Force radiative moyenne à la limite des faibles intensités et faibles vitesses

Buts de ce cours

Aux faibles intensités et faibles vitesses, les cohérences optiques peuvent être réexprimées adiabatiquement en fonction de l'opérateur densité σ_{gg} de l'état fondamental. Il en est donc de même de la force radiative moyenne qui ne dépend que des cohérences optiques. Le but de ce cours est de discuter l'expression approchée ainsi obtenue pour cette force moyenne et d'en extraire un certain nombre d'interprétations physiques.

Nous n'abordons pas encore ici le calcul de σ_{gg} et discutons simplement la structure de l'expression reliant la force moyenne à σ_{gg}.

1 Expression générale de la force moyenne

- Nous utiliserons systématiquement dans ce cours la notation

$$\hbar G^{\pm}(\vec{r}) = \vec{d}^{\pm}.E_L^{\pm}(\vec{r}) \qquad (5.1)$$

déjà introduite en (4.2). Les équations (3.2) et (3.3) donnant le dipole moyen deviennent avec ces notations

$$\langle\vec{d}(t)\rangle = \langle\vec{d}^+(t)\rangle + \langle\vec{d}^-(t)\rangle \qquad (5.2)$$

avec

$$\langle\vec{d}^-(t)\rangle = -\frac{1}{\delta+i\frac{\Gamma}{2}}\langle\vec{d}^-G^+\rangle e^{-i\omega_L t} \qquad (5.3.a)$$

$$\langle\vec{d}^+(t)\rangle = -\frac{1}{\delta-i\frac{\Gamma}{2}}\langle G^-\vec{d}^+\rangle e^{i\omega_L t} \qquad (5.3.b)$$

où $\langle\ \rangle$ signifie valeur moyenne dans l'état g : $\langle A\rangle = \mathrm{Tr}\, A\sigma_{gg}$.

- De même, l'expression (3.4) de la force moyenne devient, après avoir fait rentrer les quantités classiques E_{Li}^-, $\vec{\nabla}E_{Lj}^+$ ... dans la trace sur σ_{gg}

$$\vec{\mathcal{F}}(\vec{r},t) = -\hbar\frac{1}{\delta-i\frac{\Gamma}{2}}\langle G^-(\vec{r})(\vec{\nabla}G^+(\vec{r}))\rangle - \hbar\frac{1}{\delta+i\frac{\Gamma}{2}}\langle(\vec{\nabla}G^-(\vec{r}))G^+(\vec{r})\rangle \qquad (5.4)$$

- Séparons les parties réelles et imaginaires de $\frac{1}{\delta\pm i\frac{\Gamma}{2}}$ dans (5.4). On obtient

$$\vec{\mathcal{F}}(\vec{r},t) = \vec{\mathcal{F}}_1(\vec{r},t) + \vec{\mathcal{F}}_2(\vec{r},t) \qquad (5.5)$$

avec

$$\begin{cases} \vec{\mathcal{F}}_1(\vec{r},t) = -\hbar\frac{\delta}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}\left[\langle G^-(\vec{r})(\vec{\nabla}G^+(\vec{r}))\rangle + \langle(\vec{\nabla}G^-(\vec{r}))G^+(\vec{r})\rangle\right] & (5.6.a) \\ \vec{\mathcal{F}}_2(\vec{r},t) = i\hbar\frac{\Gamma/2}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}\left[\langle(\vec{\nabla}G^-(\vec{r}))G^+(\vec{r})\rangle - \langle G^-(\vec{r})(\vec{\nabla}G^+(\vec{r}))\rangle\right] & (5.6.b) \end{cases}$$

$\vec{\mathcal{F}}_1$ est la force associée aux déplacements lumineux, ou encore la force en δ', car c'est le même facteur, $\frac{\delta}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}$, qui apparait dans (5.6.a) et devant le terme décrivant l'effet des déplacements lumineux dans (4.3)

$\vec{\mathcal{F}}_2$ est la force associée au pompage optique, ou encore la force en Γ', à cause du facteur $\frac{\Gamma/2}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}$

Remarque

La dépendance en δ et Γ de $\vec{\mathcal{F}}_1$ et $\vec{\mathcal{F}}_2$ n'est pas entièrement contenue dans les facteurs $\delta/(\delta^2+\Gamma^2/4)$ et $\Gamma/(\delta^2+\Gamma^2/4)$ de (5.6), car la résolution de l'équation pilote pour σ_{gg} donne une solution dépendant de δ et Γ, de sorte que les valeurs moyennes figurant dans les crochets de (5.6) dépendent aussi de δ et Γ. En particulier, il serait erroné de croire que, à grand désaccord ($|\delta| \gg \Gamma$), $\vec{\mathcal{F}}_2$ est négligeable devant $\vec{\mathcal{F}}_1$. Le crochet de (5.6.a) peut en effet avoir une valeur beaucoup plus petite que celle du crochet de (5.6.b)

(2) Interprétation de la force $\vec{\mathcal{F}}_1$ associée aux déplacements lumineux.

- Revenons à l'équation (4.3). Le 1er terme de la 2ème ligne, qui décrit l'effet des déplacements lumineux, s'écrit

$$-i\,\frac{\delta}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}\left[G^-G^+,\sigma_{gg}\right] = \frac{1}{i\hbar}\left[H_{eff},\sigma_{gg}\right] \tag{5.7}$$

où

$$H_{eff} = \hbar\,\frac{\delta}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}\,G^-G^+ \tag{5.8}$$

est l'hamiltonien effectif associé aux déplacements lumineux dans l'état fondamental. On peut vérifier aisément que (4.16) coincide avec (5.8), compte tenu de (5.1).

- On voit alors aisément que $\vec{\mathcal{F}}_1$, donnée en (5.6.a), s'écrit

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = -\langle \vec{\nabla} H_{eff} \rangle \tag{5.9}$$

La force $\vec{\mathcal{F}}_1$ est donc tout simplement l'opposé de la valeur moyenne dans l'état fondamental du gradient de l'hamiltonien effectif associé aux déplacements lumineux, ce qui justifie le nom donné à $\vec{\mathcal{F}}_1$.

- Soient $|g_\alpha\rangle$ et E_α les états propres et valeurs propres de H_{eff}

$$H_{eff} = \sum_\alpha E_\alpha |g_\alpha\rangle\langle g_\alpha| \tag{5.10}$$

En prenant le gradient de (5.10), on obtient

$$\vec{\nabla} H_{eff} = \sum_\alpha (\vec{\nabla} E_\alpha)|g_\alpha\rangle\langle g_\alpha| + \sum_\alpha E_\alpha\left[(\vec{\nabla}|g_\alpha\rangle)\langle g_\alpha| + |g_\alpha\rangle(\vec{\nabla}\langle g_\alpha|)\right] \tag{5.11}$$

et par suite

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = -\sum_\alpha (\vec{\nabla} E_\alpha)\Pi_\alpha - \sum_\alpha E_\alpha\left[\langle g_\alpha|\sigma_{gg}|(\vec{\nabla}|g_\alpha\rangle) + (\vec{\nabla}\langle g_\alpha|)\sigma_{gg}|g_\alpha\rangle\right] \tag{5.12}$$

où
$$\Pi_\alpha = \langle g_\alpha | \sigma_{gg} | g_\alpha \rangle \tag{5.13}$$
est la population du niveau $|g_\alpha\rangle$

- Interprétation du 1er terme de (5.12)

Si les états propres $|g_\alpha\rangle$ de H_{eff} sont indépendants de $\vec{r}$, le dernier terme de (5.12) est nul et $\mathcal{F}_1$ se réduit à
$$\vec{\mathcal{F}}_1 = -\sum_\alpha (\vec{\nabla} E_\alpha)\, \Pi_\alpha \tag{5.14}$$
L'interprétation physique de (5.14) est très analogue à celle de la force dipolaire en termes d'atome habillé (voir Ref. 1). La force moyenne $\vec{\mathcal{F}}_1$ est la somme des forces $-\vec{\nabla} E_\alpha$ associées aux gradients des énergies des sous niveaux de g déplacés par la lumière (flèches de la figure 1), pondérées par les probabilités d'occupation de ces niveaux (cercles pleins de la figure 1)

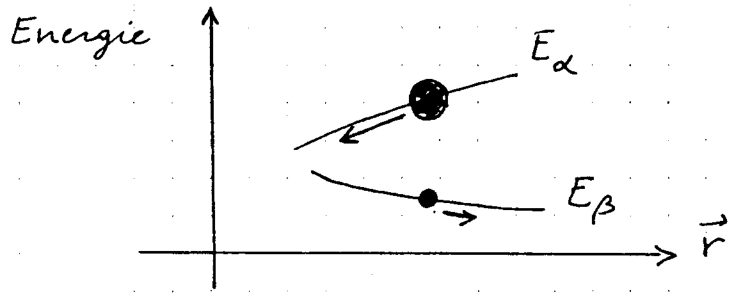


Figure 1

- Déplaçons l'atome de $\vec{r}$ à $\vec{r}+d\vec{r}$. Le travail qu'il faut effectuer contre la force $\vec{\mathcal{F}}_1$ écrite en (5.12) vaut
$$-\vec{\mathcal{F}}_1 . d\vec{r} = \sum_\alpha \Pi_\alpha\, dE_\alpha + \sum_\alpha E_\alpha \left[\langle g_\alpha | \sigma_{gg} | dg_\alpha \rangle + \langle dg_\alpha | \sigma_{gg} | g_\alpha \rangle \right] \tag{5.15}$$
où
$$dE_\alpha = d\vec{r} . \vec{\nabla} E_\alpha \tag{5.16.a}$$
$$|dg_\alpha\rangle = d\vec{r} . \vec{\nabla} |g_\alpha\rangle \tag{5.16.b}$$

- Interprétation du 2ème terme de (5.12)

Négligeons ici tout pompage optique. Si les états propres de H_{eff} ne dépendaient pas de $\vec{r}$, un atome initialement dans l'état $|g_\alpha\rangle$ resterait dans le même état quand on déplace l'atome. Si les états propres varient avec $\vec{r}$, l'atome peut quitter l'état $|g_\alpha\rangle$ quand on le déplace, par suite d'effets non adiabatiques. Au 1er ordre en $d\vec{r}$, le dernier terme de (5.15) peut s'écrire
$$\sum_\alpha E_\alpha\, d\Pi_\alpha^{na} \tag{5.17}$$
où
$$d\Pi_\alpha^{na} = \left(\langle g_\alpha | + \langle dg_\alpha | \right) \sigma_{gg} \left(|g_\alpha\rangle + |dg_\alpha\rangle \right) - \langle g_\alpha | \sigma_{gg} | g_\alpha \rangle \tag{5.18}$$
est la variation non adiabatique de la population de l'état $|g_\alpha\rangle$ au cours du déplacement (voir discussion analogue pour les forces dipolaires dans la référence 1.).

(3) Développement de l'onde laser en ondes planes

On peut toujours développer l'onde laser $\vec{E}_L^+(\vec{r})$ en ondes planes progressives de vecteurs d'ondes $\vec{k}_\mu$

$$\vec{E}_L^+(\vec{r}) = \sum_\mu \vec{E}_\mu^+(\vec{r}) \tag{5.19}$$

où $\vec{E}_\mu^+(\vec{r})$ varie avec $\vec{r}$ comme $e^{i\vec{k}_\mu\cdot\vec{r}}$. On en deduit

$$\vec{\nabla} G^+ = i \sum_\mu \vec{k}_\mu G_\mu^+ \tag{5.20.a}$$

$$\vec{\nabla} G^- = -i \sum_\nu \vec{k}_\nu G_\nu^- \tag{5.20.b}$$

où

$$\hbar G_\mu^\pm = \vec{d}^\pm \cdot E_\mu^\pm(\vec{r}) \tag{5.21}$$

<u>Nouvelle expression de $\vec{\mathcal{F}}_1$</u>

– En reportant les équations (5.20) dans (5.6.a), on obtient

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = -i \frac{\delta}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \sum_\mu \sum_\nu \hbar \vec{k}_\mu \left[\langle G_\nu^- G_\mu^+ \rangle - \langle G_\mu^- G_\nu^+ \rangle \right] \tag{5.22}$$

– Termes à 1 seule onde $\mu = \nu$

Ils sont nuls car $[\langle G_\mu^- G_\mu^+ \rangle - \langle G_\mu^- G_\mu^+ \rangle] = 0$

– Termes à 2 ondes $\mu \neq \nu$. La contribution de la paire (μ, ν) s'écrit

$$-i \frac{\delta}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \hbar (\vec{k}_\mu - \vec{k}_\nu) \left[\langle G_\nu^- G_\mu^+ \rangle - \langle G_\mu^- G_\nu^+ \rangle \right] \tag{5.23}$$

– Interprétation : $\vec{\mathcal{F}}_1$ <u>est une force de redistribution</u>.

Le travail effectué par l'onde E_μ sur le dipole induit par l'onde E_ν est l'opposé de celui effectué par l'onde E_ν sur le dipole induit par l'onde E_μ. (Ce résultat peut se vérifier aisement en utilisant les termes en $\delta / \delta^2 + \Gamma^2/4$ de (5.3) et en remplaçant $G^\pm$ par $G_\nu^\pm$ (ou $G_\mu^\pm$), puis en calculant le travail effectué sur ce dipole moyen par E_μ (ou E_ν).

Si des photons sont absorbés sur l'onde E_μ à cause de la présence de l'onde E_ν, un nombre égal de photons sont émis (de manière stimulée) sur l'onde E_ν à cause de la présence de l'onde E_μ. Il y a donc un <u>transfert</u> de photons du mode μ au mode ν. Une telle redistribution ne change pas l'énergie totale du champ (puisque $\omega_\mu = \omega_\nu = \omega_L$), mais change l'impulsion totale du champ (puisque $\vec{k}_\mu \neq \vec{k}_\nu$) et donc celle de l'atome

Le fait que les termes en $\delta / (\delta^2 + \Gamma^2/4)$ ne correspondent pas à une variation du nombre global de photons est le pendant du fait que les déplacements lumineux ne font pas varier la population totale de g : la trace du commutateur de la 2ème ligne de (4.3) est nulle.

Nouvelle expression de $\vec{\mathcal{F}}_2$

– En reportant les équations (5.20) dans (5.6.b), on obtient

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = \frac{\Gamma/2}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \sum_\mu \sum_\nu \hbar \vec{k}_\mu \left[\langle G_\mu^- G_\nu^+ \rangle + \langle G_\nu^- G_\mu^+ \rangle \right] \tag{5.24}$$

– Termes à une seule onde ($\mu = \nu$). A la différence de ce qui se passe pour $\mathcal{F}_1$, ils sont non nuls et valent

$$\frac{\Gamma}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \hbar \vec{k}_\mu \langle G_\mu^- G_\mu^+ \rangle \tag{5.25}$$

Interprétation : Ces termes représentent la force de pression de radiation associée aux photons absorbés sur l'onde μ indépendamment de l'effet des autres ondes. Pour démontrer ce point il suffit de démontrer que le coefficient de $\hbar \vec{k}_\mu$ dans (5.25) est égal au nombre de photons absorbés par unité de temps par l'atome interagissant avec la seule onde μ, puisque chaque photon absorbé transfère une impulsion $\hbar \vec{k}_\mu$ à l'atome. Or, le dernier terme de la 2ème ligne de (4.3) est un terme de départ décrivant comment l'état fondamental se vide par absorption réelle de photons. En remplaçant dans ce dernier terme $G^\pm$ par $G_\mu^\pm$ (puisqu'on considère ici l'interaction avec la seule onde μ) et en prenant la trace, on trouve, en utilisant l'invariance d'une trace dans une permutation circulaire, que le nombre d'atomes quittant l'état g par unité de temps sous l'effet de la seule onde μ, n'est autre que $\frac{\Gamma}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \langle G_\mu^- G_\mu^+ \rangle$, c'est à dire le coefficient de $\hbar \vec{k}_\mu$ dans (5.25).

– Termes croisés à 2 ondes ($\mu \neq \nu$). La contribution de la paire (μ, ν) dans (5.24) s'écrit

$$\frac{\Gamma}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \hbar (\vec{k}_\mu + \vec{k}_\nu) \left[\langle G_\mu^- G_\nu^+ \rangle + \langle G_\nu^- G_\mu^+ \rangle \right] \tag{5.26}$$

Interprétation : Comme pour les termes croisés (5.24) de la force $\vec{\mathcal{F}}_1$, les processus physiques à l'origine du terme (5.26) sont l'absorption de photons $\hbar \vec{k}_\mu$ sur l'onde μ travaillant sur le dipole induit par l'onde ν, et réciproquement l'absorption de photons $\hbar \vec{k}_\nu$ sur l'onde ν travaillant sur le dipole induit par l'onde μ. Les nombres correspondants de photons absorbés par unité de temps sur les ondes μ et ν sont respectivement les coefficients de $\hbar \vec{k}_\mu$ et $\hbar \vec{k}_\nu$ dans (5.26). On voit qu'ils sont égaux dans (5.26) alors qu'ils ont des signes opposés dans les termes croisés (5.23) associés à $\vec{\mathcal{F}}_1$. Les processus à l'origine de (5.26) ne sont donc pas des processus de redistribution. Nous n'avons pas, comme pour $\vec{\mathcal{F}}_1$, des photons qui disparaissent de l'une des 2 ondes pour réapparaître dans l'autre, mais des photons qui disparaissent (ou apparaissent) en nombre égal dans les 2 ondes. Les termes (5.26) représentent donc des effets d'interférence qui augmentent (ou diminuent) de la même manière les pressions de radiation exercées par chacune des 2 ondes seules.

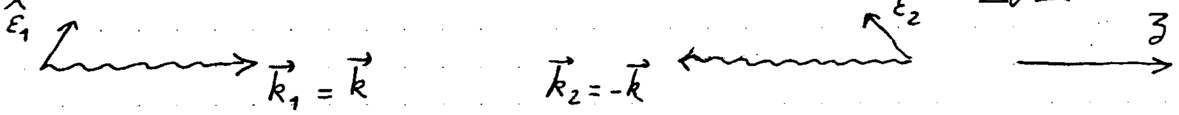
(4) Cas des mélasses optiques à une dimension.

– Nous supposons maintenant que l'onde laser est formée de 2 ondes planes se propageant dans des directions opposées, de vecteurs d'ondes

$$\vec{k}_1 = \vec{k} \qquad \vec{k}_2 = -\vec{k}_1 = -\vec{k} \tag{5.27}$$

et de polarisations $\hat{\varepsilon}_1$ et $\hat{\varepsilon}_2$ (Fig. 2)

Fig. 2



– La force $\vec{\mathcal{F}}_1$ est, comme nous l'avons vu plus haut, une force de pure redistribution. L'expression (5.2) devient ici :

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = \frac{\delta}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\, 2\hbar\vec{k}\, i \left[\langle G_1^- G_2^+ \rangle - \langle G_2^- G_1^+ \rangle \right] \tag{5.28}$$

– Comme $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{0}$ d'après (5.27), le terme croisé (5.26) de la force $\vec{\mathcal{F}}_2$ est nul, et la force $\vec{\mathcal{F}}_2$ se réduit à la somme des 2 termes à une seule onde (5.25) correspondant à $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$. On a donc, compte tenu de (5.27)

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = \frac{\Gamma}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\, \hbar\vec{k} \left[\langle G_1^- G_1^+ \rangle - \langle G_2^- G_2^+ \rangle \right] \tag{5.29}$$

Pour calculer $\vec{\mathcal{F}}_2$, on peut donc considérer uniquement la différence des pressions de radiation exercées par chacune des 2 ondes et calculées en considérant chaque fois cette seule onde.

Remarques

(i) Le fait de ne considérer qu'une seule onde à la fois, dans le calcul de $\vec{\mathcal{F}}_2$ veut dire ici que dans le calcul de $\vec{\mathcal{F}}_2$, les termes croisés $\langle G_1^- G_2^+ \rangle$ et $\langle G_2^- G_1^+ \rangle$ n'interviennent pas. Il ne faut pas oublier cependant que les valeurs moyennes des termes à une seule onde $\langle G_1^- G_1^+ \rangle$ et $\langle G_2^- G_2^+ \rangle$ dépendent de σ_{gg} et que l'équation pilote qu'il faut résoudre pour obtenir σ_{gg} tient compte de l'interaction de l'atome avec les 2 ondes à la fois. Il serait donc erroné de calculer $\langle G_1^- G_1^+ \rangle$ en ignorant l'existence de l'onde 2

(ii) Les photons supplémentaires absorbés sur l'onde 1 à cause de la présence de l'onde 2 ne contribuent pas à $\vec{\mathcal{F}}_2$ parce que leur effet est compensé exactement par les photons supplémentaires (en nombre égal) absorbés sur l'onde 2 à cause de la présence de l'onde 1, et qui poussent l'atome dans une direction opposée. S'ils ne contribuent pas à la force moyenne, ces photons supplémentaires contribuent certainement à la diffusion d'impulsion : augmentation de la fluorescence, augmentation des fluctuations de la différence des nombre de photons absorbés dans chaque onde.

(iii) Si l'atome n'a qu'un seul sous niveau dans g, et si les 2 ondes 1 et 2 ont même intensité, on trouve que la force (5.29), calculée ici à l'ordre 0 en kv/Γ, est nulle. C'est uniquement les termes d'ordre 1 ou plus en kv/Γ qui donnent naissance à une force $\vec{\mathcal{F}}_2$ non nulle qui est à la base du refroidissement Doppler : c'est l'effet Doppler qui brise la symétrie entre les 2 ondes. Par contre, quand l'atome a plusieurs sous niveaux dans g, et qu'il existe dans l'état fondamental une asymétrie créée par le pompage optique, l'absorption de photons de polarisation $\hat{\varepsilon}_1$ peut être plus probable que l'absorption de photons de polarisation $\hat{\varepsilon}_2$. $[\langle G_1^- G_1^+\rangle - \langle G_2^- G_2^+\rangle]$ peut alors être non nul, même à l'ordre 0 en kv/Γ, le mécanisme physique à l'origine du fait que $\vec{\mathcal{F}}_2$ est non nul étant alors l'anisotropie de g créée par le pompage optique, et non plus l'effet Doppler.

Populations et cohérences Zeeman

– Les polarisations $\vec{\varepsilon}_1$ et $\vec{\varepsilon}_2$ des 2 ondes de la figure 2 sont perpendiculaires à l'axe Oz de propagation des 2 ondes, et sont donc des superpositions des 2 polarisations $\hat{\varepsilon}_\pm = \mp(\hat{\varepsilon}_x \pm i\hat{\varepsilon}_y)/\sqrt{2}$ (Polarisations σ^+ et σ^-). Les valeurs moyennes $\langle G_1^- G_2^+\rangle$, $\langle G_2^- G_1^+\rangle$, $\langle G_1^- G_1^+\rangle$ et $\langle G_2^- G_2^+\rangle$, qui apparaissent dans (5.28) et (5.29), font donc nécessairement intervenir des éléments de matrice $\langle g_\mu|\sigma|g_{\mu'}\rangle$ de σ avec $\mu-\mu' = 0, \pm 2$. En effet, partant de g_μ, l'atome peut, par interaction avec l'onde 1 ou 2, monter dans e_m avec $\mu = \pm 1$, puis en interagissant de nouveau avec l'onde 1 ou 2, redescendre dans $g_{\mu'}$ avec $\mu' = m \pm 1$, c'est à dire $\mu' = \mu, \mu+2, \mu-2$. Dans une mélasse optique à 1 dimension, la force moyenne s'exprime donc en fonction des populations des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et des cohérences Zeeman $\Delta\mu = \pm 2$.

– L'apparition des cohérences Zeeman dans ce problème peut être interprétée de la manière suivante. Chacune des 2 ondes 1 et 2 de la figure 2 peut être considérée comme une superposition linéaire d'une onde σ^+ et d'une onde σ^- (qui se réduit à 1 seul terme si $\hat{\varepsilon}_1$ ou $\hat{\varepsilon}_2$ se réduit à $\hat{\varepsilon}_+$ ou $\hat{\varepsilon}_-$). Considérons alors la composante σ_+ de l'une des 2 ondes 1 ou 2. Si l'état fondamental était isotrope, le dipôle induit par cette composante σ^+ serait lui aussi σ_+ et ne pourrait donc interagir qu'avec l'onde σ^+ qui lui a donné naissance ou la composante σ^+ de l'onde se propageant en sens opposé. Par contre, si l'état fondamental est anisotrope, en particulier si les cohérences Zeeman $\Delta\mu = \pm 2$ ne sont pas toutes nulles, la composante σ^+ d'une onde peut induire un dipole qui a une composante σ^- et qui peut donc interagir avec la composante σ^- de la même onde ou de l'onde se propageant en sens opposé. L'existence de cohérences Zeeman $\Delta\mu = \pm 2$ permet donc à 2 ondes de polarisations opposées σ^+ et σ^-, se propageant dans le même sens ou en sens opposé, d'être couplées

Références

(1) J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji J.O.S.A. B2, 1707 (1985)

Pour des présentations analogues de la force moyenne après élimination adiabatique des cohérences optiques, voir

(2) J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji J.O.S.A. B6, 2023 (1989)

(3) H. Wallis, Thèse Bonn 1990

(4) G. Nienhuis in L.I.K.E. Proceeding (L. Moi et al eds) à paraître 1990