

① Discussion qualitative

a - Energie de recul E_R

- Définition de E_R : énergie cinétique de recul de l'atome lorsqu'il émet ou absorbe un seul photon de vecteur d'onde $\vec{k}$.

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5.1)$$

Temperature correspondante $k_B T_R = E_R$ (5.2)

Vitesse de recul correspondante $v_R = \frac{h k}{M}$ (5.3)

- Ordres de grandeur

Pour Na (sur la raie de résonance), $T_R = 2,4 \mu K$, $v_R = 3 \text{ cm/s}$

Pour Cs (" " " ") , $T_R = 0,13 \mu K$, $v_R = 3 \text{ mm/s}$

Pour He^* (sur la raie $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$) , $T_R = 4 \mu\text{K}$, $v_R = 9 \text{ cm/s}$

- Une telle limite semble fondamentale. En effet, si l'atome ne s'arrête pas d'absorber et d'émettre des photons, il semble impossible d'éviter les sauts aléatoires qu'il subit lors des cycles de fluorescence, et, par suite, une dispersion de son énergie cinétique, de l'ordre de E_R .

b - Principe de la méthode de refroidissement en dessous de E_R

Cette méthode repose sur la combinaison de 2 effets

(i) Sélection des atomes de vitesses très faibles

La remarque à la fin du § a précédent montre que, pour abaisser T au dessous de T_R , il faut bloquer les cycles de fluorescence pour les atomes que l'on désire refroidir.

Le "piégeage cohérent de populations sélectif en vitesse", étudié à la fin du cours III permet de réaliser une telle sélection en vitesse puisqu'il conduit à une situation où le taux de fluorescence $R_f(v)$ pour un atome de vitesse v est d'autant plus faible que v est plus petit, s'annulant exactement pour $v=0$ (voir équation (3.38) et Fig. 9 page III.10). Une telle propriété permet ainsi de sélectionner les atomes de vitesse très faibles en les protégeant des "mauvais" effets de l'émission spontanée.

(ii) Pompage optique dans l'espace des vitesses

Pour refroidir un ensemble d'atomes, il ne suffit pas de sélectionner une classe de vitesses δv autour de $v = 0$. Il faut également augmenter la densité d'atomes dans cette classe de vitesses δv .

Pour réaliser une telle compression de la distribution de vitesses autour de $v=0$, il suffit d'utiliser le changement aléatoire de vitesse que subit un atome après un cycle de fluorescence. Un atome de vitesse $v > \delta v$ peut en effet, à l'issue d'un cycle de fluorescence, se retrouver avec $v < \delta v$. Une telle "marche au hasard" de la vitesse (diffusion d'impulsion) peut être considérée comme un pompage optique dans l'espace des vitesses qui transfère les atomes des classes de vitesses absorbantes ($v > \delta v$) vers les classes de vitesses non absorbantes ($v < \delta v$) où ils se retrouvent piégés et s'accumulent.

c. Comparaison avec les autres méthodes

- A la différence des autres méthodes (refroidissement Doppler, Scyphé, $\sigma^+ - \sigma^-$ pour $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 2$, Raman pour une transition $\Lambda \dots$) cette méthode n'utilise pas de force de friction qui amortit la vitesse. Rappelons en effet que pour la transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, situation dans laquelle apparaît le phénomène de piégeage cohérent sélectif en vitesse, la force moyenne agissant sur l'atome est nulle quel que soit v (voir équation (3.17))

La méthode décrite ici repose sur une combinaison de la diffusion dans l'espace des vitesses et d'une sélection dans cet espace des vitesses due à une interférence quantique entre amplitudes d'absorption.

- Une autre propriété importante de cette nouvelle méthode est qu'elle ne dépend pas du désaccord $\delta = \omega_L - \omega_0$.

d. Insuffisance des méthodes semiclassiques

- Dans les cours précédents, l'atome a toujours été considéré comme localisé en un point z bien défini. Par exemple l'état $|\psi(z)\rangle$ écrit en (2.24.a), et qui est un état non absorbant pour une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$, donne l'état interne d'un atome dont le centre de masse est décrit par un paquet d'ondes si bien localisé autour de z qu'il est inutile de traiter quantiquement l'évolution d'un tel paquet d'ondes. $z = vt$ est considéré comme une fonction donnée de t .

- Si l'atome est refroidi au dessous de T_R , sa dispersion en impulsion δp devient inférieure à $\hbar k$: $\delta p < \hbar k$. Par suite, sa longueur d'onde de de Broglie (ou encore sa longueur de cohérence) $\xi = \hbar / \delta p$ devient supérieure à la longueur d'onde du laser

$$\delta p < \hbar k \quad \rightarrow \quad \xi = \frac{\hbar}{\delta p} > \frac{1}{k} = \lambda \quad (5.4)$$

L'atome ne peut plus alors être considéré comme localisé dans l'onde laser. Un traitement quantique de tous ses degrés de liberté, aussi bien internes qu'externes, devient indispensable.

② Principes d'un traitement quantique

a. Modèle simple à une dimension

- Nous nous limitons dans ce paragraphe au modèle simple d'une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ et d'une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, modèle déjà utilisé dans les cours III et IV.
- Par suite du pompage optique et de la nullité du coefficient de Clebsch-Gordan de la transition $g_0 - e_0$, on peut se limiter aux 3 sous-niveaux g_{-1}, g_1, e_0 . (Voir Fyp. 3c, page II.2)
- Les états atomiques sont repérés par 2 nombres quantiques

Interne : g_{-1}, g_1, e_0

Externe : impulsion p le long de l'axe Oz des 2 lasers.

b- Etats quantiques couplés et non couplés au champ laser

- L'hamiltonien d'interaction atome-laser V_{AL} a la même forme que plus haut en (2.28), à part que le nombre 3 est remplacé par l'opérateur position Z du centre de masse

$$V_{AL} = \frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{2} \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} |e_0\rangle \langle g_{-1}| e^{ikZ} + \frac{1}{\sqrt{2}} |e_0\rangle \langle g_{+1}| e^{-ikZ} \right] e^{-i\omega_L t} + h.c. \quad (5.5)$$

Les opérateurs $e^{\pm ikZ}$ apparaissant dans (5.5) ne sont autres que des opérateurs de translation dans l'espace des impulsions, transformant l'état d'impulsions p du centre de masse en un état d'impulsions $p \pm \hbar k$

$$e^{\pm ikZ} |p\rangle = |p \pm \hbar k\rangle \quad (5.6)$$

- En utilisant (5.5) et (5.6), on obtient alors aisément

$$V_{AL} |g_{-1}, p\rangle = -\frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{2\sqrt{2}} e^{-i\omega_L t} |e_0, p + \hbar k\rangle \quad (5.7.a)$$

$$V_{AL} |g_{+1}, p\rangle = +\frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{2\sqrt{2}} e^{-i\omega_L t} |e_0, p - \hbar k\rangle \quad (5.7.b)$$

L'interprétation de ces équations est très claire. Partant de l'état $|g_{-1}\rangle$, l'atome ne peut qu'absorber qu'un photon σ^+ qui lui apporte un moment cinétique $+\hbar$ le long de Oz et le fait passer dans e_0 . Comme un photon σ^+ a aussi une impulsion $+\hbar k$ (voir Fig.1, p. II-1), l'absorption d'un tel photon augmente de $+\hbar k$ l'impulsion de l'atome qui passe de p à $p + \hbar k$. Le même raisonnement montre que, à partir de g_{-1} , l'atome ne peut qu'absorber un photon σ^+ , ce qui fait varier son moment cinétique et son impulsion le long de Oz , de $-\hbar$ et $-\hbar k$ respectivement.

Réciproquement, si l'on part de $|e_0, p\rangle$, les processus d'émission induite ne conduisent un tel état qu'à deux états $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$ et $|g_{+1}, p + \hbar k\rangle$. (Voir

Fig.1, où les flèches en pointillés représentent les couplages associés à V_{AL}). Finalement, pour chaque valeur de p , on peut introduire un ensemble de 3 états, formant une famille $\mathcal{F}(p)$

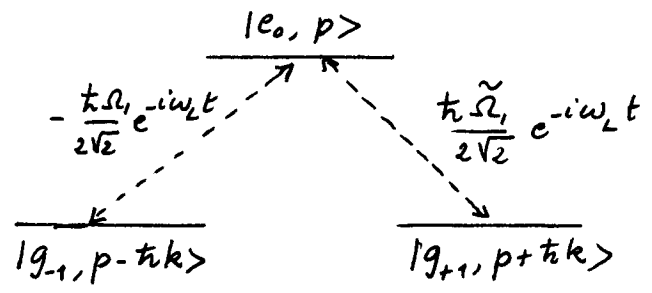


Fig. 1

$$\mathcal{F}(p) = \{ |e_0, p\rangle, |g_{-1}, p - \hbar k\rangle, |g_{+1}, p + \hbar k\rangle \} \quad (5.8)$$

qui reste stable sous l'effet de V_{AL} , c'est à dire sous l'effet des processus d'absorption et d'émission induite.

- Les équations (5.7), réécrites en remplaçant p par $p - \hbar k$ dans la 1^{ère} et p par $p + \hbar k$ ^(dans la 2^{ème}), suggèrent alors d'introduire dans la famille $\mathcal{F}(p)$, l'état

$$|\Psi_{NC}(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_{-1}, p - \hbar k\rangle + |g_{+1}, p + \hbar k\rangle] \quad (5.9)$$

car les équations (5.7) montrent alors que l'état $|\Psi_{NC}(p)\rangle$ n'est pas couplé au laser (ce qui justifie l'indice NC), puisque

$$V_{AL} |\Psi_{NC}(p)\rangle = \frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{4} e^{-i\omega_L t} [|e_0, p\rangle - |e_0, p\rangle] = 0 \quad (5.10)$$

- La combinaison linéaire de $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$ et $|g_{+1}, p + \hbar k\rangle$ orthogonale à (5.9)

V-4

$$|\psi_c(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [-|g_{-1}, p - \hbar k\rangle + |g_{+1}, p + \hbar k\rangle] \quad (5.11)$$

est, quant à elle, couplée au laser puisque

$$V_{AL} |\psi_c(p)\rangle = \frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{2} e^{-i\omega_L t} |e_0, p\rangle \quad (5.12)$$

Dans la famille $\mathcal{F}(p)$, rapportée à la base $\{|e_0, p\rangle, |\psi_c(p)\rangle, |\psi_{nc}(p)\rangle\}$ les seuls éléments de matrice non nuls de V_{AL} sont entre $|e_0, p\rangle$ et $|\psi_c(p)\rangle$

$$\langle e_0, p | V_{AL} | \psi_c(p) \rangle = \frac{\hbar \tilde{\Omega}_1}{2} e^{-i\omega_L t} = \langle \psi_c(p) | V_{AL} | e_0, p \rangle^* \quad (5.13)$$

c - Couplages associés à l'hamiltonien atomique

- Dans la famille $\mathcal{F}(p)$, il faut également tenir compte de l'hamiltonien atomique H_A qui s'écrit

$$H_A = H_A^{\text{ext}} + H_A^{\text{int}} = \frac{P^2}{2M} + \hbar \omega_0 P_e \quad (5.14)$$

L'hamiltonien externe n'est autre que l'énergie cinétique du centre de masse, P étant l'impulsion (le long de Oz) de ce centre de masse. Dans un traitement quantique de ces degrés de liberté externes, une telle énergie cinétique doit apparaître dans H_A .

Pour écrire l'hamiltonien interne, nous avons supposé qu'il n'y a pas de champ magnétique extérieur, de sorte que les 2 sous-niveaux Zeeman $|g_{\pm 1}\rangle$ ont la même énergie, prise égale à 0.

- Les états $|g_{\pm 1}, p \pm \hbar k\rangle$ sont états propres de H_A

$$H_A |g_{\pm 1}, p \pm \hbar k\rangle = \frac{(p \pm \hbar k)^2}{2M} |g_{\pm 1}, p \pm \hbar k\rangle \quad (5.15)$$

Il n'en est pas de même pour $|\psi_c(p)\rangle$ et $|\psi_{nc}(p)\rangle$. En utilisant (5.9) et (5.15), on obtient en effet

$$\begin{aligned} H_A |\psi_{nc}(p)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{(p - \hbar k)^2}{2M} |g_{-1}, p - \hbar k\rangle + \frac{(p + \hbar k)^2}{2M} |g_{+1}, p + \hbar k\rangle \right] \\ &= \left(\frac{p^2}{2M} + E_R \right) |\psi_{nc}(p)\rangle + \frac{\hbar k p}{M} |\psi_c(p)\rangle \end{aligned} \quad (5.16)$$

où E_R est l'énergie de recul donnée en (5.1). Un calcul analogue donne pour $H_A |\psi_c(p)\rangle$

$$H_A |\psi_c(p)\rangle = \left(\frac{p^2}{2M} + E_R \right) |\psi_c(p)\rangle + \frac{\hbar k p}{M} |\psi_{nc}(p)\rangle \quad (5.17)$$

On voit ainsi que $|\psi_{nc}(p)\rangle$ et $|\psi_c(p)\rangle$ ne sont états propres de H_A que si $p = 0$, c'est à dire si $|g_{\pm 1}, p \pm \hbar k\rangle$ sont dégénérés vis à vis de H_A (voir 5.15). Notons enfin que $|e_0, p\rangle$ est état propre de H_A

$$H_A |e_0, p\rangle = \left(\frac{p^2}{2M} + \hbar \omega_0 \right) |e_0, p\rangle \quad (5.18)$$

Finalement, H_A n'est diagonal dans la base $\{|e_0, p\rangle, |\psi_c(p)\rangle, |\psi_{nc}(p)\rangle\}$ que si $p = 0$. Si $p \neq 0$, des couplages non diagonaux apparaissent entre $|\psi_c(p)\rangle$ et $|\psi_{nc}(p)\rangle$

$$\langle \psi_c(p) | H_A | \psi_{nc}(p) \rangle = \langle \psi_{nc}(p) | H_A | \psi_c(p) \rangle = \frac{\hbar k p}{M} \quad (5.19)$$

qui sont l'équivalent du couplage inertiel (3.25) du cours III.

Les résultats des §§ 2b et 2c précédents sont récapitulés sur la figure 2 qui donne les énergies des états $|e_0, p\rangle$, $|\psi_c(p)\rangle$, $|\psi_{nc}(p)\rangle$ de $\mathcal{F}(p)$ et les couplages non diagonaux dus à V_{AL} et H_A qui existent entre eux (voir 5.13 et 5.19). Nous avons éliminé toute dépendance temporelle de V_{AL} en effectuant une transformation unitaire qui ajoute $\hbar\omega_L$ aux énergies de $|g_{\pm 1}, p \pm \hbar k\rangle$ (ou, ce qui revient au même, en quantifiant les champs laser). Par rapport à l'énergie de $|e_0, p\rangle$, prise pour zéro d'énergie, les énergies de $|\psi_c(p)\rangle$ et $|\psi_{nc}(p)\rangle$ valent, d'après (5.16), (5.17)

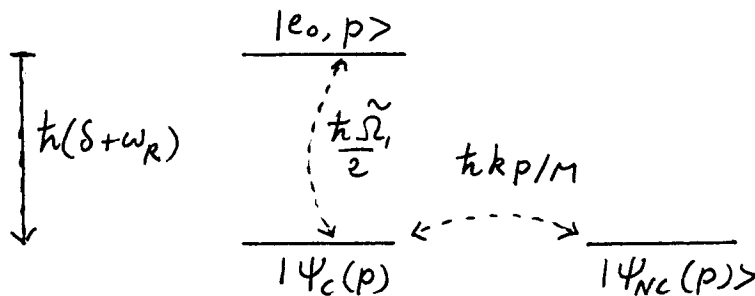
$$\hbar(\omega_L - \omega_0) + E_R = \hbar(\delta + \omega_R) \text{ où } \delta = \omega_L - \omega_0 \text{ et } \omega_R = E_R/\hbar$$


Fig. 2

d. Taux de départ de $\mathcal{F}(p)$ par émission spontanée

Dans la famille $\mathcal{F}(p)$, le seul état instable radiativement, c-à-d susceptible de se désintégrer par émission spontanée, est l'état $|e_0, p\rangle$. Le taux de départ de $|e_0, p\rangle$ est Γ , où Γ est la largeur naturelle de e .

Dans ce paragraphe, on s'intéresse uniquement à la manière dont un système, dont l'état initial est décrit par un vecteur de $\mathcal{F}(p)$, quitte cette famille par émission spontanée. On peut alors montrer (voir Ref. 6, Chap. III) que l'évolution de la projection de l'état du système dans $\mathcal{F}(p)$ est régie par un hamiltonien effectif H_{eff} obtenu en ajoutant à l'énergie de l'état $|e_0, p\rangle$ une partie imaginaire, $-i\hbar\Gamma/2$, pour décrire son instabilité. En tenant compte des éléments diagonaux et non diagonaux de H_A et V_{AL} dans $\mathcal{F}(p)$ (voir Fig. 2), on obtient ainsi pour la matrice (non hermitique) représentant H_{eff} dans la base $\{|e_0, p\rangle, |\psi_c(p)\rangle, |\psi_{nc}(p)\rangle\}$ l'expression suivante

$$(H_{eff}) = \hbar \begin{pmatrix} -i\Gamma/2 & \tilde{\Omega}_t/2 & 0 \\ \tilde{\Omega}_t/2 & \delta + \omega_R & kp/M \\ 0 & kp/M & \delta + \omega_R \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

Comme la matrice (5.20) est non hermitique, ses 3 valeurs propres sont en général non réelles. Les 3 vecteurs propres correspondants décrivent les 3 modes propres de désintégration radiative à partir de $\mathcal{F}(p)$, dont les taux sont reliés aux parties imaginaires de ces valeurs propres. Physiquement, on peut dire que les couplages non diagonaux $\hbar\tilde{\Omega}_t/2$ et $\hbar kp/M$ de la figure 2 "contaminent" l'état $|\psi_c(p)\rangle$ par $|e_0, p\rangle$, et l'état $|\psi_{nc}(p)\rangle$ par $|e_0, p\rangle$ via $|\psi_c(p)\rangle$, ce qui confère aux états $|\psi_c(p)\rangle$ et $|\psi_{nc}(p)\rangle$ une partie de l'instabilité radiative de $|e_0, p\rangle$.

Commençons par supposer que $p = 0$.

V-6

- Il est clair alors sur (5.20) (et sur la figure 2) que l'état

$$|\Psi_{NC}(p=0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_{-1}, -\hbar k\rangle + |g_{+1}, +\hbar k\rangle] \quad (5.21)$$

n'est couplé à aucun autre état de $\mathcal{F}(p=0)$, et est un état propre de H_{eff} , de valeur propre réelle. Un atome dans l'état $|\Psi_{NC}(p=0)\rangle$ ne se désintègre pas radiativement. Il reste piégé dans cet état indéfiniment.

- La notion de piégeage cohérent de population subsiste donc quand on quantifie les degrés de liberté de translation. Comparons plus précisément l'état piège (5.21) à l'état piège $|\Psi_s(z)\rangle$ de la théorie semiclassical, donné par l'équation (2.24.a). La fonction d'onde associée au ket (5.21) s'écrit

$$\Psi_{NC}(p=0, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_{-1}\rangle e^{-ikz} + |g_{+1}\rangle e^{ikz}] \quad (5.22)$$

La ressemblance avec (2.24.a) est frappante mais ne doit pas prêter à confusion : L'état (2.24.a) est l'état interne d'un atome localisé en z . Dans (2.24.a), z est un paramètre ayant une valeur bien définie. Par contre (5.22) est une fonction d'onde (à 2 composantes, en quelque sorte un spinor) décrivant un atome complètement délocalisé. Dans (5.22), z n'est pas un paramètre, mais la variable figurant dans la fonction d'onde, prenant toutes les valeurs de $-\infty$ à $+\infty$.

- L'élément nouveau qui apparaît dans la théorie entièrement quantique est que l'état piège (5.21) est obtenu en superposant linéairement 2 états qui diffèrent non seulement par l'état interne, mais également par l'impulsion. Une telle situation résulte de la conservation de l'impulsion globale. Pour pouvoir interférer, les 2 amplitudes d'absorption doivent aboutir au même état final $|e, p=0\rangle$. Comme les photons absorbés n'ont pas la même impulsion (suivant le chemin σ_+ ou σ_-), il faut partir d'une superposition de 2 états initiaux d'impulsion différente.

Notons enfin que l'état (5.21) n'est pas factorisable. Les corrélations entre variables internes et externes dans l'état piège sont donc des corrélations quantiques non séparables.

- Pour $p=0$, les 2 autres valeurs propres de H_{eff} sont obtenues en diagonalisant la matrice non hermitique relative au sous-espace sous-tendu par $|e_0, 0\rangle$ et $|\Psi_c(0)\rangle$ (totalement découplé de $|\Psi_{NC}(0)\rangle$).

$$\hbar \begin{pmatrix} -i\Gamma/2 & \tilde{\Omega}_1/2 \\ \tilde{\Omega}_1/2 & \delta + \omega_R \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

$$\text{Si } \tilde{\Omega}_1 \ll \sqrt{(\delta + \omega_R)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (5.24)$$

c'est à dire si $\tilde{\Omega}_1 \ll \Gamma$ ou si $\tilde{\Omega}_1 \ll |\delta + \omega_R|$, on peut calculer ces valeurs propres perturbativement. La valeur propre qui rend

$\delta + \omega_R$ quand $\tilde{\Omega}_1 \rightarrow 0$ est donnée par

$$\hbar(\delta + \omega_R) + \frac{(\hbar\tilde{\Omega}_1/2)^2}{\hbar(\delta + \omega_R + i\frac{\Gamma_c'}{2})} = \hbar(\delta + \omega_R) + \hbar\left(\delta_c' - i\frac{\Gamma_c'}{2}\right) \quad (5.25)$$

où

$$\Gamma_c' = \frac{(\tilde{\Omega}_1/2)^2}{(\delta + \omega_R)^2 + \frac{\Gamma_c'^2}{4}} \Gamma \quad \delta_c' = \frac{(\tilde{\Omega}_1/2)^2}{(\delta + \omega_R)^2 + \frac{\Gamma_c'^2}{4}} (\delta + \omega_R) \quad (5.26)$$

Au facteur ω_R près (qui corrige δ), on retrouve l'élargissement ($\hbar\Gamma_c'$) et le déplacement ($\hbar\delta_c'$) de l'état $|\Psi_R\rangle$ du cours III (voir page III.9). Γ_c' et $\hbar\delta_c'$ représentent respectivement le temps de départ par émission spontanée et le déplacement lumineux de l'état $|\Psi_c\rangle$ qui, lui, reste couplé au laser.

L'autre valeur propre de (5.23) reste très proche de $-i\Gamma/2$

Que se passe-t-il lorsque p est non nul ?

Supposons maintenant que p est non nul, tout en restant suffisamment petit pour que le couplage $\hbar kp/M$ entre $|\Psi_{NC}(p)\rangle$ et $|\Psi(p)\rangle$ (voir Fig. 2) reste négligeable devant l'élargissement $\hbar\Gamma_c'$ et le déplacement $\hbar\delta_c'$ de $|\Psi_c\rangle$ dûs à son couplage avec $|e, p\rangle$

$$k|p|/M \ll \Gamma_c' \text{ ou } |\delta_c'| \quad (5.27)$$

Deux des trois valeurs propres de (5.20) restent très proches des valeurs propres de (5.23), c'est à dire de $-i\hbar\Gamma/2$ et (5.25). Quant à la troisième, elle est obtenue en appliquant la théorie des perturbations du 2^{ème} ordre au couplage $\hbar kp/M$ induit par H_A entre $|\Psi_{NC}(p)\rangle$ et l'état $|\Psi_c(p)\rangle$ résultant du couplage $\hbar\tilde{\Omega}_1/2$ induit par V_{AL} entre $|\Psi_c(p)\rangle$ et $|e_0, p\rangle$. On trouve ainsi pour cette 3^{ème} valeur propre

$$\hbar(\delta + \omega_R) + \frac{(\hbar kp/M)^2}{\hbar(-\delta_c' + i\frac{\Gamma_c'}{2})} = \hbar(\delta + \omega_R) + \hbar\left(\delta_{NC}' - i\frac{\Gamma_{NC}'}{2}\right) \quad (5.28)$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{NC}'(p) = \frac{(kp/M)^2}{\delta_c'^2 + \frac{\Gamma_c'^2}{4}} \Gamma_c' = \frac{4k^2p^2}{M^2\tilde{\Omega}_1^2} \Gamma \end{array} \right. \quad (5.29.a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{NC}'(p) = \frac{(kp/M)^2}{\delta_c'^2 + \frac{\Gamma_c'^2}{4}} \delta_c' = \frac{4k^2p^2}{M^2\tilde{\Omega}_1^2} (\delta + \omega_R) \end{array} \right. \quad (5.29.b)$$

$\Gamma_{NC}'(p)$ est le taux de départ par émission spontanée de l'état $|\Psi_{NC}(p)\rangle$, plus exactement de l'état $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$ qui résulte du couplage $\hbar kp/M$ entre $|\Psi_{NC}(p)\rangle$ et $|\overline{\Psi_c(p)}\rangle$. $\hbar\delta_{NC}'(p)$ est le déplacement lumineux de $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$.

Il est clair sur (5.29.a) que le taux de départ de $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$, qui varie comme p^2 , tend vers zéro quand $p \rightarrow 0$. Ceci montre bien que $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$ est un piège d'autant plus imparfait que p est plus grand.

Réciproquement, donnons nous un temps d'interaction Θ , et cherchons l'intervalle δp de valeurs de p autour de $p=0$, tel que si $|p| < \delta p$, un atome dans $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$ a une grande chance de rester piégé dans l'état $|\overline{\Psi_{NC}(p)}\rangle$ pendant tout le temps Θ .

La valeur de δp est donnée par

$$\Gamma'_{nc}(\delta p) \Theta < 1 \quad (5.30)$$

c'est à dire encore, compte tenu de (5.29.a), par

$$\delta p < \frac{M}{2k\sqrt{\Gamma}} \frac{\Omega_1}{\sqrt{\Theta}} \quad (5.31)$$

On voit ainsi que la classe de vitesses sélectionnée $\delta v = \delta p/m$ peut être aussi étroite que l'on veut puisqu'elle varie en $\Omega_1/\sqrt{\Theta}$. Pour la réduire, et diminuer donc la température, il suffit d'allonger le temps d'interaction.

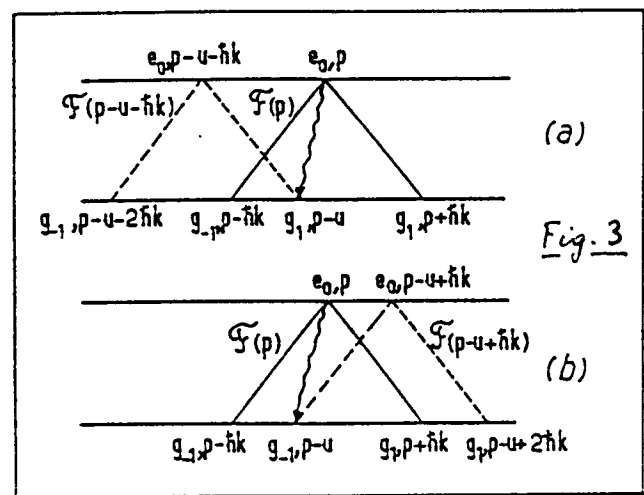
e - Redistribution entre familles due à l'émission spontanée.

- Après avoir étudié dans le § d précédent comment un atome quitte une famille $F(p)$ par émission spontanée, nous analysons maintenant les nouvelles familles dans lesquelles il arrive après une telle émission.
- Un atome initialement dans $F(p)$ ne peut émettre un photon qu'à partir de $|e_0, \vec{p}\rangle$. Si le photon émis a un vecteur d'onde $\vec{k}$ et une polarisation $\vec{E}$, l'atome se retrouve après émission dans une superposition linéaire de $|g_1, \vec{p}-\hbar\vec{k}\rangle$ et $|g_{-1}, \vec{p}-\hbar\vec{k}\rangle$ qui dépend de $\vec{E}$ et des angles polaires θ et φ de la direction d'émission $\vec{k}/k$. Dans le modèle à 1 dimension étudié ici, on ne s'intéresse pas aux composantes p_x et p_y de $\vec{p}$. Si l'on trace la matrice densité finale de l'atome sur p_x et p_y , en gardant $\hbar k_z = \hbar k \cos \theta = u$ fixé, et si l'on moyenne sur la polarisation $\vec{E}$ et l'angle azimutal φ de la direction d'émission du photon émis, on trouve que la matrice densité atomique finale est un mélange statistique (avec des poids égaux à $1/2$) des états $|g_1, p-u\rangle$ et $|g_{-1}, p-u\rangle$.

La figure 3 montre les 2 états $|g_1, p-u\rangle$ et $|g_{-1}, p-u\rangle$ du mélange statistique obtenu après émission spontanée d'un photon de $\hbar k_z = u$ fixé.

$|g_1, p-u\rangle$ appartient à la famille $F(p-u-\hbar k)$ alors que $|g_{-1}, p-u\rangle$ appartient à $F(p-u+\hbar k)$

Comme u peut varier entre $-\hbar k$ et $+\hbar k$, l'émission spontanée peut faire passer l'atome de $F(p)$ à $F(p')$ avec $p-2\hbar k < p' < p+2\hbar k$



f - Résultats attendus - Signature de l'effet

- Une caractéristique intéressante des états non couplés $|\Psi_{nc}(p)\rangle$ donnés en (5.9) est que ce ne sont pas des états propres de P_z . Une mesure de P_z sur un atome dans l'état $|\Psi_{nc}(p)\rangle$ peut donner 2 résultats possibles : $p+\hbar k$ ou $p-\hbar k$ avec des probabilités égales $1/2$.
- La discussion précédente a montré qu'après un temps d'interaction Θ suffisamment long, une proportion importante de

atomes se retrouve piégée dans des états $|\psi_{nc}(p)\rangle$ (très proches de $\psi_{nc}(p)\rangle$) avec $|p| < \delta p$, δp étant donné en (5.31). On s'attend donc à voir dans la distribution finale des valeurs possibles de P_3 2 pics centrés en $-\hbar k$ et $+\hbar k$ et de largeur δp . Si Θ est suffisamment grand pour que largeur δp de ces pics soit plus petite que leur séparation $2\hbar k$, les 2 pics doivent être résolus. Le fait que $\delta p < \hbar k$ entraîne aussi que la température T des atomes (le long de Oz), $k_B T \sim \frac{(\delta p)^2}{2M}$, est plus petite que T_R donné en (5.1) et (5.2).

9- Observation expérimentale.

Voir Référence 1 dont nous extrayons ici seulement les figures 4 et 5, montrant le montage expérimental et la structure en double pic de la distribution d'impulsion atomique. De la largeur des pics, on estime une température de $2\mu K$, soit 2 fois plus petite que la température associée à l'énergie de recul d'un atome d'Helium métastable refroidi sur la transition à $1.08\mu m$. La longueur d'onde de de Broglie des atomes le long de Oz est donc 1.4 fois plus grande que la longueur d'onde laser.

Figures extraites de la Ref. 1

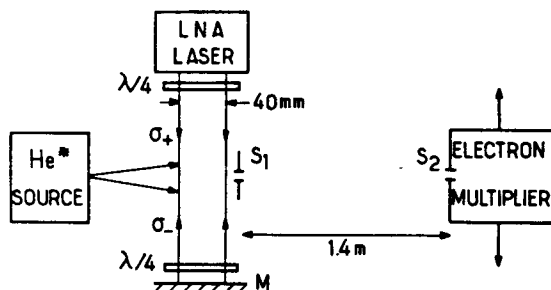


FIG. 4. Schematic experimental setup. The atomic source at 77 K produces a beam of metastable triple helium atoms (2^3S_1) at an average velocity of 1100 m/s. These atoms interact with two σ_+ and σ_- polarized counterpropagating waves at $1.08\mu m$. The transverse velocity distribution at the end of the interaction region is analyzed with two slits S_1 and S_2 , 100 μm wide. S_2 is the entrance slit of a movable He^* detector.

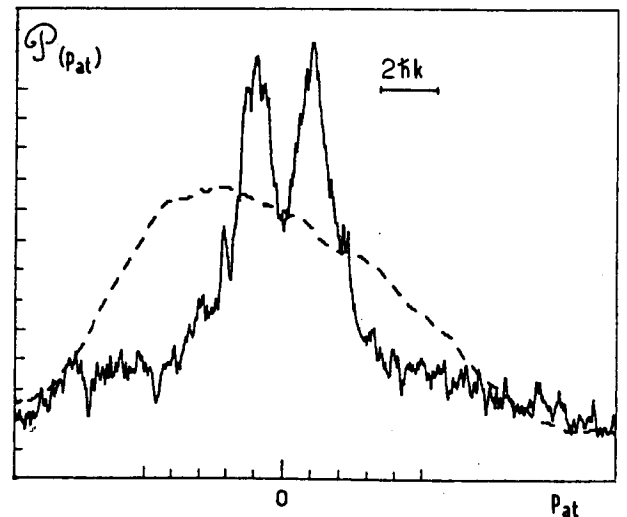


FIG. 5. Transverse atomic momentum profile at the end of the interaction region, with the laser on (solid line) and off (dashed line; this profile has been smoothed). The double-peak structure at about $\pm \hbar k$ and above the initial distribution is a clear signature of the cooling effect presented in this Letter.

Références

- (1) A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988)
- (2) Mêmes auteurs, J.O.S.A. **B6**, 2112 (1989)
- (3) C. Cohen-Tannoudji, les Houches 90, chapitre 11 (Voir référence exacte p. II.10)
- (4) Thèse de doctorat de N. Vansteenkiste (Paris Sud 1989) et R. Kaiser (Paris 1990)
- (5) Il a été aussi suggéré de refroidir des atomes au dessous de T_R en utilisant un recouvrement sélectif en vitesse dans un piège. Voir D.E. Pritchard, K. Helmerson, V.S. Bagdasarian, G.P. Lafyatis, A.G. Martin in Laser Spectroscopy VIII, S. Svantberg and W. Persson eds (Springer Verlag, 1987) p. 68
- (6) C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, Processus d'Interaction entre photons et atomes, référence déjà citée p. II.10