

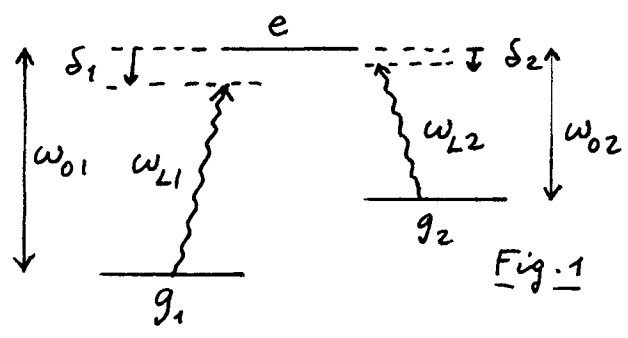
Transfert adiabatique de population
par utilisation d'états non couplés

Buts de ce cours

Reprendre la configuration A étudié dans le cours IV (avec 3 niveaux g_1, g_2, e). Montrer que si l'on fait varier dans le temps, de manière appropriée, les amplitudes des ondes ω_{L1} et ω_{L2} agissant sur l'atome, on peut faire passer l'atome de g_1 à g_2 avec une efficacité voisine de 100%.

① Introduction - Problème physique

a. Disposition des niveaux



Disposition analogue à celle du système étudié dans le cours IV.

A la différence du cours IV, on ne suppose pas ici que le niveau e ne peut se désintégrer radiativement que vers g_1 et g_2 .

g_1 et g_2 peuvent faire partie d'un ensemble plus vaste de sous-niveaux (par exemple niveaux

vibrationnels de l'état électronique fondamental d'une molécule). Ce qui distingue g_1 et g_2 des autres sous-niveaux, c'est que, d'une part, on part à $t=0$ de g_1 , et que, d'autre part, la condition de résonance Raman entre g_1 et g_2

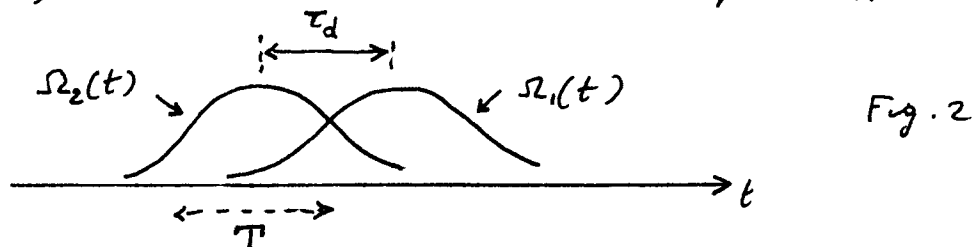
$$\omega_{L1} - \omega_{L2} = \omega_{01} - \omega_{02} \quad \longleftrightarrow \quad \delta_1 = \delta_2 \quad (7.1)$$

est supposée satisfaite.

b. Excitations laser dépendant du temps

- Les fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 caractérisant le couplage de l'atome avec les ondes laser ω_{L1} et ω_{L2} sont proportionnelles aux amplitudes des champs électriques de ces ondes.

- Nous supposons ici que les fréquences de Rabi "vues" par l'atome sont des fonctions du temps, ayant la forme d'impulsions de largeur T , éventuellement décalées l'une par rapport à l'autre (Fig. 2)

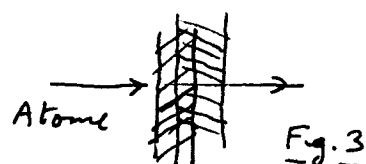


- Cette dépendance temporelle de $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ peut être obtenue

(i) Soit en prenant un atome fixe éclairé par 2 impulsions laser aux fréquences ω_{L1} et ω_{L2}

(ii) Soit en prenant un atome de vitesse v , traversant à

angle droit 2 faisceaux laser
continus éventuellement décalés
spatialement (Fig. 3)



c- But poursuivi

- Peut-on choisir la forme des impulsions de la figure 2 de manière à transférer l'atome (ou la molécule) de g_1 à g_2 avec une efficacité maximale ?
- Pourquoi un tel transfert serait-il intéressant ? Il permettrait, en réglant ω_1, ω_2 , de partir d'un jet de molécules dans l'état vibrationnel $v=0$ de l'état électronique fondamental g et de les porter sélectivement dans un état vibrationnel excité $v \neq 0$ du même état électronique g . Possibilité d'étudier ensuite comment par exemple la réactivité chimique de la molécule dépend de son excitation vibrationnelle.

d- Quelques méthodes possibles déjà connues

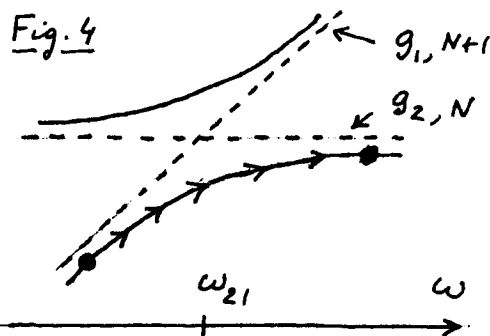
(i) Cas où la transition $g_1 \leftrightarrow g_2$ est active (par exemple en infrarouge)

- Une excitation résonnante directe (sans passer par c) de la transition $g_1 \leftrightarrow g_2$ permet de passer de g_1 à g_2 avec une impulsion π (il faut alors bien contrôler la forme de l'impulsion du champ qui excite la transition $g_1 \leftrightarrow g_2$)

- Autre méthode possible : passage adiabatique rapide sur la résonance $g_1 \leftrightarrow g_2$.

Interprétation en termes d'atome habillé sur la figure 4.

- En pointillés, niveaux $g_1, N+1$ et g_2, N du système atome + photons du champ ω excitant $g_1 \leftrightarrow g_2$ (droites qui se croisent pour $\omega = \omega_{21} = (E_{g_2} - E_{g_1})/\hbar$)
- En traits pleins, niveaux perturbés formant un anticroisement.



En faisant croître ω autour de $\omega = \omega_{21}$, suffisamment lentement pour suivre adiabatiquement un niveau perturbé donné, mais aussi suffisamment rapidement pour ne pas être gêné par les processus de relaxation (par exemple, collisions), on peut passer continûment de $g_1, N+1$ à g_2, N .

- Inconvénient de ces 2 méthodes
les règles de sélection des transitions $g_1 \leftrightarrow g_2$ limitent l'excitation vibrationnelle à $\Delta v = 1$.

(ii) Cas où la transition $g_1 \leftrightarrow g_2$ est inactive en infrarouge

- Diffusion Raman stimulée très loin de résonance.
- Excitation résonnante de la molécule dans e suivie d'une émission stimulée résonnante sur $e-g_2$.
- Difficultés rencontrées : éviter, si l'on passe par e , les

d'excitations radiatives vers des sous-niveaux de g autres que g_2 . C'est la raison pour laquelle on utilise une diffusion Raman loin de résonance (mais elle est alors peu efficace), ou une émission stimulée résonnante (mais le passage dans e introduit alors nécessairement des "fuites").

Voir références à ces diverses méthodes mentionnées dans la référence 2.

e. Méthode étudiée ici

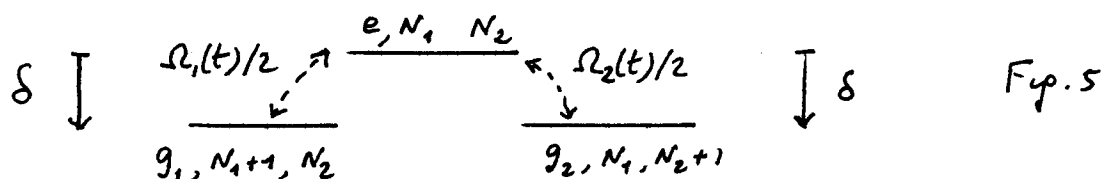
- On utilise l'interférence quantique destructive entre les amplitudes d'absorption $g_1 \rightarrow e$ et $g_2 \rightarrow e$, et on reste à chaque instant dans un état non couplé qui ne contient aucune contribution de e (donc aucune fuite radiative à partir de e vers des niveaux autres que g_2).
- Les variations temporelles de $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ sont telles que l'état non couplé est une superposition linéaire de g_1 et g_2 qui dépend de t . On peut choisir ces variations temporelles pour que l'état non couplé passe continuellement de g_1 à $t = -\infty$ à g_2 à $t = +\infty$, les variations temporelles des fonctions d'onde étant par ailleurs suffisamment lentes pour que la molécule suive adiabotiquement l'état non couplé, en restant dans cet état.

② Diagramme d'énergie adiabotique

- Revenons à la multiplicité $E(N_1, N_2)$, introduite dans le cours IV, et formée par les 3 niveaux

$$E(N_1, N_2) = \{ |e, N_1, N_2\rangle, |g_1, N_1+1, N_2\rangle, |g_2, N_1, N_2+1\rangle \} \quad (7.2)$$

et représentée sur la figure 5 ci-dessous



Nous supposons ici que les 2 désaccords sont égaux ($\delta_1 = \delta_2 = \delta$), voir Eq.(7.1). Les couplages $\Omega_1(t)/2$ et $\Omega_2(t)/2$ sont représentés par les flèches en pointillés de la figure.

- Supposons que les fréquences de Rabi $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ soient "figées" à la valeur qu'elles ont à l'instant t . Nous allons ci-dessous calculer les états propres et valeurs propres de l'hamiltonien du système pour ces valeurs de $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$, puis tracer en fonction de t , considéré comme un paramètre, le diagramme énergétique correspondant.

a) Etats propres et valeurs propres de l'hamiltonien

Etat non couplé

- D'après les résultats du cours IV, nous savons que, si les

fréquences de Rabi restent figées aux valeurs $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ qu'elles prennent à l'instant t , il y a dans $\mathcal{E}(N_1, N_2)$ un état non-couplé aux lasers qui est donné par

$$|\Psi_{NC}(t)\rangle = \frac{\Omega_2(t)|g_1, N_1+1, N_2\rangle - \Omega_1(t)|g_2, N_1, N_2+1\rangle}{\Omega(t)} \quad (7.3)$$

avec

$$\Omega(t) = \sqrt{\Omega_1^2(t) + \Omega_2^2(t)} \quad (7.4)$$

état que l'on peut encore écrire

$$|\Psi_{NC}(t)\rangle = \cos \theta(t) |g_1, N_1+1, N_2\rangle - \sin \theta(t) |g_2, N_1, N_2+1\rangle \quad (7.5)$$

avec

$$\cos \theta(t) = \frac{\Omega_2(t)}{\Omega(t)} \quad \sin \theta(t) = \frac{\Omega_1(t)}{\Omega(t)} \quad \tan \theta(t) = \frac{\Omega_1(t)}{\Omega_2(t)} \quad (7.6)$$

- En prenant pour zéro d'énergie, l'énergie de l'état $|e, N_1, N_2\rangle$ de la figure 5, on trouve que l'énergie $E_{NC}(t)$ de $|\Psi_{NC}(t)\rangle$ est indépendante de t et vaut

$$E_{NC}(t) = E_{NC} = \hbar \delta \quad (7.7)$$

Etat couplé

La combinaison linéaire de $|g_1, N_1+1, N_2\rangle$ et $|g_2, N_1, N_2+1\rangle$ orthogonale à (7.3)

$$\begin{aligned} |\Psi_C(t)\rangle &= \frac{\Omega_1(t)}{\Omega(t)} |g_1, N_1+1, N_2\rangle + \frac{\Omega_2(t)}{\Omega(t)} |g_2, N_1, N_2+1\rangle \\ &= \sin \theta(t) |g_1, N_1+1, N_2\rangle + \cos \theta(t) |g_2, N_1, N_2+1\rangle \end{aligned} \quad (7.8)$$

est couplé au laser puisque

$$\langle e, N_1, N_2 | V_{AL} | \Psi_C(t) \rangle = \frac{\hbar \Omega(t)}{2} \neq 0 \quad (7.9)$$

Autres états propres et valeurs propres de l'hamiltonien.

- Les états propres et valeurs propres de H , autres que $|\Psi_{NC}(t)\rangle$ et $E_{NC}(t)$ donnés en (7.3) et (7.7), sont obtenus en considérant les 2 niveaux $|e, N_1, N_2\rangle$ et $|\Psi_C(t)\rangle$, séparés par $\hbar \delta$ et couplés par un élément de matrice $\hbar \Omega(t)/2$.

- Un calcul élémentaire donne alors (en utilisant le même angle ϕ que dans la référence 2) les 2 valeurs propres

$$\begin{cases} |\Psi_+(t)\rangle = \sin \phi(t) [\sin \theta(t) |g_1, N_1+1, N_2\rangle + \cos \theta(t) |g_2, N_1, N_2+1\rangle] + \cos \phi(t) |e, N_1, N_2\rangle \\ |\Psi_-(t)\rangle = \cos \phi(t) [\sin \theta(t) |g_1, N_1+1, N_2\rangle + \cos \theta(t) |g_2, N_1, N_2+1\rangle] - \sin \phi(t) |e, N_1, N_2\rangle \end{cases} \quad \begin{matrix} (7.10.a) \\ (7.10.b) \end{matrix}$$

correspondant aux 2 valeurs propres

$$E_+(t) = \frac{\hbar}{2} [\delta + \sqrt{\delta^2 + \Omega^2(t)}] \quad (7.11.a)$$

$$E_-(t) = \frac{\hbar}{2} [\delta - \sqrt{\delta^2 + \Omega^2(t)}] \quad (7.11.b)$$

l'angle $\phi(t)$ étant donné par

$$\tan \phi(t) = \frac{\Omega(t)}{\sqrt{\Omega^2(t) + \delta^2} + \delta} \quad (7.12)$$

b) Diagramme énergétique

- La figure 6a, extraite de la référence 2, donne les variations avec t de $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$. On suppose que $\Omega_2(t)$ précède $\Omega_1(t)$. Les 2 impulsions $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$ sont supposées avoir la même largeur Δt et on utilise le temps réduct $\tau = t/\Delta t$

- La figure 6b représente les variations avec τ des énergies $E_{NC}(\tau)$, $E_+(\tau)$ calculées plus haut en supposant $\Omega_1(\tau)$ et $\Omega_2(\tau)$ figées. 3 cas sont distingués suivant que $\delta > 0$, $\delta = 0$, $\delta < 0$.

Dans les 3 cas, l'énergie de $|\Psi_{NC}\rangle$ reste la même $\forall \tau$ et égale à $\hbar\delta$, alors que les énergies E_+ et E_- de $|\Psi_+\rangle$ et $|\Psi_-\rangle$ se rapprochent d'autant plus que $\Omega(t)$ est plus grand.

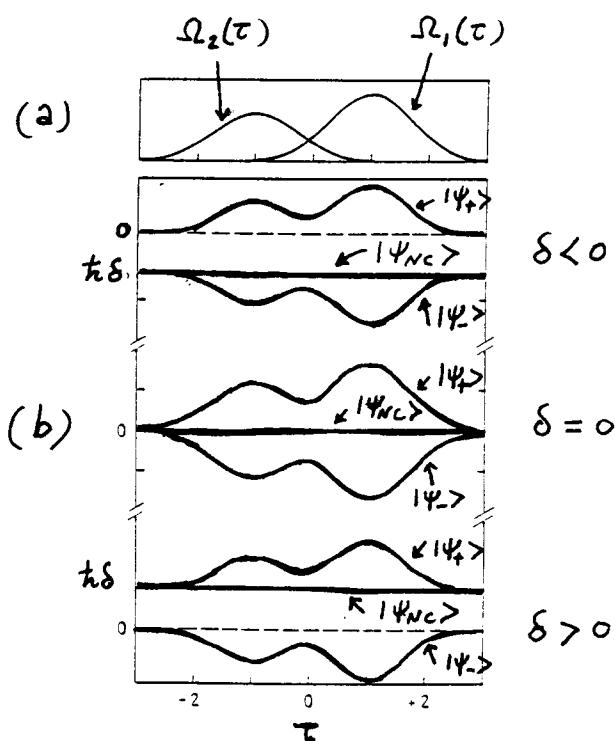


Fig. 6 (extraite de la Ref. 2)

③ Evolution temporelle du système.a - Discussion qualitative

- On suppose maintenant que l'atome est soumis aux 2 impulsions de la figure 6a, et se trouve dans l'état $|g, N_1, N_2\rangle$ juste avant le début de ces impulsions. Il s'agit de résoudre l'équation de Schrödinger décrivant son évolution temporelle et de déterminer dans quel état final il va se trouver juste après les 2 impulsions.

- A chaque instant t , les 3 états $|\Psi_{NC}(t)\rangle$, $|\Psi_+(t)\rangle$, $|\Psi_-(t)\rangle$ déterminés plus haut, qui sont les états propres de $H(t)$, forment une base sur laquelle on peut développer l'état $|\Psi(t)\rangle$ du système

$$|\Psi(t)\rangle = c_{NC}(t) |\Psi_{NC}(t)\rangle + c_+(t) |\Psi_+(t)\rangle + c_-(t) |\Psi_-(t)\rangle \quad (7.13)$$

Lorsqu'on écrit l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = H(t) |\Psi(t)\rangle \quad (7.14)$$

et qu'on utilise le développement (7.13), l'action de $H(t)$ sur $|\Psi(t)\rangle$ est simple puisque ce sont les états propres de $H(t)$ qui interviennent dans (7.13). Par contre, comme ces états propres dépendent de t , apparaissent également dans le 1^{er} membre de (7.14) des termes de la forme $i\hbar c_j(t) \frac{d}{dt} |\Psi_j(t)\rangle$ (avec $j = NC, +, -$), de sorte que $\dot{c}_j(t)$ n'est pas complétement déterminé par $c_j(t)$. On obtient en fait

$$\dot{c}_j(t) = - \frac{i}{\hbar} E_j(t) c_j(t) - \sum_l c_l(t) \langle \Psi_j(t) | \dot{\Psi}_l(t) \rangle \quad (7.15)$$

avec $(j, l = NC, +, -)$

- Si la vitesse de variations des états propres de $H(t)$ est suffisamment faible, de manière plus précise si

$$|\langle \psi_j(t) | \dot{\psi}_e(t) \rangle| \ll \frac{1}{\hbar} |E_j(t) - E_e(t)| \quad (7.16)$$

avec $j \neq e$, on peut négliger les couplages non diagonaux introduits par les derniers termes de (7.15) (Σ) et montrer alors qu'un système initialement dans $|\psi_e(t)\rangle$ reste dans l'état qui se déduit de $|\psi_e(t)\rangle$ par continuité.

En d'autres termes, le diagramme d'énergie de la figure 6 est balayé si lentement en τ , que le système, entrant dans l'un des 3 états propres de $H(t)$, suit adiabatiquement cet état et sort dans cet état. En particulier, si le système entre dans l'état non couplé $|\psi_{NC}(-\infty)\rangle$ il sort dans l'état non couplé $|\psi_{NC}(+\infty)\rangle$.

- Supposons que l'impulsion ω_{L2} précède l'impulsion ω_{L1} , comme c'est le cas sur la figure 6. On a alors, pour $\tau = -\infty$, plus exactement pour les valeurs de τ où $\Omega_2(\tau)$ commence à croître, $\Omega_1(\tau)$ étant encore nul

$$\tau \rightarrow -\infty, \quad \frac{\Omega_2(\tau)}{\Omega(\tau)} \simeq 1, \quad \frac{\Omega_1(\tau)}{\Omega(\tau)} \simeq 0 \quad (7.17)$$

En utilisant (7.3), on voit alors que

$$\tau \rightarrow -\infty \quad |\psi_{NC}(\tau)\rangle \simeq |g_1, N_1+1, N_2\rangle \quad (7.18)$$

Le même raisonnement donne pour $\tau \rightarrow \infty$

$$\tau \rightarrow +\infty \quad \frac{\Omega_1(\tau)}{\Omega(\tau)} \simeq 1, \quad \frac{\Omega_2(\tau)}{\Omega(\tau)} \simeq 0 \quad (7.19)$$

de sorte que, d'après (7.3)

$$\tau \rightarrow +\infty \quad |\psi_{NC}(\tau)\rangle \simeq -|g_2, N_1, N_2+1\rangle \quad (7.20)$$

On trouve ^(ainsi) que, si les 2 impulsions laser sont suffisamment lentes et si l'impulsion ω_{L2} précède l'impulsion ω_{L1} , on peut faire passer le système de g_1 à g_2 avec une efficacité proche de 1

- Insistons sur le fait que ω_{L2} doit précéder ω_{L1} , condition qui n'est pas intuitive. On s'attendrait plutôt à ce qu'il faille d'abord faire passer l'atome de g_1 à e par l'impulsion ω_{L1} , puis de e à g_2 par l'impulsion ω_{L2} , donc avoir l'impulsion ω_{L1} précédant celle à ω_{L2} . En fait, le passage $g_1 \rightarrow g_2$ n'est pas dû ici à un mécanisme en 2 étapes $g_1 \rightarrow e$ puis $e \rightarrow g_2$. On utilise plutôt le suivi adiabatique de l'état non couplé, qui à tout instant ne contient aucune contamination de e (voir 7.5)

Et si l'on veut que, lorsque la 1^{ère} impulsion démarre, l'état $|g_1\rangle$ soit l'état non couplé, il faut bien que cette 1^{ère} impulsion soit à la fréquence ω_{L2} pour ne pas agir sur l'état $|g_1\rangle$.

- La discussion précédente pourrait laisser croire que l'état $|e\rangle$ ne joue aucun rôle et que, seule, la condition de résonance Raman $\omega_{L1} - \omega_{L2} = E_{g_1} - E_{g_2}$ est importante. En fait, il faut qu'il y ait un état e qui se ne soit pas trop loin de résonance, et ceci, à cause de la condition de validité de l'approximation

adiabatique (7.16). Cette condition impose en effet que les 3 niveaux de la figure 5 doivent être suffisamment écartés les uns des autres. Loin de résonance, l'écart entre $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_{-}\rangle$ (pour $\delta < 0$), entre $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_{+}\rangle$ (pour $\delta > 0$) est de l'ordre du déplacement lumineux de l'état fondamental. Pour une intensité laser donnée, il faut que le désaccord ne soit pas trop grand si l'on veut que le membre de droite de (7.16), de l'ordre du déplacement lumineux, soit plus grand que le membre de gauche, de l'ordre de $1/\Delta t$ où Δt est la durée des impulsions (voir l'estimation de $|\langle \psi_j | \dot{\psi}_0 \rangle|$ donnée dans le § c ci-dessous). En fait, la condition (7.16) est la plus facile à satisfaire à résonance ($\delta = 0$), quand l'écart entre $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_{\pm}\rangle$ est de l'ordre de la fréquence de Rabi $\hbar\Omega(t)$.

Des arguments analogues permettent de montrer également que les 2 impulsions doivent avoir un recouvrement important si l'on veut que l'écart entre $|\psi_{NC}\rangle$ et $|\psi_{\pm}\rangle$ ne diminue pas trop entre les 2 impulsions.

- Comparons enfin brièvement cette méthode de transfert aux autres méthodes évoquées dans le § 1 d ci-dessus

- (i) Pourvu que la condition (7.16) soit satisfaite, le transfert $g_1 \rightarrow g_2$ n'est pas sensible à la forme exacte des impulsions. On n'a pas de conditions d'impulsions π à satisfaire.
- (ii) L'atome (ou la molécule) ne passe jamais dans e , puisque le système reste toujours dans l'état non couplé, et ceci même si les 2 lasers sont résonnants ! On évite donc les désexcitations radiatives vers des états autres que g_2 .

b - Etude plus quantitative

- Formulation plus précise de la condition de suivi adiabatique

$$|\langle \psi_{+} | \dot{\psi}_{NC} \rangle|^2 + |\langle \psi_{-} | \dot{\psi}_{NC} \rangle|^2 \ll \frac{1}{\hbar^2} |E_{NC} - E_{\pm}|^2 \quad (7.21)$$

En utilisant (7.5) et (7.10), on trouve que le membre de gauche de (7.21) est égal à $\dot{\theta}^2$, c'est à dire encore d'après (7.6) à

$$|\langle \psi_{+} | \dot{\psi}_{NC} \rangle|^2 + |\langle \psi_{-} | \dot{\psi}_{NC} \rangle|^2 = \dot{\theta}^2 = \left[\frac{\dot{\Omega}_1 \Omega_2 - \Omega_1 \dot{\Omega}_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right]^2 \quad (7.22)$$

En se plaçant entre les 2 impulsions, au point où $|\dot{\Omega}_1|$ et $|\dot{\Omega}_2|$ ont les valeurs les plus élevées, de l'ordre de $|\Omega_1|/\Delta t$ et $|\Omega_2|/\Delta t$, on voit que $|\dot{\theta}|_{\max}$ est de l'ordre de $1/\Delta t$.

Le membre de droite de (7.21) est de l'ordre de $\Omega^2/|\delta|$ pour $|\delta| \gg \Omega$ et de l'ordre de Ω pour $|\Omega| \gg \delta$.

- Modèles solubles analytiquement

Pour certaines formes des impulsions laser, on peut obtenir des solutions analytiques de l'équation de Schrödinger (voir Référence 3 et références in)

- Intégration numérique de l'équation de Schrödinger.

Une telle étude, présentée dans la référence 2, confirme la discussion qualitative du § a ci-dessus.

La partie supérieure de la figure 7a montre les 2 impulsions laser $\Omega_1(t)$ et $\Omega_2(t)$, $\Omega_2(t)$ précédant $\Omega_1(t)$.

On constate bien sur la solution numérique (partie inférieure de 7.a) que la population σ_{11} de g_1 décroît de 1 à 0, alors que σ_{22} croît de 0 à 1, σ_{ee} restant toujours très faible (au maximum $2 \cdot 10^{-4}$).

Quand les 2 impulsions laser coïncident (Fig. 7b), σ_{11} décroît de 1 à $\frac{1}{4}$ alors que σ_{22} croît de 0 à $\frac{1}{4}$. Ceci est dû au fait que l'on a alors $\theta = \pi/4$. L'état initial $|g_1\rangle$ contient $|\psi_{NC}\rangle$ avec un poids $1/2$. A la sortie, les 50%

d'atomes qui ont suivi adiabatiquement $|\psi_{NC}\rangle$ ont une chance sur 2 d'être dans $|g_2\rangle$, d'où le facteur $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$. Le fait que la somme des populations ne soit pas égale à 1 est dû à la possibilité de désintégration de e vers des états autres que g_1 et g_2 , possibilité dont il est tenu compte dans les équations.

Quand Ω_1 précède Ω_2 (Fig. 7c), σ_{11} décroît d'abord de 1 à une valeur proche de 0 alors que σ_{22} croît légèrement. Les atomes sont en effet portés de g_1 dans e et une partie seulement retombe dans g_2 . Puis σ_{22} décroît alors que σ_{11} recroît légèrement. Les atomes pompés dans g_2 par l'impulsion Ω_1 sont en effet reexcités par l'impulsion Ω_2 et repompés dans g_1 (voir agrandissement dans l'encart de la fig. 7c).

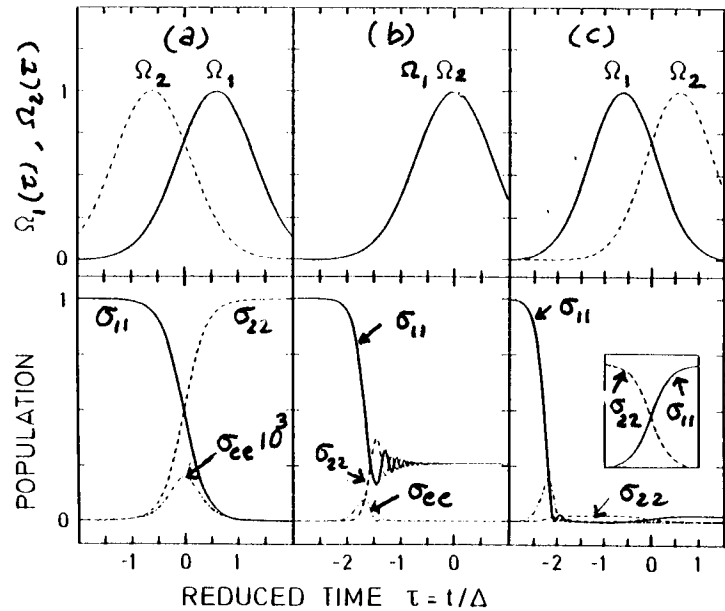


Fig. 7 (Extrait de la ref. 2)

④ Application à la réalisation de miroirs pour atomes neutres (Voir référence 4).

a- Retour sur la transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ excitée en $\sigma^+ \cdot \sigma^-$

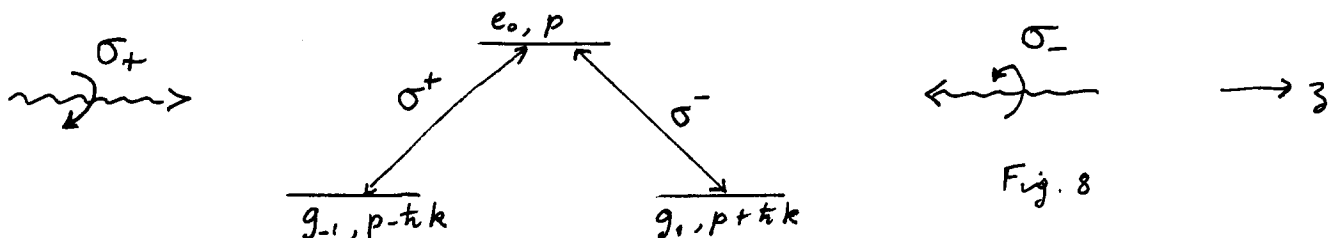


Fig. 8

Une telle configuration a été étudiée en détail dans les cours V et VI. Si $p = 0$, les 2 états $|g_1, -\hbar k\rangle$ et $|g_1, +\hbar k\rangle$ ont même énergie cinétique et il existe un état piège parfait. Si p est non nul mais petit, il existe un état non capté $|\psi_{NC}(p)\rangle$ qui est un piège d'autant moins parfait que p est plus grand.

Les idées développées plus haut sur le transfert adiabatique de population par effet Raman stimulé peuvent être appliquées à

un tel système (Ref. 4). Si le système part de l'état $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$ (avec p pas trop grand), et si les 2 lasers sont appliqués sous forme d'impulsions, l'impulsion σ^- qui excite la transition $g_{+1} \rightarrow e_0$ précédant l'impulsion σ^+ qui excite la transition $g_{-1} \rightarrow e_0$, on prévoit que l'atome va être transféré de l'état $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$ à l'état $|g_{+1}, p + \hbar k\rangle$ avec une efficacité voisine de 1. On peut donc faire passer l'impulsion de l'atome de $p - \hbar k$ à $p + \hbar k$ avec une efficacité voisine de 1, c'est à dire réaliser un miroir pour atomes neutres.

Une étude quantitative de ce problème est présentée dans la référence 4. On résout numériquement l'équation de Schrödinger correspondant à l'hamiltonien

$$\begin{pmatrix} \frac{p^2}{2M} - i\hbar \frac{\Gamma}{2} & \hbar\Omega_+(t)/2 & \hbar\Omega_-(t)/2 \\ \hbar\Omega_+(t)/2 & \frac{(p - \hbar k)^2}{2M} + \hbar\delta & 0 \\ \hbar\Omega_-(t)/2 & 0 & \frac{(p + \hbar k)^2}{2M} + \hbar\delta \end{pmatrix} \quad (7.23)$$

Cet hamiltonien est identique à celui utilisé dans les cours V et VI, à part que les fréquences de Rabi Ω_+ et Ω_- associées aux ondes σ^+ et σ^- dépendent maintenant de t . Notons également la présence de $-i\hbar\Gamma/2$ dans (7.23), qui permet de décrire la fuite des atomes hors de la famille $\mathcal{F}(p)$ soustraite par les 3 états de la figure 8.

Le résultat du calcul est que le transfert de $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$ à $|g_{+1}, p + \hbar k\rangle$ peut atteindre des valeurs proches de 99%.

b - Généralisation à des transitions plus complexes

La référence 4 envisage également des transitions plus complexes, comme une transition $J_g = 2 \leftrightarrow J_e = 2$. Si l'on part de l'état $|g_{-2}, p - 2\hbar k\rangle$, avec une configuration σ_+, σ_- , les états qui sont couplés les uns aux autres par VAL forment une famille représentée sur la figure 9.

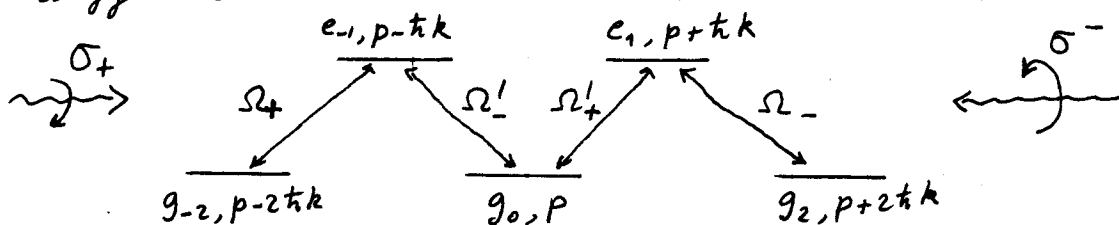


Fig. 9

(Extrait de 4)

Les $\Omega_+, \Omega'_-, \Omega'_+, \Omega_-$ sont les fréquences de Rabi associées aux transitions indiquées par des flèches.

Montrons tout d'abord que tout ensemble $\{\Omega_+, \Omega'_-, \Omega'_+, \Omega_-\}$ il existe une combinaison linéaire

$$|\Psi_{NC}\rangle = c_{-2}|g_{-2}, p - 2\hbar k\rangle + c_0|g_0, p\rangle + c_2|g_2, p + 2\hbar k\rangle \quad (7.24)$$

qui n'est pas couplé aux lasers ($VAL|\Psi_{NC}\rangle = 0$). Pour cela, il faut avoir

$$\begin{cases} \Omega'_+ c_0 + \Omega_- c_2 = 0 \\ \Omega_+ c_{-2} + \Omega'_- c_0 = 0 \end{cases} \quad (7.25)$$

La solution des équations (7.25) est $c_{-2} = \Omega_- \Omega'_-$, $c_0 = -\Omega_- \Omega_+$, $c_2 = \Omega_+ \Omega'_+$ ce qui conduit à

$$|\Psi_{NC}\rangle = N [\Omega_- \Omega'_- |g_{-2}, p-2\hbar k\rangle - \Omega_- \Omega_+ |g_0, p\rangle + \Omega_+ \Omega'_+ |g_2, p+2\hbar k\rangle] \quad (7.26)$$

où N est un coefficient de normalisation. Pour une lumière σ_- pure seul c_{-2} est non nul, alors que pour une lumière σ_+ pure, seul $c_{+2} \neq 0$. En appliquant l'impulsion σ^- avant l'impulsion σ^+ , et en suivant adiabatiquement l'état (7.24), on peut donc passer de $|g_{-2}, p-2\hbar k\rangle$ à $|g_2, p+2\hbar k\rangle$.

- Une résolution numérique de l'équation de Schrödinger est faite dans la référence 4.

Les résultats sont présentés sur la fig. 10 extraite de 4. On vérifie bien que $|c_{-2}|^2$ décroît de 1 à 0, alors que $|c_{+2}|^2$ passe de 0 à une valeur proche de 1, $|c_0|^2$ croissant puis décroissant (Calculs faits avec $\delta=0$, des impulsions gaussiennes de largeur T , décalés de $1.2 T$. On prend $(\Omega_+ T)_{\max} = (\Omega_- T)_{\max} = 50$, $\Gamma T = 5$).

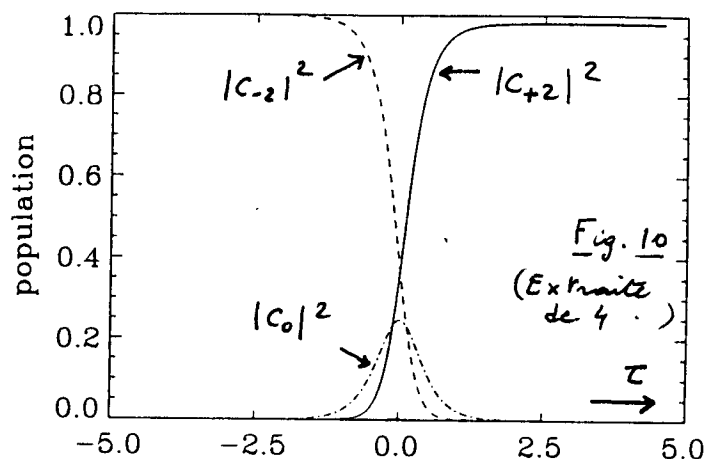


Fig. 10
(Extraite de 4.)

- L'avantage d'un tel système est de doubler le transfert d'impulsion à l'atome ($+4\hbar k$ au lieu de $+2\hbar k$). Une fois l'atome dans $|g_{+2}, p+2\hbar k\rangle$ rien n'empêche d'ailleurs de recommencer en appliquant 2 impulsions laser σ^+ et σ^- , σ^+ venant cette fois de la droite et σ^- de la gauche et l'impulsion σ^+ précédant l'impulsion σ^- , ce qui fera passer de $|g_{+2}, p+2\hbar k\rangle$ à $|g_{-2}, p+6\hbar k\rangle$, et ainsi de suite...

Références

- 1 - J.R. Kuhlinski, U. Gombatz, F.T. Hioe, K. Bergmann
Phys. Rev. A40, 6741 (1989)
- 2 - U. Gombatz, P. Rudecki, S. Schieman, K. Bergmann
J. Chem. Phys. 92, 5363 (1990)
- 3 - C.E. Carol, F.T. Hioe, Phys. Rev. A42, 1522 (1990)
- 4 - P. Marte, P. Zoller, J.L. Hall Phys. Rev. A, à paraître
- 5 - Une étude expérimentale de cette méthode de transfert effectuée sur la molécule Na_2 est présentée dans la Ref. 2 et dans U. Gombatz, P. Rudecki, M. Becker, S. Schieman, M. Kühlz, K. Bergmann, Chem. Phys. Lett. 149, 463 (1988)