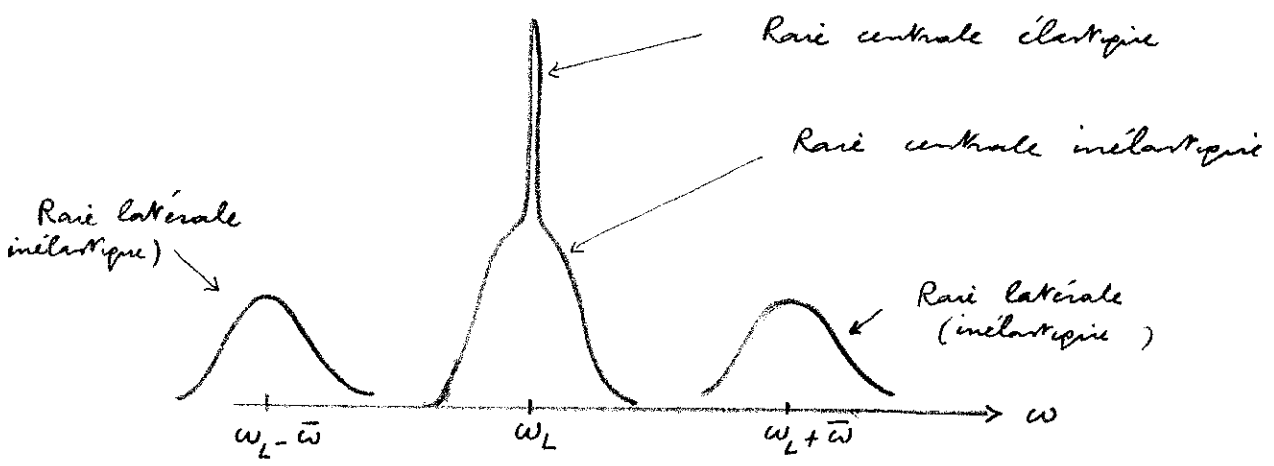


Fig. 4

Le traitement par la méthode de l'atome habillé permet donc en conclusion à la limite $\bar{\omega} \gg \Gamma$ (c-à-d à la limite des raies bien séparées) de préciser entièrement le spectre de fluorescence. On obtient

- 2 raies latérales
 - position $\omega_L + \bar{\omega}$ et $\omega_L - \bar{\omega}$
 - poids $\Gamma T \frac{\sin^4 \varphi \cos^4 \varphi}{\sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi}$
 - largeur $\Gamma \left[\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \right]$
- 1 raie centrale élastique de poids $\Gamma T \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \left(\frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \right)^2$
- 1 raie centrale inélastique.
 - largeur: $\Gamma (\sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi)$
 - poids $4 \Gamma T \frac{\sin^6 \varphi \cos^6 \varphi}{(\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi)^2}$

Bibliographie (non exhaustive)

X-9

- Etudes expérimentales

F. Schuda, C.R. Stroud and M. Hercher J. Phys. B7, L198 (1974)

H. Walther - Proceedings of the 2nd Laser Spectroscopy Conference
Meyre June 1975 ed. S. Haroche, J.C. Pchay-Peyronla, T. W.
Hansch and S.H. Harris Springer Verlag 1975 p. 358

W. Harty, W. Rasmussen, R. Schneider, et H. Walther Z. Phys A278, 205 (1976)

F.Y. Wu, R.E. Grove, S. Ezekiel Phys. Rev. Lett. 35, 1526 (1975)

R.E. Grove, F.Y. Wu and S. Ezekiel Phys. Rev. 1977 à paraître

H.M. Gibbs and T.N.C. Venkatesan - I.E.E.E. J. Quant. Electronics
11, 91 D (1975)

- Etudes théoriques

B.R. Mollow Phys. Rev. 188, 1969 (1969)

G. Olivier, E. Ressayre, A. Tallet Lettère al Nuovo Cimento 2, 777 (1971)

H.J. Carmichael and D.F. Walls J. Phys. B8, L77 (1975)

J. Phys. B9, 1199 (1975)

H.J. Kimble and L. Mandel Phys. Rev. A13, 2123 (1976)

S.S. Hansard and R.K. Bullough J. Phys. B8 L 157 (1975)

B. Renaud, R.M. Whitley, and C.R. Stroud Jr J. Phys. B9, L19 (1976)

S. Swain J. Phys. B8, L437 (1975)

C. Cohen-Tannoudji Proceedings 2nd Laser Spectroscopy Conference
cité plus haut p. 324

- Approche Atome habillé

C. Cohen-Tannoudji Frontiers in Laser Spectroscopy, Ecole
d'Eté des Hautes 1975, semon 27, éditeurs R. Salvan
S. Haroche et S. Liberman North Holland 1977

C. Cohen-Tannoudji et S. Reynaud J. Phys. B10, 345 (1977)

S. Reynaud Thèse 3^{ème} Cycle Paris 1977