

⑤ Solution des équations du pompage optique (pour un atome de vitesse v imposée) :

a - Atome immobile ($v = 0$)

- Si z est indépendant du temps, (6.22) admet une solution stationnaire

$$M^{st}(z) = -\cos 2kz \quad (7.1)$$

d'où l'on déduit les populations stationnaires de $g_{+1/2}$, $g_{-1/2}$, en utilisant (6.15) et (6.21)

$$\pi_{+1/2}^{st}(z) = \frac{1}{2}(1 + M^{st}(z)) = \sin^2 kz \quad (7.2.a)$$

$$\pi_{-1/2}^{st}(z) = \frac{1}{2}(1 - M^{st}(z)) = \cos^2 kz \quad (7.2.b)$$

- Les populations stationnaires de $|g_{+1/2}\rangle$ et $|g_{-1/2}\rangle$ sont représentées par les cercles pleins de la figure 3 (page VI-4). Le sous-niveau le plus peuplé est le sous-niveau le plus bas. Aux points où la polarisation est circulaire pure, le pompage optique est total dans l'un des deux sous-niveaux.

b - Atome de vitesse v : $z = vt$

Solution générale

- En utilisant $z = vt$, on peut réécrire (6.22) sous la forme

$$\dot{M}(t) + \frac{1}{\tau_p} M(t) = -\frac{1}{\tau_p} \cos 2kv t \quad (7.3)$$

qui est celle d'une équation différentielle linéaire à coefficients constants (car τ_p est, d'après (6.23), indépendant de z et donc de t), avec un terme source modulé à la fréquence $2kv$. La solution forcée de (7.3), à la fréquence $2kv$, s'écrit donc

$$M(t) = \operatorname{Re} \frac{-\frac{1}{\tau_p}}{2ikv + \frac{1}{\tau_p}} e^{2ikv t} \quad (7.4)$$

c'est à dire encore en revenant à la variable $z = vt$

$$M(z) = -\frac{1}{1 + 4k^2 v^2 \tau_p^2} \cos 2kz - \frac{2kv\tau_p}{1 + 4k^2 v^2 \tau_p^2} \sin 2kz \quad (7.5)$$

- Il apparaît clairement sur (7.4) et (7.5) que le paramètre important pour décrire les variations de $M(z)$ avec v est

$$kv\tau_p = \frac{v\tau_p}{\lambda} \quad (7.6)$$

qui est le rapport entre la distance parcourue par l'atome pendant le temps de pompage optique et la longueur d'onde λ , qui caractérise les variations spatiales de l'onde laser. $kv\tau_p$ est en quelque sorte un paramètre de non adiabaticité qui caractérise la difficulté qu'a le pompage optique de suivre les

variations de la polarisation laser pour un atome en mouvement à la vitesse v . Si $kv\tau_p \gg 1$, les effets non adiabatiques seront importants.

- On peut encore dire que, dans son référentiel au repos, l'atome voit une lumière dont la polarisation est modulée, passant alternativement de σ^+ à σ^- . Si la modulation est lente ($kv \ll 1/\tau_p$), le pompage optique a le temps de suivre les variations de la polarisation, et M oscille entre -1 et $+1$. Si la modulation est rapide ($kv \gg 1/\tau_p$), le pompage optique n'a plus le temps de suivre et l'atome n'est plus polarisé $\rightarrow M \approx 0$ et par suite $\pi_{+1/2} \approx \pi_{-1/2} \approx 1/2$.

Solutions à faible vitesse : $kv\tau_p \ll 1$

- A l'ordre 1 en $kv\tau_p$, (7.5) donne, compte tenu de (7.1)

$$\begin{aligned} M(z) &= -\cos 2kz - 2kv\tau_p \sin 2kz \\ &\approx -\cos 2k(z - v\tau_p) \\ &= M^{st}(z - v\tau_p) \end{aligned} \tag{7.7}$$

L'état interne d'un atome en mouvement lent, qui passe au point z avec la vitesse v , est donc le même que celui d'un atome qui serait au repos derrière lui au point $z - v\tau_p$. On voit ainsi clairement les "effets de retard" introduits sur un atome en mouvement par le fait que le pompage optique nécessite un temps fini τ_p .

- Le résultat (7.7) peut être retrouvé par une autre méthode qui a l'avantage de s'appliquer même si τ_p dépendait de z , auquel cas on ne disposerait pas d'une solution générale aussi simple que (7.4).

Comme $z = vt$, on peut réécrire (6.22) sous la forme

$$\frac{\partial}{\partial t} M + v \frac{\partial}{\partial z} M = -\frac{1}{\tau_p} M - \frac{\cos 2kz}{\tau_p} \tag{7.8}$$

Après un temps de l'ordre de τ_p , le régime transitoire s'est amorti et le terme $\partial M / \partial t$ est nul.

$$v \frac{\partial}{\partial z} M = -\frac{1}{\tau_p} M - \frac{\cos 2kz}{\tau_p} \tag{7.9}$$

On peut alors rechercher une solution de (7.9) sous forme d'un développement en puissances de $kv\tau_p$. A l'ordre 0, on peut ignorer le membre de gauche de (7.9), ce qui donne alors la solution stationnaire (7.1)

$$M^{(0)}(z) = M^{st}(z) \tag{7.10}$$

A l'ordre 1, on peut remplacer dans le membre de gauche, qui est déjà proportionnel à v , M par $M^{(0)} = M^{st}$, ce qui donne, puisque le terme en $-\cos 2kz / \tau_p$ a disparu après le calcul à l'ordre 0

$$M^{(1)}(z) = -v\tau_p \frac{\partial}{\partial z} M^{st}(z) \tag{7.11}$$

En ajoutant (7.10) et (7.11), on obtient alors, à l'ordre 1 inclus

$$M(z) = M^{st}(z) - v \tau_p \frac{d}{dz} M^{st}(z) \approx M^{st}(z - v \tau_p) \quad (7.12)$$

qui coïncide avec (7.7).

Solution à grande vitesse : $k v \tau_p \gg 1$

L'équation (7.5) donne alors

$$M(z) = -\frac{1}{2k v \tau_p} \sin 2kz \quad (7.13)$$

$M(z)$ décroît donc en $1/v$ à grande vitesse.

⑥ Description du mouvement atomique dans le régime $T_{int} \ll T_{ext}$

Si $T_{int} \ll T_{ext}$, l'atome change très souvent de sous-niveau avant que sa vitesse n'ait eu le temps de changer appréciablement. On peut alors utiliser les résultats du paragraphe précédent donnant l'état interne de l'atome pour une vitesse v fixée

a - Atome immobile en z

Force radiative moyenne - Potentiel effectif

- Il suffit de reporter (7.1) dans l'expression (6.14) de la force radiative moyenne $\vec{F}$ pour obtenir la valeur F de la composante sur Oz de $\vec{F}$, pour un atome en z avec $v=0$

$$F(z, v=0) = -k U_0 \sin 2kz \cos 2kz = -\frac{k U_0}{2} \sin 4kz \quad (7.14)$$

- On peut encore écrire

$$F(z, v=0) = -\frac{d}{dz} \bar{U}(z) \quad (7.15)$$

où $\bar{U}(z)$ est un potentiel effectif égal à

$$\bar{U}(z) = \frac{U_0}{4} \sin^2 2kz \quad (7.16)$$

- Il est clair, d'après (7.14), que la moyenne spatiale de $F(z, v=0)$, notée $\overline{F(v=0)}$, est nulle

$$\overline{F(v=0)} = 0 \quad (7.17)$$

Un tel résultat se comprend aisément sur la figure 3. En 2 points symétriques par rapport au fond d'une vallée, par exemple en $z = \lambda/4$, les populations sont égales, mais les gradients des énergies de chaque sous-niveau sont opposés.

Condition de validité du résultat obtenu

- La condition $T_{int} \ll T_{ext}$ sur laquelle repose le calcul précédent signifie que l'atome, initialement immobile, doit se déplacer d'une quantité très petite devant λ pendant τ_p .

- L'ordre de grandeur de F est $k U_0$, l'accélération correspondante étant de l'ordre de $k U_0 / M$. Pendant le temps τ_p , l'atome se déplace d'une quantité de l'ordre de $\frac{k U_0}{M} \tau_p^2$, qui doit donc être très petite devant $\lambda = 1/k$, ce qui donne

$$\frac{k U_0}{M} \tau_p^2 \ll \frac{1}{k} \quad (7.18)$$

que l'on peut encore recevoir, compte tenu de (6.35)

VII-4

$$\Omega_{osc} \tau_p \ll 1$$

(7.19)

On retrouve bien le régime "sautant" introduit au § 4 c.

Coefficient de diffusion de l'impulsion

- Nous nous contenterons ici d'une discussion qualitative
- Diffusion d'impulsion due aux photons de fluorescence: D_{spont}
La direction d'émission de ces photons est aléatoire. L'impulsion atomique effectue donc une marche aléatoire dans l'espace des impulsions, de pas $\hbar k$, le nombre de pas par unité de temps étant de l'ordre de $\Gamma' = \Gamma S_0$. On en déduit

$$D_{spont} \approx \hbar^2 k^2 \Gamma S_0 \quad (7.20)$$

- Diffusion d'impulsion due aux fluctuations de la différence entre le nombre de photons absorbés dans chaque onde: D_{abs}
Il est du même ordre de grandeur que le précédent

$$D_{abs} \approx \hbar^2 k^2 \Gamma S_0 \quad (7.21)$$

- Diffusion d'impulsion due aux fluctuations des forces dipolaires: D_{dip} .

Tous les τ_p en moyenne, l'atome change de sous-niveau et la force instantanée, liée au gradient de $E_{+1/2}$ ou $E_{-1/2}$, de l'ordre de $\hbar k U_0$, change de signe. La fonction de corrélation de cette force, $F(t)F(t-\tau)$, de l'ordre de $\hbar^2 U_0^2$ pour $\tau=0$, tend vers 0 quand $\tau \gg \tau_p$, de sorte que

$$\begin{aligned} D_{dip} &\approx \int_0^\infty d\tau \overline{F(t)F(t-\tau)} \approx \hbar^2 U_0^2 \tau_p \\ &\approx \hbar^2 k^2 \frac{\delta'^2}{\Gamma'} = \hbar^2 k^2 \Gamma S_0 \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \end{aligned} \quad (7.22)$$

Pour $|S| \gg \Gamma$, D_{dip} est plus important que D_{spont} et D_{abs} . Un calcul exact de D_{dip} , présenté dans la Réf (1), donne pour la moyenne spatiale de D_{dip}

$$\overline{D_{dip}} = \frac{3}{4} \hbar^2 k^4 \Gamma S_0 \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \quad (7.23)$$

b - Atome de vitesse faible: $k v \tau_p \ll 1$

Calcul de la force - Coefficient de friction

- Reportons la 1^{ère} ligne de (7.7) dans l'expression (6.14) de F . Il vient

$$F(z, v) = F(z, v=0) - \alpha(z) v \quad (7.24)$$

où $\alpha(z)$, qui est le coefficient de friction en z , vaut

$$\alpha(z) = 2 \hbar^2 k^2 U_0 \tau_p \sin^2 2kz \quad (7.25)$$

- Contrairement à $F(z, v=0)$ qui a une moyenne spatiale nulle (voir (7.17)), $\alpha(z)$ a une moyenne spatiale qui vaut

$$\begin{aligned}\bar{\alpha} &= k^2 v_0 \tau_p = -\frac{2}{3} \hbar k^2 \delta s_0 \tau_p \\ &= -3 \hbar k^2 \frac{\delta}{F}\end{aligned}\quad (7.26)$$

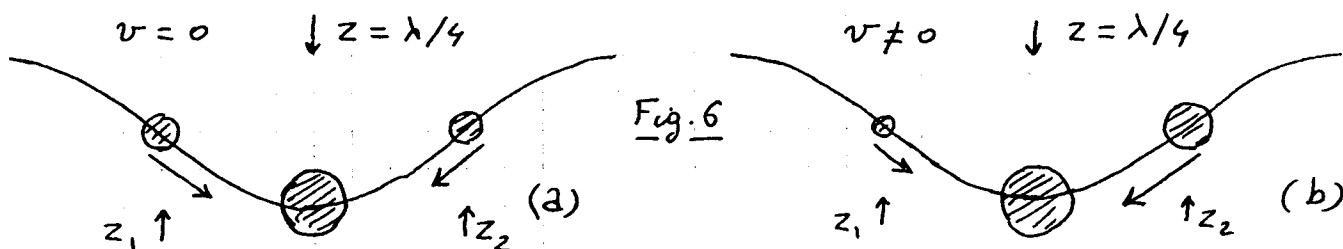
On a utilisé (6.13) et (6.23). Rappelons que $\delta < 0$, de sorte que $\bar{\alpha}$ est bien positif et représente une friction.

— Le temps d'amortissement de la vitesse associé à la force (7.24) moyennée sur une longueur d'onde est de l'ordre de $1/\bar{\alpha} M \approx 1/k^2 v_0 \tau_p M$ d'après (7.26). Ce temps peut être considéré comme un temps externe τ_{ext} . En écrivant qu'un tel temps est très long devant $\tau_{int} \approx \tau_p$, on retrouve la condition (7.18)

Discussion physique

(i) Le fait que $\bar{F}(z, v)$ n'a plus une moyenne spatiale nulle quand $v \neq 0$ est dû à l'effet de retard discuté dans le § 5b plus haut.

Considérons, sur la courbe $E_{+1/2}(z)$ de la figure 3, 2 points z_1 et z_2 situés symétriquement de part et d'autre de $z = \lambda/4$. Pour $v = 0$, les populations stationnaires de $g_{+1/2}$ sont égales en ces 2 points, alors que les gradients de $E_{+1/2}$ sont opposés (Fig. 6a)



Supposons maintenant $v \neq 0$. Comme $\pi_{+1/2}^{st}(z)$ est une fonction croissante de z sur la partie descendante de $E_{+1/2}(z)$, en particulier au voisinage de z_1 , $\pi_{+1/2}$ sera plus petit au point z_1 pour un atome en mouvement que pour un atome au repos (voir Fig. 6b), à cause de l'effet de retard qui entraîne que $\pi_{+1/2}(z_1) = \pi_{+1/2}^{st}(z_1 - v\tau_p) < \pi_{+1/2}^{st}(z_1)$. Au contraire, au voisinage de z_2 , sur la partie montante de $E_{+1/2}(z)$, $\pi_{+1/2}^{st}(z)$ est une fonction décroissante de z de sorte que $\pi_{+1/2}(z_2) = \pi_{+1/2}^{st}(z_2 - v\tau_p) > \pi_{+1/2}^{st}(z_2)$.

Il apparaît ainsi clairement sur les figures 6a et 6b que la force qui accélère l'atome dans les parties descendantes est plus faible pour $v \neq 0$ que pour $v = 0$, alors que la force qui le décélère dans les parties montantes est plus forte pour $v \neq 0$ que pour $v = 0$. On comprend ainsi pourquoi l'atome en mouvement est globalement ralenti.

(ii) Une caractéristique très importante de $\bar{\alpha}$, qui apparaît clairement sur (7.19), est que $\bar{\alpha}$ est indépendant de l'intensité laser I_L . Un tel résultat est dû au fait que, quand I_L décroît, la diminution de v_0 (déplacements lumineux) est compensée par un allongement de τ_p (temps de pompage optique). Rappelons que pour le refroidissement laser Doppler, le coefficient de friction est proportionnel à I_L . Notons enfin que la valeur de $\bar{\alpha}$ trouvée

en (7.19) est plus grande que la valeur maximale de α pour le refroidissement laser Doppler.

(iii) Sous l'effet du terme indépendant de v de (7.24), l'atome effectue des oscillations dans le potentiel effectif $\bar{V}(z)$ donné en (7.16). La fréquence de ces oscillations est, à un facteur 2 près, la fréquence Ω_{osc} calculée en (6.35). Le 2^{ème} terme de (7.24) amortit une telle oscillation avec un taux γ

$$\gamma \approx \frac{\bar{\alpha}}{M} \approx \frac{k^2 U_0}{M} \tau_p \quad (7.27)$$

Comparons γ à Ω_{osc} . En utilisant (6.35) et (7.20), on obtient

$$\frac{\gamma}{\Omega_{osc}} \approx \frac{\frac{k^2 U_0}{M} \tau_p}{k \sqrt{\frac{U_0}{M}}} = k \sqrt{\frac{U_0}{M}} \tau_p = \Omega_{osc} \tau_p \ll 1 \quad (7.28)$$

puisque nous supposons dans tout ce paragraphe la condition (7.19) vérifiée. L'oscillation de l'atome dans $\bar{V}(z)$ est donc très peu amortie.

Ordre de grandeur de la température

- A partir du coefficient de friction $\bar{\alpha}$, donné en (7.26), et du coefficient de diffusion de l'impulsion qui, pour $|\delta| \gg \Gamma$, est de l'ordre de Dip donné en (7.22), on peut estimer l'ordre de grandeur de la température d'équilibre. Comme dans la théorie du mouvement Brownien, on a

$$k_B T \approx \frac{D}{\bar{\alpha}} \approx \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma s_0 \delta^2 / \Gamma^2}{\hbar k^2 \delta / \Gamma} \approx \hbar \delta s_0 = \hbar \delta' \approx U_0 \quad (7.29)$$

On trouve que $k_B T$ est de l'ordre de grandeur du déplacement lumineux $\hbar \delta'$ de l'état fondamental, ou encore de l'ordre de grandeur de la profondeur U_0 des puits de potentiel de la figure 3. On trouve le même résultat que celui fourni par le raisonnement général du § 4 a ci dessus, conduisant à une énergie moyenne finale de l'ordre de U_0 .

- Comme $s_0 \approx \Omega_1^2 / 2 \delta^2$ pour $|\delta| \gg \Gamma$, on a

$$k_B T \sim \hbar \frac{\Omega_1^2}{|\delta|} \quad (7.30)$$

La température d'équilibre est donc proportionnelle à Ω_1^2 , donc à l'intensité laser et inversement proportionnelle au module du désaccord $|\delta|$.

- A faible intensité, le déplacement lumineux de l'état fondamental est beaucoup plus petit que $\hbar \Gamma$. Le refroidissement Sisyphus conduit donc à une température beaucoup plus basse que le refroidissement Doppler. On ne peut pas cependant réduire indéfiniment l'intensité laser, puisque nous avons vu plus haut (§ 4 b) que U_0 doit être supérieur à un seuil de quelques dizaines de E_R .

- Le résultat précédent n'est valable que si la plage de vitesses correspondant à (7.29) est suffisamment petite pour

que l'approximation $\mathcal{F}$ linéaire en v et D indépendant de v soit valable. Nous revenons plus loin sur ces 2 points.

c - Atome de vitesse quelconque

Calcul de la force

Au lieu de reporter (7.7) dans (6.14), on reporte maintenant l'expression exacte (7.5). Après moyenne spatiale, on trouve pour la force moyenne

$$\overline{\mathcal{F}(v)} = -kV_0 \frac{k v \tau_p}{1 + 4 k^2 v^2 \tau_p^2} = - \frac{\bar{\alpha} v}{1 + \left(\frac{v}{v_c}\right)^2} \quad (7.31)$$

où $\bar{\alpha}$ est donné en (7.26) et où v_c est une "vitesse de capture" donnée par

$$v_c = \frac{1}{2k\tau_p} = \frac{\lambda}{2\tau_p} \quad (7.32)$$

Un atome de vitesse v_c parcourt donc une distance $\lambda/2$ pendant le temps de pompage optique

Discussion physique

- v_c donne l'ordre de grandeur de la plage de vitesses dans laquelle $\overline{\mathcal{F}(v)}$ reste linéaire. Comme $1/\tau_p$ est proportionnel à l'intensité laser Ω_1^2 , v_c décroît comme Ω_1^2 quand Ω_1 diminue. Cette situation est différente de celle du refroidissement Doppler ou la vitesse de capture, de l'ordre de Γ/k , est indépendante de Ω_1 .

- La plage de vitesse correspondant à la température d'équilibre (7.30) est donnée par

$$k_B T \simeq \frac{1}{2} M v_{rms}^2 \sim \frac{\hbar \Omega_1^2}{|\delta|} \quad (7.33)$$

v_{rms} varie proportionnellement à Ω_1 , alors que v_c varie quadratiquement. Pour que le calcul conduisant à (7.29) ou (7.30) soit valable, il faut que v_{rms} tombe dans la zone linéaire de $\overline{\mathcal{F}(v)}$, c'est à dire encore que $v_{rms} < v_c$, ce qui donne, compte tenu de (7.32) et (7.33)

$$k_B T \gg E_R \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \quad (7.34)$$

En fait, le raisonnement précédent suppose encore que le coefficient de diffusion reste constant dans l'intervalle v_c . Nous allons voir maintenant, en étudiant ce qui se passe à grande vitesse, que D décroît avec v sur un intervalle de l'ordre de v_c , de sorte que la condition (7.34) est trop sévère.

d - Atome de vitesse élevé

Description des phénomènes à la limite $E \gg V_0$, $v \gg v_c$

- C'est la description donnée au § 4 ci-dessus, en termes de sauts d'un sous-niveau à l'autre au cours desquels E varie de δE , de l'ordre de $-V_0$. Comme $V_0 \ll E$, chaque

saut fait varier très peu l'énergie en valeur relative, de sorte que $T_{ext} \gg T_{int}$. On peut donc, à haute énergie (et même si $\Omega_{osc} \tau_p \gg 1$), utiliser la description en termes de force moyenne et de coefficient de diffusion. C'est uniquement quand E aura beaucoup diminué et sera devenu de l'ordre de U_0 qu'il faudra éventuellement changer de description si $\Omega_{osc} \tau_p \gg 1$.

- Entre 2 sauts, l'atome reste sur un même sous-niveau, avec une énergie totale E constante. Comme $v \gg v_c$, il parcourt plusieurs λ avant de changer de sous-niveau et son énergie cinétique T , qui oscille entre E et $E - U_0$, a une valeur moyenne

$$\tilde{T} = E - \frac{U_0}{2} = \frac{\tilde{p}^2}{2M} \quad (7.35)$$

Comme U_0 est constant, on déduit que (7.35) que la variation $\delta \tilde{T}$ de $\tilde{T}$ dans un saut est égale à la variation δE de E

$$\delta \tilde{T} = \delta E = \frac{\tilde{p}}{M} \delta \tilde{p} = v \delta \tilde{p} \quad (7.36)$$

- Dans le § 4 ci-dessus (voir notamment les formules (6.48) et (6.47) du Complément au § 4, page VI-10), nous avons calculé la valeur moyenne $\overline{\delta E}$ de δE et sa variance $\overline{\delta E^2} - \overline{\delta E}^2$ au bout d'un temps δt . Comme d'après (7.36), $\delta \tilde{p} = \delta E/v$, nous pouvons en déduire la vitesse de variation de la valeur moyenne et de la variance de $\delta \tilde{p}$, c.-à-d. encore la force moyenne et le coefficient de diffusion de p à vitesse élevée

Force moyenne et coefficient de diffusion de l'impulsion à vitesse élevée

- De (6.47) et (6.48) et de $\delta \tilde{p} = \delta E/v$, on déduit (pour $\beta = \frac{11}{6}$)

$$\frac{\overline{\delta \tilde{p}}}{\delta t} = \frac{2}{3} \frac{\Gamma S_0}{v} \left[-\frac{U_0}{12} + \frac{11}{6} \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \right] = \overline{F} \quad (7.37)$$

$$\frac{\overline{\delta \tilde{p}^2} - \overline{\delta \tilde{p}}^2}{\delta t} = 2D = \frac{2}{3} \Gamma S_0 \frac{1}{v^2} \left[\frac{U_0^2}{12} + \frac{11}{6} v^2 \hbar^2 k^2 \right] \quad (7.38)$$

- Force moyenne

Si l'on suppose $U_0 \gg E_R$, on peut négliger le 2^{ème} terme du crochet de (7.37). On obtient alors, compte tenu de (6.23) et (7.26)

$$\overline{F}(v) = -\frac{2}{3} \frac{\Gamma S_0}{v} \frac{U_0}{12} = -k^2 U_0 \tau_p \frac{v}{4 v^2 k^2 \tau_p^2} = -\frac{\tilde{\alpha} v}{\left(\frac{v}{v_c}\right)^2} \quad (7.39)$$

qui coïncide avec la forme asymptotique de (7.31) pour $v \gg v_c$.

- Coefficient de diffusion de l'impulsion

On peut écrire (7.38) sous la forme

$$D = D_0 + D_1(v) \quad (7.40)$$

où

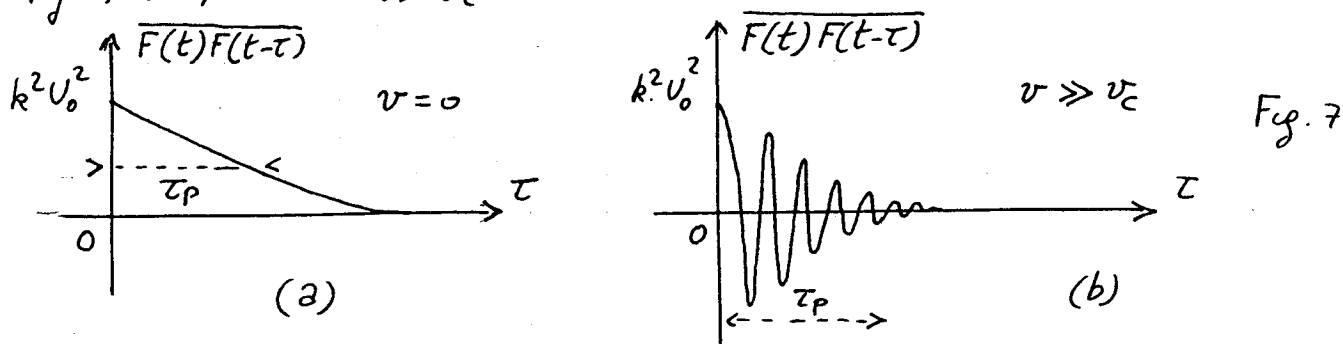
$$D_0 = \frac{11}{18} \Gamma S_0 \hbar^2 k^2 \quad (7.41)$$

$$D_1(v) = \frac{\Gamma S_0}{36} \frac{v_0^2}{v^2} \quad (7.42)$$

D_0 est le coefficient de diffusion dû aux fluctuations de la direction d'émission des photons de fluorescence et aux fluctuations de la différence entre les nombres de photons absorbés dans les zondes. D_1 , qui est proportionnel à v_0^2 , est le coefficient de diffusion dû aux fluctuations des forces dipolaires. En utilisant (6.13), (6.23) et (7.23), on peut l'écrire sous la forme

$$D_1(v) = \hbar^2 k^2 \Gamma S_0 \frac{\delta^2}{r^2} \frac{1}{4 k^2 v^2 \tau_p^2} = \frac{4}{3} D_{\text{dip}}(v=0) \frac{1}{\left(\frac{v}{v_c}\right)^2} \quad (7.43)$$

Il apparaît ainsi que le coefficient de diffusion D_{dip} décroît avec v , en $(4/3)(v_c/v)^2$ pour $v \gg v_c$. Cette décroissance est due au fait que, comme l'atome parcourt plusieurs λ avant de changer de sous niveau, la force dipolaire instantanée (gradient de $E_{+1/2}$ ou $E_{-1/2}$) oscille plusieurs fois avant de changer de signe. La fonction de corrélation de $F(t)$, $\overline{F(t)F(t-\tau)}$, qui a l'allure représentée sur la Fig. 7.2 pour $v=0$, a l'allure représentée sur la Fig. 7.6 pour $v \gg v_c$.



L'intégrale de $\overline{F(t)F(t-\tau)}$, qui n'est autre que D_1 ou D_{dip} , est donc beaucoup plus petite pour $v \gg v_c$ que pour $v=0$.

- Conséquence pour la température d'équilibre.

Pour $v \gg v_c$, la force de friction est beaucoup plus faible d'après (7.31). Mais en même temps le chauffage par diffusion d'impulsion est beaucoup plus faible d'après (7.43), à condition bien sûr que $D_1(v)$ reste encore prépondérant devant D_0 . Il s'ensuit que le refroidissement Si-syphé peut rester efficace même si $v \gg v_c$. On peut montrer ainsi que la condition de validité de (7.29), écrite plus haut sous la forme $v_{\text{rms}} \ll v_c$ peut être remplacée par $v_{\text{rms}} \ll v_c \frac{|\delta|}{r}$ qui est moins sévère.

Références . les mêmes que page VI-9