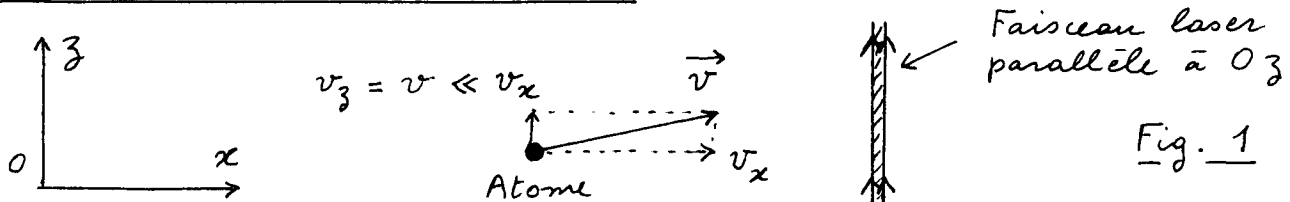


Buts de ce cours

- Calculer l'effet sur l'état d'un atome de la traversée d'une onde laser plane progressive (Fig. 2 du cours I). Expression de l'état après traversée en fonction de l'état avant.
 - Généraliser le calcul précédent au cas où l'atome traverse successivement 2 ondes laser progressives séparées par une certaine distance.
 - Montrer que, pour un atome de vitesse donnée v le long des ondes laser, des franges de Ramsey apparaissent sur les signaux atomiques avec une largeur inversement proportionnelle au temps séparant les 2 traversées successives.
 - Montrer que la moyenne sur v fait disparaître les franges de Ramsey et passer en revue quelques méthodes utilisant des ondes stationnaires ou des réseaux de fentes pour faire réapparaître ces franges.
- Les méthodes utilisant 2 paires d'ondes progressives se propageant en sens opposés et le lien entre les méthodes de spectroscopie à haute résolution sans effet Doppler et l'interférométrie atomique seront abordés dans le cours suivant.

① Modèle choisi - Notations



Atome

- Appartient à un jet de direction moyenne parallèle à Ox
- Degrés de liberté internes

• $b \xrightarrow{h\nu_A} E_b = h\nu_A$ $\omega_A = \text{Fréquence atomique}$
 $a \xleftarrow{h\nu_A} E_a = 0$ Fig. 2 $E_b - E_a = h\nu_A$ (2.1)

• Opérateur moment dipolaire électrique $\vec{d}$

$$\vec{d} = \underbrace{\vec{D} |b\rangle\langle a|}_{\vec{d}^+} + \underbrace{\vec{D} |a\rangle\langle b|}_{\vec{d}^-} \quad (2.2)$$

$$\vec{D} = \langle b | \vec{d} | a \rangle = \langle a | \vec{d} | b \rangle, \text{ supposé réel} \quad (2.3)$$

- On néglige toute émission spontanée pendant le temps de traversée de l'onde laser par l'atome

- Degrés de liberté externes : Atome de masse M
 Etat de l'atome : mélange statistique d'états $|\vec{p}\rangle$ avec

$$\vec{p} = M \vec{v} \quad v_z = v \ll v_x \quad (2.4)$$

Jet atomique avec une bonne collimation autour de Ox .

- Hamiltonien atomique H_A $\vec{P}$: Opérateur impulsion du centre de masse.
- $$H_A = h\nu_A |b\rangle\langle b| + \vec{P}^2 / 2M \quad (2.5)$$

Onde laser progressive - Direction moyenne parallèle à Oz
 - Le jet atomique traverse l'onde laser au voisinage du plan focal. On néglige la courbure des surfaces d'onde qui sont assimilées à des plans perpendiculaires à Oz .

Le champ laser "vu" par l'atome peut donc s'écrire

$$\vec{E}_L(x, z, t) = \underbrace{\frac{1}{2} \vec{E} E_0(x) e^{i(k_L z - \omega_L t - \varphi)}}_{\vec{E}_L^+(x, z, t)} + \underbrace{c.c}_{\vec{E}_L^-(x, z, t)} \quad (2.6)$$

$\vec{E}$: polarisation, ω_L : fréquence, k_L : vecteur d'onde, φ : phase
 $E_0(x)$: amplitude, réelle, dépendant de x sur une distance de l'ordre du rayon focal.

Interaction atome - laser

- Hamiltonien d'interaction V_{AL} (Approximation du "champ tournant")

$$V_{AL} = - \vec{d}^+ \cdot \vec{E}_L^+(\vec{R}, t) - \vec{d}^- \cdot \vec{E}_L^-(\vec{R}, t) \quad (2.7)$$

$\vec{R}$: Opérateur position du centre de masse. En utilisant (2.2), (2.3) et (2.6), on obtient

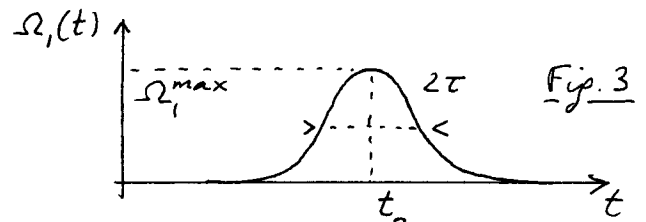
$$V_{AL} = \frac{\hbar \Omega_1(x)}{2} \left[|b\rangle \langle a| e^{i(k_L Z - \omega_L t - \varphi)} + |a\rangle \langle b| e^{-i(k_L Z - \omega_L t - \varphi)} \right] \quad (2.8)$$

où $\hbar \Omega_1(x) = - \vec{E} \cdot \vec{d} E_0(x) \quad (2.9)$

est une "fréquence de Rabi".

- Approximation: On néglige l'effet de V_{AL} sur le mouvement le long de Ox et on traite ce mouvement classiquement, remplaçant dans (2.8) et (2.9) l'opérateur X par la grandeur classique $x = v_x t$. Par contre, le mouvement le long de Oz est traité quantiquement (Z reste un opérateur).

$\Omega_1(x = v_x t)$ apparaît alors comme une fonction de t , $\Omega_1(t)$, représentée sur la Figure 3



t_0 : Instant où l'atome arrive au centre de l'onde laser

2τ : temps de traversée de l'onde laser

② Effet sur l'atome de la traversée de l'onde laser

Equation de Schrödinger

- Etats de base de l'atome

Partons de l'état $|a, p\rangle$: atome dans l'état a , avec une impulsion le long de Oz égale à $p_3 = M v_3 = p$. Comme l'opérateur $e^{ik_L Z}$ (ou $e^{-ik_L Z}$) figurant dans (2.8) est un opérateur de translation de l'impulsion

$$e^{\pm i k_L Z} |p\rangle = |p \pm \hbar k_L\rangle, \quad (2.10)$$

V_{AL} ne couple $|a, p\rangle$ qu'à $|b, p + \hbar k_L\rangle$, et réciproquement.

Nous écrivons donc l'état de l'atome à l'instant t sous la forme

$$|\psi(t)\rangle = c_a(t) |a, p\rangle + c_b(t) |b, p + \hbar k_L\rangle \quad (2.11)$$

- Représentation d'interaction par rapport à H_A

$$\{ H_A |a, p\rangle = \hbar \omega_{a,p} |a, p\rangle = \frac{p^2}{2M} |a, p\rangle \quad (2.12.a)$$

$$\{ H_A |b, p+\hbar k_L\rangle = \hbar \omega_{b,p+\hbar k_L} |b, p+\hbar k_L\rangle = \left(\hbar \omega_A + \frac{(p+\hbar k_L)^2}{2M} \right) |b, p+\hbar k_L\rangle \quad (2.12.b)$$

Réécrivons (2.11) sous la forme

$$|\Psi(t)\rangle = \gamma_a(t) e^{-i\omega_{a,p}t} |a, p\rangle + \gamma_b(t) e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}t} |b, p+\hbar k_L\rangle \quad (2.13)$$

et portons (2.13) dans l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = (H_A + V_{AL}) |\Psi(t)\rangle \quad (2.14)$$

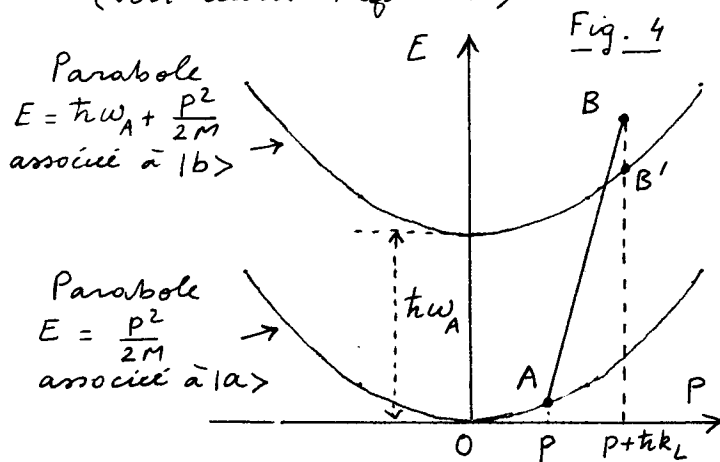
On obtient pour γ_a et γ_b les équations

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_a(t) = -i \frac{\Omega_L(t)}{2} e^{i(\Delta t + \varphi)} \gamma_b(t) \end{cases} \quad (2.15.a)$$

$$\begin{cases} \dot{\gamma}_b(t) = -i \frac{\Omega_L(t)}{2} e^{-i(\Delta t + \varphi)} \gamma_a(t) \end{cases} \quad (2.15.b)$$

où
$$\Delta = \omega_{a,p} + \omega_L - \omega_{b,p+\hbar k_L} \quad (2.16)$$

- Interprétation de Δ à partir des états d'impulsion-énergie
(voir aussi Refs. 1-4)



• Etat initial A : $P_A = p$, $E_A = \frac{p^2}{2M}$

• AB droite de pente c, partant de A et telle que

$$P_B - P_A = \hbar k_L$$

$$E_B - E_A = \hbar c k_L = \hbar \omega_L$$

• B n'est en général pas sur la parabole associée à b. Soit B' le point de cette parabole ayant même abscisse que B

$$\hbar \Delta = E_B - E_{B'}$$

$\hbar \Delta$ est donc le désaccord entre l'énergie de l'état $|a, p\rangle$ augmentée de $\hbar \omega_L$, et l'énergie de l'état $|b, p+\hbar k_L\rangle$ auquel $|a, p\rangle$ est couplé par V_{AL} .

En utilisant (2.12.a) et (2.12.b), on obtient

$$\Delta = \delta - \omega_D - \omega_R \quad (2.17)$$

avec

$$\delta = \omega_L - \omega_A \quad (2.18.a) \quad \omega_D = \frac{k_L p}{M} = k_L v \quad (2.18.b) \quad \omega_R = \frac{\hbar k_L^2}{2M} \quad (2.18.c)$$

δ est le désaccord entre la fréquence laser et la fréquence atomique. ω_D et ω_R sont les déplacements de fréquence respectivement associés à l'effet Doppler et à l'énergie de recul.

- Obtention d'équations indépendantes de la phase φ de l'onde laser et de l'instant t_0 de traversée.

Dans les équations (2.15), φ apparaît et Ω_L dépend de $t - t_0$. (voir Fig. 3). Posons

$$\begin{cases} \tilde{\gamma}_a(t) = \gamma_a(t) \end{cases} \quad (2.19.a)$$

$$\begin{cases} \tilde{\gamma}_b(t) = \gamma_b(t) e^{i(\Delta t_0 + \varphi)} \end{cases} \quad (2.19.b)$$

On obtient

$$\frac{d}{dt} \tilde{\gamma}_a(t) = -i \frac{\Omega_1(t)}{2} e^{i\Delta(t-t_0)} \tilde{\gamma}_b(t) \quad (2.20.a)$$

$$\frac{d}{dt} \tilde{\gamma}_b(t) = -i \frac{\Omega_1(t)}{2} e^{-i\Delta(t-t_0)} \tilde{\gamma}_a(t) \quad (2.20.b)$$

Dans les équations (2.20), φ n'apparaît plus et Ω_1 ne dépend que de $t-t_0$ (voir Fig. 3), comme les exponentielles $e^{\pm i\Delta(t-t_0)}$. La solution de ces équations ne dépend donc que de $t-t_0$.

Solution de l'équation de Schrödinger

- Pour $|t-t_0| \gg \tau$, où τ est la durée de traversée (voir Fig. 3), $\tilde{\gamma}_a(t)$ et $\tilde{\gamma}_b(t)$ ne varient plus avec t puisque $\Omega_1(t)$ est alors nul.
- Soient t_+ et t_- des instants suffisamment loins dans le futur et le passé de t_0 .

$$t_+ - t_0 \gg \tau \quad t_0 - t_- \gg \tau \quad (2.21)$$

Le passage de $\{\tilde{\gamma}_a(t_-), \tilde{\gamma}_b(t_-)\}$ à $\{\tilde{\gamma}_a(t_+), \tilde{\gamma}_b(t_+)\}$ est réalisé par une matrice S (éléments de matrice de l'opérateur d'évolution $U(t_+, t_-)$, qui ne dépendent plus de t_+ et t_- si les conditions (2.21) sont remplies).

$$\begin{cases} \tilde{\gamma}_a(t_+) = S_{aa} \tilde{\gamma}_a(t_-) + S_{ab} \tilde{\gamma}_b(t_-) \\ \tilde{\gamma}_b(t_+) = S_{ba} \tilde{\gamma}_a(t_-) + S_{bb} \tilde{\gamma}_b(t_-) \end{cases} \quad (2.22)$$

La matrice S
$$(S) = \begin{pmatrix} S_{aa} & S_{ab} \\ S_{ba} & S_{bb} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

est unitaire
$$S S^\dagger = S^\dagger S = \mathbb{1} \quad (2.24)$$

si les processus dissipatifs (émission spontanée, collisions...) ont un effet négligeable entre t_- et t_+ .

- Solution perturbative : $\Omega_1^{\max} \tau \ll 1$

Supposons que le système soit initialement dans l'état $|a, p\rangle$: $\tilde{\gamma}_a(t_-) = 1$, $\tilde{\gamma}_b(t_-) = 0$. Pour avoir $\tilde{\gamma}_b(t_+)$ à l'ordre 1 en Ω_1 , on peut remplacer $\tilde{\gamma}_a(t)$ par 1 dans (2.20.b), ce qui donne

$$\tilde{\gamma}_b(t_+) \approx \int_{t_-}^{t_+} dt \frac{-i\Omega_1(t)}{2} e^{-i\Delta(t-t_0)} \approx -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_1(t) e^{-i\Delta t} dt \quad (2.25)$$

L'amplitude de transition de $|a, p\rangle$ vers $|b, p+\hbar k_L\rangle$ est proportionnelle à la transformée de Fourier de $\Omega_1(t)$ à la fréquence Δ .

- Cas limite $\Delta\tau \ll 1$. On peut alors remplacer $e^{\pm i\Delta(t-t_0)}$ par 1 dans les équations (2.20) qui peuvent ensuite s'intégrer aisément (les fonctions propres du système différentiel sont $\tilde{\gamma}_a(t) \pm \tilde{\gamma}_b(t)$). On obtient

$$\begin{pmatrix} S_{aa} & S_{ab} \\ S_{ba} & S_{bb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Theta}{2} & -i \sin \frac{\Theta}{2} \\ -i \sin \frac{\Theta}{2} & \cos \frac{\Theta}{2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

où
$$\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_1(t) dt \quad (2.27)$$

Par exemple si $\Theta = \pi/2$, le passage de la lame est équivalent à celui d'une impulsion $\pi/2$: si l'atome entre dans l'état $|a, p\rangle$, il sort dans l'état $\frac{1}{\sqrt{2}} |a, p\rangle - \frac{i}{\sqrt{2}} |b, p+\hbar k_L\rangle$

- Retour à $c_a(t)$ et $c_b(t)$

A partir de (2.11), (2.13) et (2.19), on peut exprimer $c_a(t)$ et $c_b(t)$ en fonction de $\tilde{\gamma}_a(t)$ et $\tilde{\gamma}_b(t)$

$$\begin{cases} c_a(t) = \tilde{\gamma}_a(t) e^{-i\omega_{a,p}t} \\ c_b(t) = \tilde{\gamma}_b(t) e^{-i\omega_{a,p}t_0} e^{-i(\omega_L t_0 + \varphi)} e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t-t_0)} \end{cases} \quad (2.28.a) \quad (2.28.b)$$

En utilisant les équations (2.22), on peut alors exprimer $c_a(t_+)$ et $c_b(t_+)$ en fonction de $c_a(t_-)$ et $c_b(t_-)$. On obtient ainsi

$$c_a(t_+) = S_{aa} e^{-i\omega_{a,p}(t_+-t_-)} c_a(t_-) + S_{ab} e^{-i\omega_{a,p}(t_+-t_0)} e^{i(\omega_L t_0 + \varphi)} e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_0-t_-)} \quad (2.29)$$

qu'on peut réécrire sous la forme

$$c_a(t_+) = [e^{-i\omega_{a,p}(t_+-t_0)}] [S_{aa}] [e^{-i\omega_{a,p}(t_0-t_-)}] c_a(t_-) + [e^{-i\omega_{a,p}(t_+-t_0)}] [S_{ab} e^{i(\omega_L t_0 + \varphi)}] [e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_0-t_-)}] c_b(t_-) \quad (2.30)$$

On trouve de même

$$c_b(t_+) = [e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_+-t_0)}] [S_{ba} e^{-i(\omega_L t_0 + \varphi)}] [e^{-i\omega_{a,p}(t_0-t_-)}] c_a(t_-) + [e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_+-t_0)}] [S_{bb}] [e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_0-t_-)}] c_b(t_-) \quad (2.31)$$

- On en déduit la règle de calcul suivante pour exprimer l'état sortant à t_+ en fonction de l'état entrant à t_-

- On part de $c_a(t_-)$ et $c_b(t_-)$
- On laisse évoluer librement le système de t_- à t_0 , ce qui fait apparaître des exponentielles d'évolution libre

$$e^{-i\omega_{a,p}(t_0-t_-)} \quad \text{pour } |a, p\rangle$$

$$e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_0-t_-)} \quad \text{pour } |b, p+\hbar k_L\rangle$$
- On multiplie l'amplitude
 - par S_{aa} (ou S_{bb}) pour une traversée de la lame sans changement d'état dans l'état $|a, p\rangle$ (ou $|b, p+\hbar k_L\rangle$)
 - par $S_{ab} e^{i(\omega_L t_0 + \varphi)}$ pour une traversée de la lame avec changement de $|b, p+\hbar k_L\rangle$ vers $|a, p\rangle$ (et émission d'un photon)
 - par $S_{ba} e^{-i(\omega_L t_0 + \varphi)}$ pour une traversée de la lame avec changement de $|a, p\rangle$ vers $|b, p+\hbar k_L\rangle$ (et absorption d'un photon)
- On laisse évoluer librement le système de t_0 à t_+ , ce qui fait apparaître des exponentielles d'évolution libre

$$e^{-i\omega_{a,p}(t_+-t_0)} \quad \text{pour } |a, p\rangle$$

$$e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_+-t_0)} \quad \text{pour } |b, p+\hbar k_L\rangle$$

Notons qu'une telle règle ne permettrait pas de calculer $c_a(t)$ et $c_b(t)$ au voisinage de t_0 , où l'évolution du système n'est certainement pas libre. La règle précédente n'est qu'une représentation commode des équations exactes (2.30) et (2.31) reliant l'état entrant à l'état sortant.

③ Effet sur l'atome de la traversée successive de 2 lames II-6

Problème étudié

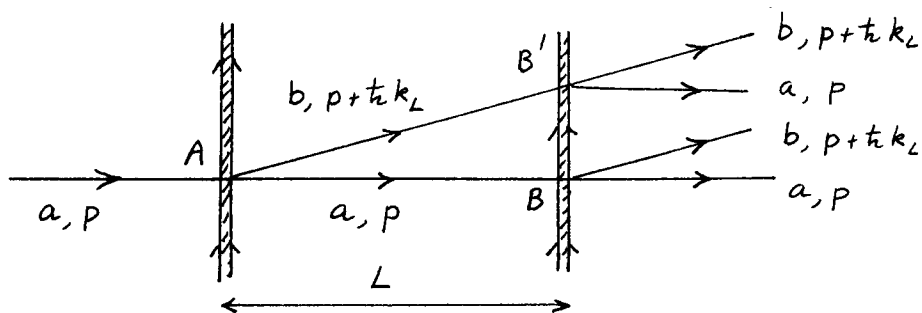


Fig. 5

- L'atome traverse successivement 2 ondes progressives parallèles séparées par une distance L .
 t_1 (t_2) : instant où il arrive au centre de la 1^{ère} onde (2^{ème} onde)
 φ_1, φ_2 phases des 2 ondes

$$T = t_2 - t_1 = \frac{L}{v_x} \quad (2.32)$$
 T : temps de vol d'une onde à l'autre
- L'atome part de l'état $|a, p\rangle$. On veut calculer les probabilités P_b et P_a de le trouver dans $|b, p + \hbar k_L\rangle$ et $|a, p\rangle$ après la traversée des 2 ondes
- On néglige pour simplifier tout processus dissipatif, non seulement pendant la traversée de chaque onde, mais aussi pendant le temps de vol T d'une onde à l'autre. Les matrices $S^{(1)}$ et $S^{(2)}$ décrivant l'effet de la traversée de chaque onde sont donc unitaires.

Calcul des amplitudes de transition

- Soient t_1^- un instant antérieur à t_1 ($t_1 - t_1^- \gg \tau$) et t_2^+ un instant postérieur à t_2 ($t_2^+ - t_2 \gg \tau$). On veut calculer $c_a(t_2^+)$ et $c_b(t_2^+)$ en fonction de $c_a(t_1^-) = 1$, $c_b(t_1^-) = 0$. Pour cela, il suffit d'utiliser la règle de calcul établie à la fin du § 2.
- Calculons par exemple $c_b(t_2^+)$. Il apparaît clairement sur la figure 5 que 2 chemins permettent d'arriver dans l'état $b, p + \hbar k_L$, celui passant par AB, et celui passant par AB'. On obtient alors, en omettant les facteurs de phase communs à chaque chemin (propagation libre dans a, p entre t_1^- et t_1 et dans $b, p + \hbar k_L$ entre t_2 et t_2^+)

Chemin AB

$$c_b(t_2^+) = [S_{ba}^{(2)} e^{-i(\omega_L t_2 + \varphi_2)}] [e^{-i\omega_{a,p}(t_2 - t_1)}] [S_{aa}^{(1)}] \quad (2.33)$$

Chemin AB'

$$c_b(t_2^+) = [S_{bb}^{(2)}] [e^{-i\omega_{b,p+\hbar k_L}(t_2 - t_1)}] [S_{ba}^{(1)} e^{-i(\omega_L t_1 + \varphi_1)}] \quad (2.34)$$

Calcul des probabilités de transition

- On obtient P_b en prenant le carré du module de la somme des amplitudes (2.33) et (2.34)

$$P_b = \left| S_{ba}^{(2)} S_{aa}^{(1)} + S_{bb}^{(2)} S_{ba}^{(1)} e^{i\Delta(t_2-t_1)} e^{i(\varphi_2-\varphi_1)} \right|^2 \quad (2.35)$$

où Δ est donné en (2.16)

- Dans l'équation (2.35) apparaissent des termes carrés

$$|S_{ba}^{(2)}|^2 |S_{aa}^{(1)}|^2 + |S_{bb}^{(2)}|^2 |S_{ba}^{(1)}|^2 \quad (2.36)$$

et des termes d'interférence

$$S_{aa}^{(1)*} S_{ba}^{(1)} S_{ba}^{(2)*} S_{bb}^{(2)} e^{i\Delta(t_2-t_1)} e^{i(\varphi_2-\varphi_1)} + c.c. \quad (2.37)$$

- Un calcul analogue peut être fait pour P_a . On peut vérifier que l'unitarité de $S^{(1)}$ et $S^{(2)}$ entraîne que

$$P_a = 1 - P_b \quad (2.38)$$

④ Franges de Ramsey à 2 ondes

Variations de P_b avec la fréquence ω_L des ondes laser

- D'après (2.17) et (2.18.a), faire varier ω_L revient à faire varier Δ .

- les termes carrés (2.36) et le coefficient de l'exponentielle dans (2.37) varient lentement avec ω_L , sur un intervalle de l'ordre de l'inverse $1/T$ du temps de traversée de chaque onde. Pour le voir, il suffit de se reporter à (2.25), qui exprime que $S_{ba}^{(1)}$ est, à faible intensité, la transformée de Fourier de la courbe de la figure 3, de largeur de l'ordre de T . (A plus forte intensité, doit apparaître un élargissement radiatif de S_{ba})

- l'exponentielle de (2.37) fait apparaître des oscillations de fréquence $(t_2-t_1) = T$, donc de période $2\pi/T$ en ω_L beaucoup plus petite que la largeur (en $1/T$) du facteur multiplicatif.

La figure 6 donne l'allure des variations de P_b avec ω_L qui font apparaître des franges d'interférence (Franges de Ramsey) superposées à un fond beaucoup plus large de diffraction

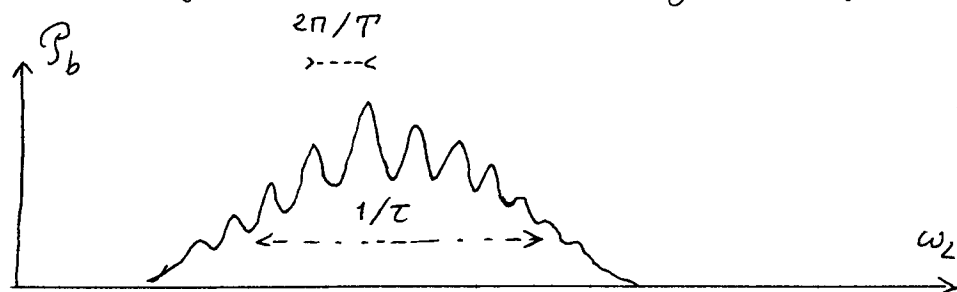


Fig. 6

Moyenne sur les vitesses atomiques

- L'état initial externe de l'atome est un mélange statistique d'états $|\vec{p}\rangle$. Il faut donc moyenner l'expression (2.35) de P_b sur les vitesses. Moyennons sur $v_z = v$, v_x étant fixé. Compte tenu de (2.17) et (2.18), l'exponentielle de (2.35) et (2.37) s'écrit :

$$e^{i\Delta(t_2-t_1)} = e^{i(\omega_L - \omega_A - \omega_R)(t_2-t_1)} e^{-ik_L v(t_2-t_1)} \quad (2.39)$$

- Soit δv la dispersion des valeurs de v autour de $\bar{v} = 0$.
La moyenne de $e^{-ik_L v(t_2-t_1)} = e^{-ik_L v T}$ sera nulle si

$$k_L \delta v T \gg 1 \quad (2.40)$$

c'est à dire encore si

$$\delta v T \gg \lambda_L \quad (2.41)$$

où λ_L est la longueur d'onde du laser. Compte tenu de (2.32), on peut encore dire que les franges de Ramsey ne se brouilleront pas par moyenne sur v , seulement si

$$\frac{\delta v}{v_x} \ll \frac{\lambda_L}{L} \quad (2.42)$$

c'est à dire si la collimation du jet atomique autour de Ox est meilleure que λ_L/L .

Prenons par exemple $\lambda_L = 1 \mu m$, $L = 1 cm$. Il faut une collimation meilleure que 10^{-4} , ce qui montre la difficulté d'observer des franges de Ramsey en optique.

Description usuelle semiclassique

- Dans ces descriptions usuelles semiclassiques, on ne tient pas compte des changements de $v_3 = v$ après traversée de chaque onde.

- Considérons donc des atomes volant en ligne droite d'une onde à l'autre. La 1^{ère} traversée met en mouvement le dipôle atomique, qui oscille librement entre les 2 ondes, puis interagit avec la 2^{ème} onde cohérente avec la 1^{ère}.

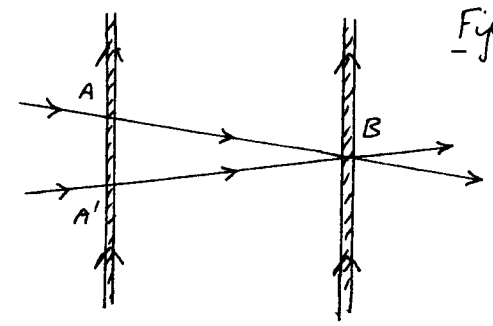


Fig. 7

Le déphasage entre les 2 perturbations

"vues" par l'atome dépend des points de traversée. Considérons 2 atomes arrivant à un même point B de la 2^{ème} onde et traversant la 1^{ère} onde en 2 points différents A et A' séparés par une distance non négligeable devant λ (Fig. 7).

Ces 2 atomes vont donner des franges de Ramsey décalées de plus d'une interfrange, ce qui montre que les franges de Ramsey vont se brouiller.

Cas de 2 ondes laser stationnaires

- Dans une onde laser stationnaire, la phase est la même partout, mais le champ change de signe tous les $\lambda_L/2$ (Fig. 8)

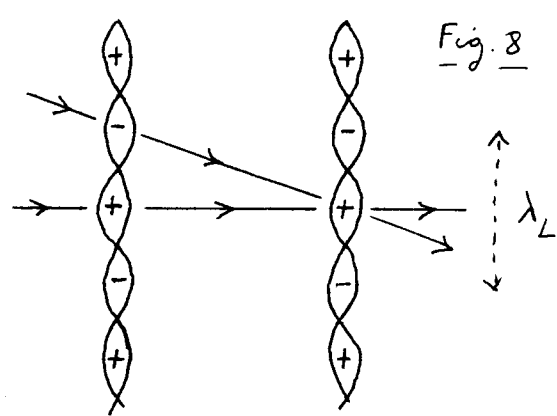


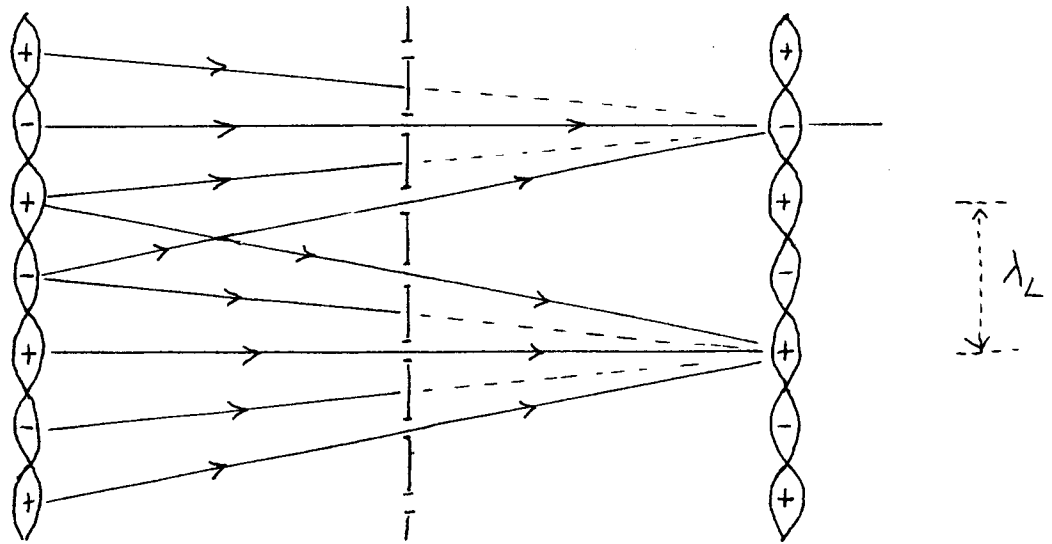
Fig. 8

- Deux trajectoires atomiques traversant la 2^{ème} onde en un ventre + et ayant traversé la 1^{ère} onde en un ventre + ou - vont avoir des déphasages différents (de π). Les franges de Ramsey correspondantes seront en opposition de phase et se brouilleront donc.

Première méthode possible pour faire réapparaître les franges de Ramsey avec 2 ondes laser stationnaires (Ref. 5)

- Il faut privilégier les trajectoires traversant les 2 ondes stationnaires en 2 ventres de même signe par rapport à celle traversant les 2 ondes en 2 ventres de signes opposés
- On peut pour cela interposer entre les ondes, à mi-chemin entre les 2 ondes, un réseau de fentes de périodicité spatiale $\lambda_L/2$ (Fig. 9). On voit sur la figure 9 qu'on peut ainsi bloquer les trajectoires $- \rightarrow +$ ou $+ \rightarrow -$ et laisser passer les trajectoires $+ \rightarrow +$ ou $- \rightarrow -$

Fig. 9



Une telle méthode a été mise en œuvre avec succès sur la transition à $3,39 \mu\text{m}$ du méthane (Ref. 5)

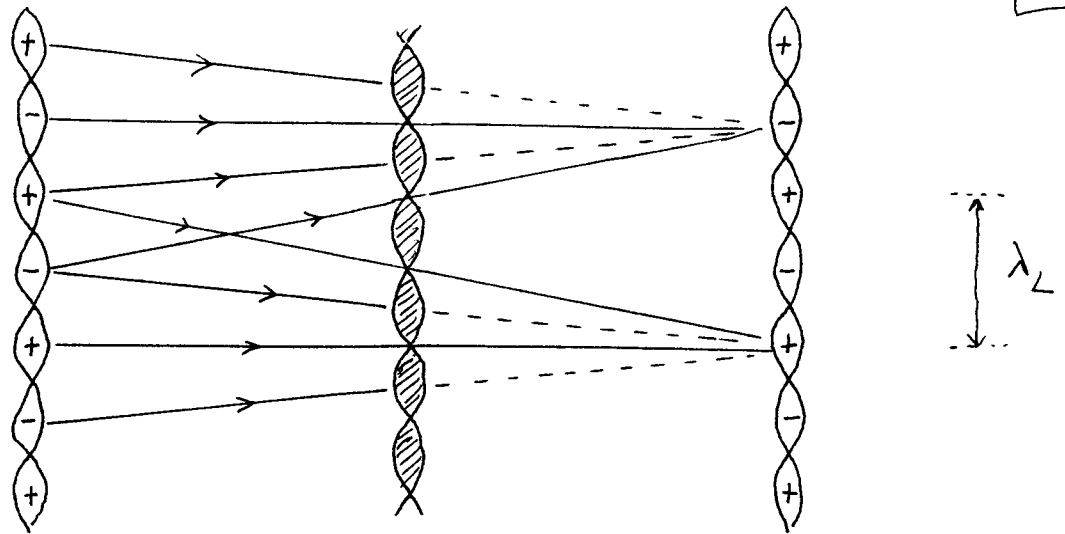
- On peut se convaincre aisément que la même méthode demeure valable si l'on remplace les 2 ondes stationnaires de la figure 9 par 2 ondes progressives se propageant en sens opposés. Les trajectoires passant par les fentes relient alors des points qui ont la même phase sur les 2 ondes.

Autre méthode possible (Ref. 6)

- En fait, la méthode précédente n'a pas été la première à être proposée et utilisée pour faire réapparaître les franges de Ramsey à 2 ondes stationnaires. La première méthode proposée utilise une 3^{ème} onde laser stationnaire intense, située à égale distance des 2 autres (à la place de l'écran percé de fentes de la figure 9) - Voir Ref. 6

Les atomes passant par les nœuds de cette 3^{ème} onde stationnaire ne "voient" pas la perturbation associée à cette onde. Par contre, ceux qui passent à un ventre sont "saturés" et leur moment dipolaire électrique est réduit. Les nœuds et les ventres de cette 3^{ème} onde stationnaire jouent donc le rôle des fentes et des parties pleines du réseau de la figure 9 (voir Fig. 10)

Fig. 10



Notons que la perturbation associée aux effets non linéaires dus à la 3^{ème} onde stationnaire dépend de l'intensité de cette onde et a donc une période spatiale égale à $\lambda_L/2$ comme le réseau de fentes de la figure 9.

Une telle méthode a permis d'observer expérimentalement des franges de Ramsey à 2 ondes stationnaires sur plusieurs atomes (voir, par exemple, Ref. 7). Là encore, la méthode demeure valable si l'on remplace la 1^{ère} et la 3^{ème} onde stationnaire de la figure 10 par 2 ondes progressives se propageant dans des sens opposés.

Références

- 1 - C. Salomon, Thèse Paris XIII, 1984, Chap. 1
- 2 - C. J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, C. Bréant, D. Barri, S. Scoles, Phys. Rev. A 30, 1836 (1984)
- 3 - C. Bordé, Advances in Laser Spectroscopy, ed. by F. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther (Plenum, 1983), p. 1
- 4 - C. Bordé, Revue du Cethedes, Ondes et Signal NS 83-1 (1983)
- 5 - G. Kramer, J. O. S. A. 68, 1634 (1978)
- 6 - Y. V. Baklanov, B. Y. Dubetsky, V. P. Chebotayev Appl. Phys. 9, 171 (1976)
- 7 - J. C. Bergquist, S. A. Lee, J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 38, 159 (1977)

Remarque

Dans un cours ultérieur, nous généraliserons les calculs de ce cours (relatifs à la traversée d'une onde progressive) à des situations où 2 ondes laser de directions opposées induisent des transitions Raman stimulées sélectives en vitesse entre 2 sous-niveaux fondamentaux g_1 et g_2 de très longue durée de vie. La traversée de la lame place alors l'atome dans une superposition linéaire de g_1 et g_2 avec des impulsions différentes (généralisation de (2.11)).