Chapitre 5

Sisyphe brillant, Sisyphe gris

Sommaire

1	Le m	odèle Sisyphe standard 2							
	1-1	Transition $1/2 \leftrightarrow 3/2$	2						
	1-2	Déplacements lumineux et pompage optique	2						
	1-3	Le mécanisme Sisyphe	4						
2	Limi	te du refroidissement Sisyphe							
	2-1	La force de friction et sa plage de linéarité 4							
	2-2	La diffusion en impulsion	6						
	2-3	Température d'équilibre	6						
	2-4	Premiers résultats expérimentaux	7						
3	Au d	lelà du modèle linéaire							
	3-1	Équations de Liouville couplées	7						
	3-2	État stationnaire	8						
	3-3	Traitement quantique	9						
	3-4	Résultats expérimentaux	10						
4	Sisyphe gris								
	4-1	La transition $1/2 \leftrightarrow 1/2 \dots \dots \dots \dots \dots$	11						
	4-2	La transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1 \dots \dots \dots \dots$	12						
	4-3	Les premières mélasses grises	15						
	4-4	Le renouveau des mélasses grises	16						

Les premières mélasses optiques en raie large ont été réalisées en 1985 aux Bell Labs avec des atomes de sodium (Chu et al. 1985). Les mesures précises de température ont été faites au NIST (le NBS à l'époque) sur des mélasses de cette même espèce atomique par Lett et al. (1988) et Lett et al. (1989) (figure 5.1). La conclusion de ces mesures fut sans appel : le refroidissement Doppler ne pouvait à lui seul expliquer le refroidissement observé ; les températures étaient plus basses que la limite $k_{\rm B}T = \hbar\Gamma/2$ prévue et la variation de la température avec le désaccord du laser n'était pas du tout en accord avec la théorie. Plusieurs modèles de refroidissement ont alors été développés (Ungar et al. 1989; Dalibard & Cohen-Tannoudji 1989), avec en point commun l'idée de prendre en compte plus fidèlement la structure de la transition atomique, en allant au delà du modèle à deux niveaux.

Le point clé est que pour un atome à plusieurs sous-niveaux fondamentaux, de longues constantes de temps peuvent apparaître, liées au temps de pompage optique entre sous-niveaux. À ces longues constantes de temps, peuvent être associées de basses énergies. Au contraire, dans le modèle à deux niveaux à la base du refroidissement Doppler, la seule constante de temps pertinente est Γ^{-1} , et l'énergie associée $\hbar\Gamma$ donne la limite du refroidissement Doppler. Parmi tous les modèles 1D développés à l'époque, le plus robuste est probablement l'effet Sisyphe, qui se généralise presque tel quel à trois dimensions [pour une revue, voir par exemple Grynberg & Robilliard (2001)]. C'est donc lui que nous allons discuter maintenant dans sa version initiale, avant de passer à des développements récents qui généralisent ce type de refroidissement à d'autres transitions atomiques.



FIGURE 5.1. *Premières mesures précises de la température dans une mélasse optique (atomes de sodium). La courbe tiretée représente la prédiction pour le refroidissement Doppler. Figure extraite de Lett et al. (1988).*

1 Le modèle Sisyphe standard

1-1 Transition $1/2 \leftrightarrow 3/2$

Le modèle le plus simple pour le refroidissement Sisyphe est celui d'une transition entre un état fondamental $J_g = 1/2$ et un état excité $J_e = 3/2$ (figure 5.2). Le choix de cette transition est logique; nous avons vu que la transition atomique la plus simple $J_g = 0$ $\mathcal{E} \rightarrow J_e = 1$ ne donnait lieu qu'à un refroidissement Doppler, avec une température bornée par la limite Doppler (pour une raie large) $k_{\rm B}T \ge \hbar\Gamma/2$. L'apparition de cette borne inférieure peut être reliée – sans que ce soit une preuve absolue – au fait que la seule constante de temps figurant alors dans la dynamique interne de l'atome est la durée de vie de l'état excité Γ^{-1} . En passant à une structure atomique plus compliquée, notamment pour l'état fondamental, l'espoir est de voir apparaître des nouvelles constantes de temps, nettement plus longues. Ces constantes de temps correspondent par exemple au temps de pompage optique d'un état Zeeman fondamental $|g, \pm 1/2\rangle$ vers l'autre.

Pour créer une dynamique non triviale entre ces deux états fondamen-



FIGURE 5.2. Transition atomique $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ et configuration laser 1D lin \perp lin donnant naissance à l'effet Sisyphe.

taux, que nous noterons à partir de maintenant $|g_{\pm}\rangle$, il est nécessaire de placer l'atome dans une situation où la polarisation de la lumière varie dans l'espace. Limitons nous ici à un exemple unidimensionnel, avec un mouvement le long de l'axe z. Le prototype d'une telle situation correspond à la superposition de deux ondes lumineuses progressives se propageant en sens contraire le long de l'axe z, de polarisations linéaires orthogonales ϵ_x et ϵ_y (configuration lin \perp lin, figure 5.2). Les deux ondes sont choisies avec la même fréquence, la même intensité, et une phase relative telle que la polarisation résultante $\epsilon(z)$ varie dans l'espace de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\epsilon}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\boldsymbol{\epsilon}_x \mathrm{e}^{\mathrm{i}kz} \,\mathcal{E} \,\,\mathrm{i}\boldsymbol{\epsilon}_y \mathrm{e}^{-\mathrm{i}kz} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\boldsymbol{\epsilon}_- \cos(kz) \,\mathcal{E} \,\,\mathrm{i}\boldsymbol{\epsilon}_+ \sin(kz) \right), \quad (5.1)$$

où les vecteurs unitaires complexes $\epsilon_{\pm} = (\mp \epsilon_x \mathcal{E} \ i\epsilon_y)/\sqrt{2}$ représentent la base de polarisation circulaire droite et gauche.

La polarisation de la lumière évolue donc continûment et de manière périodique le long de l'axe *z*. Elle est circulaire gauche (ϵ_{-}) aux points z = 0 modulo $\lambda/2$, circulaire droite (ϵ_{+}) aux points $z = \lambda/4$ modulo $\lambda/2$, et elliptique entre ces points. En particulier, elle est linéaire en $z = \lambda/8$ modulo $\lambda/4$, selon les bissectrices de ϵ_x et ϵ_y .

1-2 Déplacements lumineux et pompage optique

Dans l'hypothèse où le désaccord Δ entre la fréquence du faisceau laser et la fréquence atomique est grand devant la fréquence de Rabi κ caractéri-

sant le couplage atome-lumière, on sait que l'atome va être très majoritairement dans un des deux états g_{\pm} et on va pouvoir négliger le temps passé dans le niveaux excité. L'effet de la lumière sur l'atome est alors double :

- La lumière crée un potentiel lumineux qui déplace les énergies de g_{\pm} d'une quantité qui dépend de la proportion de lumière σ_{\pm} en un point donné. On obtient ainsi une modulation différentielle $V_{\pm}(z)$ des énergies de g_{\pm} .
- La lumière induit des transitions $g_+ \leftrightarrow g_-$ par des processus Raman spontanés, c'est-à-dire l'absorption d'un photon d'une des deux ondes laser et l'émission spontanée d'un photon de fluorescence. Le taux de transition $\gamma_{+\to-}(z)$ de g_+ vers g_- fait intervenir l'intensité locale de lumière σ_- au point où se trouve l'atome et il est donc modulé dans l'espace. Il en va de même pour le taux de transition $\gamma_{-\to+}(z)$ de $g_$ vers g_+ .

Le refroidissement Sisyphe va résulter de la corrélation entre les potentiels lumineux $V_{\pm}(z)$ et les taux de pompage optique $\gamma_{+\to-}(z)$ et $\gamma_{-\to+}(z)$. Pour une description plus quantitative, commençons par calculer les déplacements lumineux. On utilise pour cela les facteurs d'intensité (carrés des coefficients de Clebsch–Gordan) représentés sur la figure 5.2. En un point z donné, le niveau g_+ sera déplacé par une quantité proportionnelle $I_+(z) + \frac{1}{3}I_-(z)$, où $I_{\pm}(z)$ sont les intensités associées aux polarisations σ_{\pm} au point z. De même, le niveau g_- sera déplacé par une quantité proportionnelle à $I_-(z) + \frac{1}{3}I_+(z)$. A une constante additive près sans importance ici, les potentiels lumineux ressentis par g_{\pm} s'écrivent donc (figure 5.3)

$$V_{+}(z) = V_0 \cos^2(kz), \qquad V_{-}(z) = V_0 \sin^2(kz),$$
 (5.2)

où l'énergie V_0 est donnée par $V_0 = \frac{2}{3}\hbar(\mathcal{E}\Delta)s_0$. On note ici s_0 le paramètre de saturation pour chacune des deux ondes progressives :

$$s_0 = \frac{\kappa^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$$
(5.3)

où κ est la fréquence de Rabi associée à chaque onde progressive, calculée pour un coefficient de Clebsch–Gordan égal à 1. La quantité V_0 est positive pour un désaccord négatif, qui est le signe envisagé ici (comme pour le refroidissement Doppler).



FIGURE 5.3. Potentiels $V_{\pm}(z)$ créés par la lumière sur les deux états fondamentaux g_{\pm} . Les disques sombres indiquent les populations stationnaires pour un atome au repos résultant des processus de pompage optique.

Nous pouvons calculer de même le taux $\gamma_{\pm \to \mp}(z)$ avec le quel l'atome initialement dans g_{\pm} va sauter vers g_{\mp} . On trouve

$$\gamma_{+\to-}(z) = \gamma_0 \cos^2(kz), \qquad \gamma_{-\to+}(z) = \gamma_0 \sin^2(kz), \tag{5.4}$$

avec $\gamma_0 = \frac{2}{9}\Gamma s_0$. On trouve bien la corrélation annoncée entre déplacements lumineux et taux de pompage optique.

L'équation d'évolution de la population P_+ en un point z donné est

$$\frac{\mathrm{d}P_+}{\mathrm{d}t} = \mathcal{E}\,\gamma_{+\to-}(z)P_+ \ + \ \gamma_{-\to+}(z)P_-, \tag{5.5}$$

et idem pour P_- . En utilisant $P_+ + P_- = 1$, cette équation d'évolution peut encore s'écrire

$$\frac{\mathrm{d}P_{+}}{\mathrm{d}t} = \mathcal{E}\,\gamma_{0}\left[P_{+}\,\mathcal{E}\,P_{+}^{\mathrm{stat}}(z)\right],\tag{5.6}$$

où les populations stationnaires $P_{\pm}^{\text{stat}}(z)$ pour un atome au repos en z sont données par (figure 5.3) :

$$P_{+}^{\text{stat}}(z) = \sin^2(kz), \qquad P_{-}^{\text{stat}}(z) = \cos^2(kz).$$
 (5.7)

Ce résultat indique que le niveau le plus peuplé est toujours le plus bas des deux états g_+ et g_- . En z = 0 par exemple, la lumière est polarisée selon ϵ_- et l'atome est pompé optiquement dans l'état g_- pour lequel $V_-(z) = 0$, alors que $V_+(z) = V_0 > 0$.



FIGURE 5.4. Evolution typique dans $V_{\pm}(z)$ pour une vitesse de l'ordre de γ_0/k .

1-3 Le mécanisme Sisyphe

Pour un atome au repos, nous venons de voir que le pompage optique a tendance à faire passer l'atome du sommet des collines de potentiel au fond des vallées. C'est ce point-clé qui donne son nom à l'effet Sisyphe (figure 5.4). On comprend intuitivement pourquoi ce dernier donne lieu à un refroidissement : si l'atome bouge avec une vitesse v faible mais non nulle, il va avoir tendance à monter plus de collines qu'en descendre. La conservation de l'énergie est assurée par l'émission spontanée : lorsque un atome gravit une colline de potentiel $V_{\pm}(z)$, il convertit son énergie cinétique en énergie potentielle. Cette énergie est ensuite emportée par les photons de fluorescence émis spontanément lors des processus de pompage optique ; ceux-ci font passer l'atome d'un sommet de V_{\pm} à une vallée de V_{\mp} , et les photons ont en moyenne une énergie plus grande que l'énergie des photons des ondes lumineuses incidentes.

Cette image se généralise sans difficulté à trois dimensions, avec une configuration d'intensité et de polarisation qui peut être plus ou moins compliquée selon le nombre, la direction, et la phase relative des ondes lumineuses (Grynberg & Robilliard 2001). Le point essentiel est (i) de maintenir le fait que les niveaux atomiques sont déplacés vers le bas par une quantité qui dépend de l'espace, et (ii) que le pompage optique tend à accumuler l'atome dans le sous-niveau de plus basse énergie. Ce résultat est garanti si on utilise une transition $J_g \leftrightarrow J_e = J_g + 1$ et une lumière monochromatique de désaccord négatif, $\Delta = \omega_L \mathcal{E} \ \omega_A < 0$.

2 Limite du refroidissement Sisyphe

Pour déterminer la limite du refroidissement, nous allons adopter ici une approche de type mouvement brownien en calculant d'abord la force de friction agissant sur l'atome, puis le coefficient de diffusion pour un atome au repos. Nous verrons dans le paragraphe suivant (§ 3) comment aller au delà de ce modèle linéaire simple.

2-1 La force de friction et sa plage de linéarité

Notre modèle de refroidissement Sisyphe correspond à un problème de physique statistique relativement simple : une particule évolue dans le potentiel bi-valué $V_{\pm}(z)$ en sautant aléatoirement entre les deux valeurs avec les taux $\gamma_{\pm\to\mp}(z)$. Considérons un atome de vitesse v et déterminons la force qui agit sur lui en régime stationnaire. Cette force s'écrit en fonction de la probabilité $P_{\pm}(z, v)$ de trouver l'atome au point z dans l'état g_{\pm} :

$$F(z,v) = P_{+}(z,v)F_{+}(z) + P_{-}(z,v)F_{-}(z),$$
(5.8)

où $F_{\pm}(z)$ sont les forces qui dérivent des potentiels $V_{\pm}(z)$:

$$F_{\pm}(z) = \pm k V_0 \sin(2kz).$$
 (5.9)

Pour calculer les probabilités d'occupation $P_{\pm}(z, v)$, reprenons l'équation d'évolution (5.6) et cherchons son régime forcé. Ce dernier s'obtient en remplaçant $\frac{d}{dt}$ par $v \frac{d}{dz}$, et la solution s'écrit :

$$P_{\pm}(z,v) = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\cos(2kz) + (v/v_c)\sin(2kz)}{1 + v^2/v_c^2} \right) \qquad \text{avec} \quad 2kv_c = \gamma_0.$$
(5.10)

La moyenne de la force (5.8) sur une période spatiale vaut donc :

$$F(v) = \mathcal{E} M \alpha \frac{v}{1 + v^2 / v_c^2} \qquad \text{avec} \qquad M \alpha = k^2 \frac{V_0}{\gamma_0}.$$
 (5.11)

C'est la force de friction recherchée, qui appelle tout de suite trois commentaires :

– Aux petites vitesses, $v \ll v_c$, on obtient bien une force linéaire en vitesse $F(v) = \mathcal{E} M \alpha v$, comme dans la théorie du mouvement brownien.

– Le coefficient de friction α est proportionnel au rapport du déplacement lumineux moyen V_0 et du taux de pompage γ_0 . Ces deux quantités sont proportionnelles à l'intensité lumineuse, ce qui fait que α est indépendant de l'intensité. Plus précisément, on trouve :

$$V_0 = \frac{2}{3}\hbar|\Delta|s_0, \quad \gamma_0 = \frac{2}{9}\Gamma s_0 \quad \mathcal{E} \to \qquad M\alpha = 3\,\hbar k^2\,\frac{|\Delta|}{\Gamma}.$$
 (5.12)

Cette valeur est à comparer à celle obtenue pour le refroi dissement Doppler dans le cas optimal ($\Delta = \mathcal{E} \Gamma/2$) :

$$M\alpha_{\rm Doppler} = \hbar k^2 \, s_0, \tag{5.13}$$

résultat valable uniquement si $s_0 \ll 1$. En pratique, le coefficient de friction correspondant à l'effet Sisyphe peut donc excéder par plusieurs ordres de grandeur α_{Doppler} .

– La plage sur laquelle la force est linéaire en vitesse est donnée par $|v| \ll v_c$, c'est-à-dire $kv \ll \frac{1}{9}\Gamma s_0$ ou encore $v/\gamma_0 \ll \lambda/4\pi$. Pour que la force soit linéaire en vitesse, il faut donc que le déplacement de l'atome pendant le temps de relaxation γ_0^{-1} soit très petit devant la période spatiale du potentiel lumineux. En d'autres termes, il faut que de nombreux processus de pompage optique se produisent quand l'atome parcourt une longueur d'onde. Cette plage de linéarité est proportionnelle au paramètre de saturation s_0 , donc à la puissance des ondes lumineuses.

La plage de linéarité pour le refroidissement Sisyphe est beaucoup plus petite que celle du refroidissement Doppler, pour lequel le résultat est indépendant de la puissance de l'onde lumineuse ($kv \ll \Gamma$). En revanche pour le refroidissement Doppler, le coefficient de friction diminue quand on diminue cette puissance (figure 5.5), alors qu'il est constant (et grand) pour le refroidissement Sisyphe. En fait, les deux mécanismes Doppler et Sisyphe opèrent simultanément : on tire parti en même temps de la grande plage de capture du refroidissement Doppler et du fort coefficient de friction du refroidissement Sisyphe.

La force (5.11) a pour maximum $F = kV_0/4$ pour $v = v_c$, puis elle décroît comme 1/v aux grandes vitesses. Le maximum de la force pour $v = v_c$ correspond à la situation où environ un processus de pompage optique se produit par colline de potentiel, comme sur la figure 5.4. Cette force correspond alors (à un coefficient multiplicatif près) à la force maximale ressentie dans les montées du potentiel $V_{\pm}(z)$ (on ne peut pas espérer mieux !).



FIGURE 5.5. Force en fonction de la vitesse pour l'effet Sisyphe (trait plein) et pour l'effet Doppler (trait pointillé), tracée pour $\Delta = \mathcal{E} \Gamma$ et $s_0 \ll 1$.

Le comportement en 1/v de la force aux grandes vitesses correspond à une puissance dissipée $\mathcal{P} = vF(v)$ constante :

$$\mathcal{P} = \frac{1}{4} V_0 \gamma_0, \tag{5.14}$$

soit une perte d'énergie de l'ordre du quart de la modulation du potentiel V_{\pm} pour chaque processus de pompage optique. Là encore, cela correspond à l'optimum de ce que l'on pouvait espérer pour ce mécanisme. Ce régime $F(v) \propto 1/v$ à haute vitesse se retrouve dans toutes les variantes de l'effet Sisyphe, quels que soient les détails de la dynamique atomique.

Nous allons dans la suite de ce paragraphe supposer qu'à l'équilibre, la distribution en vitesse atomique est essentiellement contenue dans la région $|v| \ll v_c$, de sorte que la force de friction (5.11) est linéaire en vitesse :

$$F = \mathcal{E} M \alpha v$$
 avec $M \alpha = 3\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma}$, (5.15)

comme dans la théorie du mouvement brownien. Pour déterminer l'état d'équilibre, il faut également évaluer le coefficient de diffusion en impulsion D_p pour en déduire la température d'équilibre $k_{\rm B}T = D_p/M\alpha$.



FIGURE 5.6. Evolution aléatoire de la force ressentie par un atome immobile au point z quand il bascule aléatoirement entre les états g_{\pm} .

2-2 La diffusion en impulsion

Rappelons que le coefficient de diffusion D_p donne, à un facteur 2 près, le taux de croissance de la variance de l'impulsion $\Delta p^2 = \langle p^2 \rangle \mathcal{E} \langle p \rangle^2$. Pour évaluer D_p , prenons un atome au repos en un point z quelconque. Du fait des processus de pompage optique, l'atome bascule aléatoirement entre les niveau g_+ et g_- ; il ressent donc une force fluctuante $F(t) = \pm kV_0 \sin(2kz)$ liée aux gradients des potentiels $V_{\pm}(z)$ ressentis sur chaque niveau (figure 5.6). Cette force fluctuante est la responsable principale de la diffusion en impulsion de l'atome dans le refroidissement Sisyphe; c'est donc à elle que nous allons nous intéresser dans un premier temps. À cette contribution, vient s'ajouter – comme pour le refroidissement Doppler – le chauffage dû aux changements aléatoires d'impulsion lors des processus d'émission spontanée. Nous le prendrons en compte dans un deuxième temps.

En décomposant la force ressentie par l'atome en une force moyenne $\bar{F}(z)$ et une force fluctuante de moyenne nulle, le coefficient de diffusion correspondant s'obtient par l'expression (*cf.* chapitre 1) :

$$D_p(z) = \int_0^{+\infty} \left(\overline{F(z,0)F(z,t)} \mathcal{E} \ \overline{F}(z)^2 \right) \, \mathrm{d}t, \tag{5.16}$$

où la force moyenne $\bar{F}(z)$ se calcule en utilisant les populations stationnaires (5.7)

$$\bar{F}(z) = [P_+(z) \mathcal{E} \ P_-(z)] kV_0 \sin(2kz) = \frac{1}{2}kV_0 \sin(4kz).$$
(5.17)

L'expression de $D_p(z)$ se calcule alors sans difficulté [cf. Dalibard & Cohen-Tannoudji (1989)] et sa moyenne sur une période spatiale vaut

$$D_{p,1} = \frac{3}{4}\hbar^2 k^2 s_0 \frac{\Delta^2}{\Gamma}.$$
 (5.18)

Comme indiqué plus haut, on doit en principe ajouter à ce coefficient de diffusion $D_{p,1}$ la contribution $D_{p,0}$ du recul aléatoire lors des processus d'émission spontanée. Cette contribution est du même ordre que celle trouvée pour le refroidissement Doppler :

$$D_{p,0} \approx \hbar^2 k^2 s_0 \Gamma. \tag{5.19}$$

Or, dans la plupart des applications, le refroidissement Sisyphe est utilisé avec un désaccord notablement plus grand (en valeur absolue) que la largeur naturelle Γ . On peut alors négliger la contribution de $D_{p,0}$ et se concentrer sur $D_{p,1}$. Nous verrons $D_{p,0}$ réapparaître quand nous chercherons à aller au delà du modèle linéaire pour le mouvement brownien (§ 3).

2-3 Température d'équilibre

On déduit des coefficients de friction et de diffusion trouvés précédemment la température d'équilibre du refroidissement Sisyphe :

$$|\Delta| \gg \Gamma$$
 : $k_{\rm B}T \approx \frac{D_{p,1}}{M\alpha} \approx \frac{1}{4}\hbar |\Delta|s_0 = \frac{\hbar\kappa^2}{8|\Delta|}.$ (5.20)

Il semble à première vue que l'on peut obtenir une température arbitrairement basse, en prenant la limite d'une fréquence de Rabi $\kappa \to 0$. Toutefois il faut vérifier *a posteriori* que la condition $v_0 \ll v_c$ est bien vérifiée pour la vitesse thermique $v_0 = \sqrt{k_{\rm B}T/M}$: puisque v_0 varie comme κ alors que v_c varie comme κ^2 , ceci vient imposer une limite inférieure aux fréquences de Rabi acceptables. À désaccord Δ fixé, on trouve que la vitesse thermique minimale est

Limite du modèle linéaire :
$$v_{0,\min} \sim v_r \frac{|\Delta|}{\Gamma}$$
 avec $v_r = \frac{\hbar k}{M}$. (5.21)

Piégeage résiduel des atomes. La force moyenne (5.17) ressentie par un atome au repos dérive du potentiel $\frac{V_0}{4} \sin^2(2kz)$. L'amplitude de ce potentiel $\frac{V_0}{4} = \frac{1}{6}\hbar|\Delta|s_0$ est du même ordre que l'énergie thermique $k_{\rm B}T$. Dans ce modèle semi-classique, on s'attend donc à ce qu'il y ait une légère modulation de la densité atomique avec une périodicité $\lambda/4$, la densité étant un peu plus grande là où la lumière a une polarisation circulaire (droite ou gauche).

2-4 Premiers résultats expérimentaux

La prédiction (5.20) correspond à une loi d'échelle très simple : pourvu que le désaccord soit pris (en valeur absolue) plus grand que la largeur naturelle Γ , la température d'équilibre ne doit dépendre que du rapport intensité sur désaccord.

Cette prédiction est remarquablement bien vérifiée en pratique. Nous avons reporté sur la figure 5.7 des résultats de mesure faites sur une mélasse optique 3D de césium par Salomon et al. (1990). Les désaccords choisis allaient de $\Delta/\Gamma = \mathcal{E} 2$ à $\mathcal{E} 28$ et la loi trouvée pour cette situation à 3 dimensions peut s'écrire :

$$Mv_0^2 = k_{\rm B}T \approx 0.4 \,\frac{\hbar\kappa^2}{|\Delta|},\tag{5.22}$$

où v_0 représente la vitesse quadratique moyenne de la distribution et où κ désigne la fréquence de Rabi pour chacune des 6 ondes progressives constituant la mélasse optique. Un résultat très comparable a été trouvé pour les deux isotopes du rubidium par Gerz et al. (1993). Le passage du coefficient $\frac{1}{8} = 0.125$ à 0.4 est dû à la fois au passage de 1D à 3D et au fait que la transition atomique en jeu est nettement plus compliquée que le modèle $1/2 \mathcal{E} 3/2$. Une simulation Monte Carlo quantique prenant en compte ces deux points a permis de retrouver ce coefficient avec une bonne précision (Castin & Mølmer 1995).

En revanche, pour un désaccord Δ donné, la limite (5.21) obtenue dans le cadre de ce modèle linéaire n'est pas reproduite expérimentalement. L'expérience donne en fait un résultat plus favorable : on continue à observer un refroidissement Sisyphe efficace même quand la distribution en vitesse sort de la plage de linéarité. La température limite atteinte quand



FIGURE 5.7. Variation de la température dans une mélasse optique 3D de césium, en fonction du déplacement lumineux. Figure extraite de Salomon et al. (1990)

on baisse l'intensité est en fait la même quel que soit le désaccord choisi : $v_0 \sim$ quelques v_r , limite également vérifiée pour le sodium (Lett et al. 1989) et pour le rubidium (isotopes 85 et 87, Gerz et al. (1993)). L'explication de cette situation plus favorable qu'attendu réside dans le fait que le refroidissement Sisyphe reste efficace bien au delà du régime linéaire, comme nous allons le voir maintenant.

3 Au delà du modèle linéaire

Pour aller au delà du modèle brownien linéaire, nous allons utiliser le formalisme de l'équation de Liouville, bien adapté à la prise en compte du potentiel bi-valué $V_{\pm}(z)$ et des sauts entre les niveaux g_{\pm} (Castin et al. 1991).

3-1 Équations de Liouville couplées

Pour une particule sans structure interne évoluant dans un champ de force F(z), l'évolution de la distribution P(z, v, t) dans l'espace des phases

est donnée par *l'équation de Liouville* :

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{F(z)}{M} \frac{\partial P}{\partial v} = 0.$$
(5.23)

Cette équation est équivalente au principe fondamental de la dynamique pour une particule ponctuelle : $\dot{z} = v$, $M\dot{v} = F(z)$.

Pour le problème qui nous intéresse, nous devons introduire deux distributions $P_{\pm}(z,v)$ et prendre en compte les sauts d'un niveau vers l'autre :

$$\frac{\partial P_{+}}{\partial t} + v \frac{\partial P_{+}}{\partial z} + \frac{F_{+}(z)}{M} \frac{\partial P_{+}}{\partial v} = \mathcal{E} \gamma_{+}(z) P_{+}(z,v) + \gamma_{-}(z) P_{-}(z,v)$$
(5.24)

et une équation symétrique pour $P_{-}(z, v)$.

Intéressons nous au régime stationnaire de ces deux équations couplées, ce qui enlève le terme en $\frac{\partial}{\partial t}$. Considérons par ailleurs la densité dans l'espace des phases totale, ainsi que la différence entre les densités de g_{\pm} :

$$P(z,v) = P_{+}(z,v) + P_{-}(z,v), \qquad \delta(z,v) = P_{+}(z,v) \mathcal{E} P_{-}(z,v).$$
(5.25)

En faisant la différence entre (5.24) et l'équation pour P_- , on trouve d'abord, en utilisant $F_- = \mathcal{E} F_+$:

$$v\frac{\partial\delta}{\partial z} + (\gamma_{+} + \gamma_{-})\delta = \mathcal{E}\frac{F_{+}}{M}\frac{\partial P}{\partial v} + (\gamma_{-}\mathcal{E}\gamma_{+})P.$$
(5.26)

L'intégration de cette équation permet d'exprimer la différence $\delta(z, v)$ en fonction de la somme P(z', v). Faisons alors l'hypothèse que P est indépendante de la position en régime stationnaire : $P(z, v) \equiv P(v)$; nous avons vu plus haut (§ 2-3) que cette hypothèse est raisonnable, au moins dans le régime linéaire. La résolution de (5.26) est alors simple et donne

$$\delta(z,v) = \frac{\mathcal{E}v/v_c}{1+(v/v_c)^2} \left[\left(\sin 2kz + \frac{v_c}{v} \cos 2kz \right) P(v) \\ \mathcal{E}\frac{kV_0}{\gamma_0} \left(\cos 2kz \mathcal{E} \frac{v_c}{v} \sin 2kz \right) \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}v} \right].$$
(5.27)

On injecte ensuite ce résultat dans l'équation du mouvement pour P(v), obtenue en sommant (5.24) et son équivalent pour P_- . Le résultat s'écrit :

$$0 = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}v} \left[\mathcal{E} F(v) P(v) + \frac{D_p(v)}{M} \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}v} \right]$$
(5.28)

où la force F(v) est identique à celle déjà trouvée en (5.11) pour une mouvement à vitesse v constante :

$$F(v) = \mathcal{E} M \alpha \frac{v}{1 + v^2 / v_c^2} \qquad \text{avec} \qquad M \alpha = k^2 \frac{V_0}{\gamma_0}, \tag{5.29}$$

et où le coefficient de diffusion dépendant de la vitesse $D_p(v)$ vaut :

$$D_p(v) = \frac{D_{p,1}}{1 + v^2/v_c^2} \quad \text{avec} \quad D_{p,1} = \hbar^2 k^2 s_0 \frac{\Delta^2}{\Gamma}.$$
 (5.30)

On retrouve ici le coefficient de diffusion $D_{p,1}$, associé aux fluctuations de la force dipolaire quand l'atome au repos bascule aléatoirement entre g_{\pm} , qui a déjà été calculé en $(5.18)^1$. Rappelons que nous avons négligé jusqu'ici le coefficient de diffusion lié au recul aléatoire accompagnant les processus d'émission spontanée; cette contribution va bientôt faire sa réapparition quand nous allons nous poser la question de la limite ultime du refroidissement Sisyphe.

3-2 État stationnaire

La résolution de (5.28) est simple :

$$P(v) \propto \exp\left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} \mathrm{d}v'\right).$$
(5.31)

On voit alors immédiatement que le dénominateur en $1 + v^2/v_c^2$ qui apparaît dans la force F(v) en dehors de la plage de linéarité est compensé par le même dénominateur dans D(v). Le rapport $F(v^\prime)/D(v^\prime)$ reste donc une fonction linéaire de v^\prime , si bien que la distribution stationnaire reste gaussienne :

$$P(v) \propto \exp(\mathcal{E} v^2/2v_0^2)$$
 avec $Mv_0^2 = \frac{1}{3}\hbar|\Delta|s_0.$ (5.32)

Ce résultat explique pourquoi on trouve expérimentalement des vitesses quadratiques basses, de l'ordre de quelques vitesses de recul, bien en dehors de la plage de validité (5.21) initialement prévue pour les grands désaccords.

^{1.} Il y a un facteur 4/3 entre l'expression trouvée ici pour D_{p1} et celle de (5.18). Ce facteur est lié à l'approximation faite ici d'une densité strictement uniforme (Castin et al. 1991).

Quelle est donc la « vraie » limite de validité du résultat (5.32) pour la température d'équilibre du refroidissement Sisyphe ? Pour la déterminer, il faut revenir aux deux sources de chauffage présentes dans ce mécanisme. Dans ce qui précède, nous avons pris en compte la diffusion de l'impulsion due aux fluctuations de la force dipolaire. En revanche, comme nous l'avons indiqué à plusieurs reprises, nous avons négligé les chocs aléatoires d'amplitude $\hbar k$ causés par les processus d'émission spontanée. Si l'on prend ce deuxième processus également en compte, on est amené à remplacer le coefficient de diffusion (5.30) par :

$$D_p(v) = \frac{D_{p,1}}{1 + v^2/v_c^2} + D_{p,0} \quad \text{avec} \quad D_{p,0} = \epsilon \ \hbar^2 k^2 s_0 \Gamma, \tag{5.33}$$

où la valeur du coefficient multiplicatif ϵ , prenant en compte les différents facteurs de branchement entre sous-niveaux Zeeman, vaut $\epsilon = \frac{11}{18}$.

La résolution de (5.28) est alors un peu plus compliquée, mais néanmoins sans grande difficulté. On trouve

$$P(v) \propto \frac{1}{(1+v^2/\bar{v}_c^2)^A}$$
 avec $\frac{\bar{v}_c}{v_r} = \xi_1 \frac{V_0}{E_r}$, $A = \xi_2 \frac{V_0}{E_r}$ (5.34)

c'est-à-dire une puissance de Lorentzienne. Les nombres sans dimension ξ_1 et ξ_2 sont respectivement égaux à $\frac{1}{\sqrt{88}} \approx 0.11$ et $\frac{1}{44} \approx 0.023$. Le résultat trouvé est donc fonction d'un seul paramètre physique, le rapport V_0/E_r .

Cette distribution en puissance de Lorentzienne constitue une généralisation intéressante de la distribution gaussienne de Maxwell–Boltzmann. Quand la puissance *A* de cette Lorentzienne est grande devant 1, c'est-àdire $V_0 \gg E_r$, les classes de vitesse significativement peuplées sont petites devant \bar{v}_c et on retrouve alors la gaussienne de (5.32) :

$$(1 + v^2/\bar{v}_c^2)^{-A} = \exp\left[\mathcal{E}\,A\ln(1 + v^2/\bar{v}_c^2)\right] \approx \exp\left[\mathcal{E}\,Av^2/\bar{v}_c^2\right].$$
 (5.35)

En revanche, si on diminue le rapport V_0/E_r , donc l'exposant A, les ailes de la distribution deviennent plus marquées et on atteint finalement, pour A = 3/2, une distribution pour laquelle l'énergie cinétique moyenne $M\langle v^2\rangle/2$ n'est plus définie. Pour A < 1/2, c'est la distribution elle-même qui n'est plus normalisable, ce qui signifie qu'il n'y a pas de régime stationnaire : les vitesses des particules augmenteront indéfiniment avec le temps, la mélasse Sisyphe n'étant pas assez forte pour les maintenir au voisinage de la vitesse nulle.



FIGURE 5.8. Résultat d'un calcul numérique prenant en compte le caractère quantique du mouvement atomique dans le potentiel bi-valué $V_{\pm}(z)$, avec des sauts entre g_+ et g_- causés par les processus d'émission spontanée. Gauche : populations des différentes bandes d'énergie en fonction du rapport V_0/E_r . Droite : Variation de l'énergie cinétique moyenne $M\bar{v}^2/2$ en unité de E_r , avec deux définitions possibles pour \bar{v} : la vitesse quadratique moyenne $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ et la largeur à $1/\sqrt{e}$ de la distribution en vitesse. Ces deux grandeurs coïncident pour une gaussienne ; ici, la seconde définition donne une énergie inférieure à la première. Figure extraite de Castin & Dalibard (1991).

3-3 Traitement quantique.

Pour aller plus loin et s'affranchir des diverses approximations faites ci-dessus, en particulier l'hypothèse d'une distribution P(z, v) uniforme en z, il est commode de faire une simulation numérique du mouvement classique des particules sur ce potentiel bi-valué $V_{\pm}(z)$. Cette simulation conduit à une vitesse quadratique minimale de l'ordre de $6 v_r$, en bon accord avec le modèle analytique précédent (Castin et al. 1991). Toutefois, quand la vitesse quadratique moyenne n'est plus que de quelques vitesses de recul, la longueur d'onde de de Broglie des atomes devient une fraction significative de la longueur d'onde optique λ . On peut alors s'interroger légitimement sur la validité du traitement semi-classique qui précède, où l'on a utilisé le concept de position z de l'atome définie à nettement mieux que λ près. Pour aller au delà, il faut faire un traitement quantique du mouvement de l'atome, en introduisant les bandes d'énergie correspondant aux états propres dans le potentiel périodique et les taux de transfert entre bandes dus aux processus d'émission spontanée (Castin & Dalibard 1991). Ce traitement a confirmé les conclusions trouvées ici sur les limites du refroidissement, tout en les précisant. On trouve ainsi que la population accumulée dans la bande fondamentale peut atteindre ~ 30% (figure 5.8, gauche). Par ailleurs, ce traitement confirme le caractère non gaussien de la distribution en vitesse pour des valeurs relativement faibles de V_0/E_r . Ainsi le minimum de la vitesse quadratique moyenne est de l'ordre de 5.5 v_r alors que la largeur à $1/\sqrt{e}$, qui devrait être égale à la précédente pour une distribution gaussienne, peut descendre à $2.2 v_r$ (figure 5.8, droite).

3-4 Résultats expérimentaux

Nous avons déjà décrit les premiers résultats expérimentaux obtenus sur le césium (figure 5.7) qui ont confirmé la loi générale $k_{\rm B}T \propto V_0$. Un exemple de distribution en vitesse, obtenue pour une faible profondeur V_0 , est reportée sur la figure 5.9. On y voit que cette distribution dévie notablement d'une gaussienne, et qu'elle est très bien ajustée par une puissance de lorentzienne, avec ici $A \approx 2$. La largeur à $1/\sqrt{e}$ de la distribution en vitesse est très étroite, de l'ordre de $2v_{\rm r}$ seulement.

Un des intérêts majeurs du refroidissement Sisyphe, outre sa limite en température très basse, est sa robustesse. Il faut simplement que l'ingrédient essentiel, une modulation différente des sous-niveaux Zeeman avec un pompage optique de préférence vers le niveau le plus bas, soit préservé. Le refroidissement Sisyphe continue donc à fonctionner quand les atomes sont placés dans un piège magnéto-optique : les mesures de Drewsen et al. (1994) et Cooper et al. (1994) ont montré des températures nettement en dessous de la limite Doppler, avec toutefois une augmentation rapide de cette température avec le nombre d'atomes piégés.

Le refroidissement Sisyphe reste également opérationnel quand les atomes sont plongés dans un réseau optique additionnel. La combinaison du refroidissement Sisyphe et d'un réseau très désaccordé par rapport à la résonance atomique permet notamment de réaliser des « microscopes atomiques », c'est-à-dire des dispositifs qui permettent de visualiser des



FIGURE 5.9. Distribution en vitesse d'atomes de ⁸⁷Rb refroidis dans une mélasse optique 3D de désaccord $\Delta = \mathcal{E} 5\Gamma$. La température effective est de $1.2 \,\mu$ K, soit une demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de $1.8 \, v_r$ seulement. Notons toutefois que la distribution n'est clairement pas gaussienne : le meilleur ajustement par une gaussienne est donnée par le pointillé alors que l'ajustement par une puissance de lorentzienne, en l'occurrence avec l'exposant A = 2, donne un résultat parfaitement superposé à la courbe expérimentale. Image extraite de Sortais et al. (2000).

atomes localisés sur les sites du réseau. Le refroidissement Sisyphe remplit alors deux fonctions : (i) refroidir les atomes à une température bien inférieure à la barrière en énergie entre deux sites, de sorte qu'un atome donné reste localisé sur le même site pendant toute la durée de l'expérience ; (ii) faire en sorte que l'atome émet en permanence de la lumière, qui peut être détectée via un objectif de microscope et une caméra CCD. On observe ainsi les atomes un par un, l'expérience étant simplement limitée par la résolution optique de l'objectif de microscope , qui doit permettre de séparer deux sites adjacents. Un exemple est montré sur la figure 5.10, pour un réseau de relativement grand pas ~ 5 µm (Nelson et al. 2007). Cette expérience a ensuite été reprise et améliorée pour imager des atomes dans un réseau de pas inférieur à 1 µm (Bakr et al. 2009; Sherson et al. 2010).

Signalons pour finir que nous nous sommes concentrés dans ce qui précède sur le cas du refroidissement Sisyphe dans un potentiel périodique. Mais on peut également utiliser ce mécanisme en « mono-coup », comme pour le rebond inélastique d'atomes dans une onde évanescente à la sur-



FIGURE 5.10. Refroidissement Sisyphe d'atomes de césium piégés dans un réseau optique de grand pas ($4.9 \,\mu m$). Chaque point lumineux correspond à un atome individuel. La température estimée est de $10 \,\mu K$ et la profondeur du réseau de $165 \,\mu K$. Image extraite de Nelson et al. (2007).

face d'un prisme (Desbiolles et al. 1996; Ovchinnikov et al. 1997). L'émission d'un seul photon de fluorescence permet d'évacuer une énergie importante, égale à la différence d'énergie potentielle entre les deux sousniveaux internes considérés. Ce type de mécanisme a également été mis en œuvre pour refroidir des molécules de fluorométhane (CH₃F), ces molécules étant confinées électrostatiquement grâce à leur moment dipolaire électrique (Zeppenfeld et al. 2012).

4 Sisyphe gris

La description que nous venons de faire du refroidissement Sisyphe, avec une transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$, tirait parti de la corrélation entre taux de pompage optique et déplacement lumineux. Le point essentiel était d'accumuler la population atomique au fond des vallées de potentiel. Pour la transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$, ceci était assuré en prenant un désaccord négatif, c'est-à-dire $\omega_L < \omega_A$ (laser sur le rouge de la résonance atomique). Pour cette configuration $J_g < J_e$, les atomes étaient accumulés dans les niveaux les plus couplés à la lumière, ce qui conduisait à une émission maximale de photons de fluorescence. Nous allons maintenant regarder la situation inverse, $J_g \geq J_e$, pour laquelle le pompage optique



FIGURE 5.11. Rebond inélastique d'atomes sur une onde laser évanescente. Les deux sous-niveaux fondamentaux g_1 et g_2 subissent des potentiels répulsifs de valeur différente. L'atome arrive sur le niveau g_1 , qui est fortement repoussé par la surface. Il subit un processus de pompage optique vers le niveau g_2 au voisinage du point de rebroussement, puis repart sur ce niveau g_2 qui est plus faiblement repoussé. L'énergie mécanique totale de l'atome a donc décru dans le processus de rebond (Desbiolles et al. 1996; Ovchinnikov et al. 1997).

tend à accumuler les atomes dans des états faiblement couplés à la lumière.

4-1 La transition $1/2 \leftrightarrow 1/2$

Considérons pour commencer une transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 1/2$ dans la même configuration laser lin⊥lin unidimensionnelle que précédemment. Plusieurs résultats vont rester valables ; en particulier, les déplacements lumineux des deux sous-niveaux g_{\pm} sont toujours modulés dans l'espace, ainsi que les taux de pompage optique (figure 5.12). Toutefois, la modulation des niveaux d'énergie se fait avec une phase opposée par rapport au cas précédent : en un point où la lumière est σ_+ , le niveau g_+ n'est pas déplacé, alors que le niveau g_- l'est. La phase de la modulation des taux de pompage optique est quant à elle inchangée : une lumière σ_+ tend toujours à accumuler les atomes dans l'état g_+ .

Pour obtenir un refroidissement Sisyphe, il faut accumuler les atomes au fond des vallées. En un point où la lumière est σ_+ , l'état g_+ doit donc avoir une énergie plus basse que le niveau σ_- . Or, ce niveau g_+ n'est pas déplacé par la lumière, alors que g_- l'est. On en déduit que le déplacement de g_- doit se faire vers le haut, ce qui veut dire que le désaccord du laser



FIGURE 5.12. Refroidissement Sisyphe pour une transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 1/2$. Il faut prendre cette fois-ci un désaccord positif, et les atomes s'accumulent dans le sous-niveau fondamental le moins couplé à la lumière.

doit désormais être positif : $\omega_{\rm L} > \omega_{\rm A}$.

Une fois ce désaccord positif choisi, le traitement du refroidissement Sisyphe pour la transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 1/2$ est en tout point similaire à ce que nous avons vu pour la transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ avec un potentiel bi-valué et des taux de pompage optique égaux (à un facteur numérique près) à ceux donnés en (5.2) et (5.4). La seule différence à ce stade est que le refroidissement Sisyphe viendra s'opposer au mécanisme Doppler (qui est un chauffage pour $\Delta > 0$), alors que les mécanismes Sisyphe et Doppler travaillent ensemble pour une transition avec $J_e = J_g + 1$ et un désaccord Δ négatif. Toutefois ce point peut être négligeable si les plages de vitesse associées à ces deux mécanismes son suffisamment différentes.

4-2 La transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$

Le passage d'une transition $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 1/2$ à $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ vient enrichir considérablement le problème. La raison en est que cette transition autorise la construction d'états internes non couplés au rayon-nement, en tout point de l'espace.

Nous allons présenter ici la proposition faite initialement par Shahriar et al. (1993) et Weidemüller et al. (1994). Il s'agit d'une configuration 1D



FIGURE 5.13. Système en Λ qui émerge dans la dynamique d'une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ éclairée par une lumière σ_{\pm} .

pour laquelle les amplitudes des polarisations σ_{\pm} oscillent dans l'espace comme précédemment, mais pas nécessairement en opposition de phase. On réalise cette configuration grâce à deux ondes lumineuses de même fréquence et de même intensité, contre-propageantes, chacune polarisée linéairement et telles que leurs polarisations font un angle ϕ (on avait pris $\phi = \pi/2$ en § 1). Nous appellerons cette configuration lin \vee lin.

Comme nous l'avons vu dans le cours précédent sur le piégeage cohérent de population, le fait que la lumière soit purement σ_{\pm} entraîne que la dynamique atomique interne se produit essentiellement dans le système en Λ (figure 5.13) : $|g, m = \mathcal{E} 1\rangle \leftrightarrow |e, m = 0\rangle \leftrightarrow |g, m = +1\rangle$, avec des couplages qui peuvent s'écrire, pour un choix convenable de l'origine de l'axe z:

$$\kappa_{\pm}(z) = \kappa_0 \cos(kz \pm \phi/2). \tag{5.36}$$

Etats et énergies pour un atome au repos en un point *z*. Nous supposerons que le désaccord Δ des ondes lumineuses est grand devant κ_0 de sorte que nous pouvons restreindre notre analyse au sous-espace de dimension deux du niveau fondamental, formé de combinaisons linéaires de g_{\pm} . En tout point *z* de l'espace, on peut identifier dans ce sous-espace un état couplé et un état non-couplé, d'énergies respectives $\hbar\omega_{\rm C}$ et $\hbar\omega_{\rm NC}$:

$$|\psi_{\rm C}\rangle \propto \kappa_+ |g_+\rangle + \kappa_- |g_-\rangle, \qquad \hbar\omega_{\rm C} \approx \frac{\hbar}{4\Delta} \left(\kappa_+^2 + \kappa_-^2\right), \quad (5.37)$$

$$|\psi_{\rm NC}\rangle \propto \kappa_{-}|g_{+}\rangle \mathcal{E} \kappa_{+}|g_{-}\rangle, \qquad \hbar\omega_{\rm NC}=0.$$
 (5.38)



FIGURE 5.14. Niveaux atomiques couplés et non couplés dans la configuration lin \lor lin. Le couplage motionnel permet le passage de l'état non couplé vers l'état couplé, à l'endroit où les niveaux sont resserrés. Un deuxième processus de diffusion de photon ramène l'atome vers l'état non couplé, avec une conversion d'énergie potentielle atomique en énergie lumineuse [Image physique proposée par C. Cohen-Tannoudji dans son cours au Collège de France 1995-96].

En utilisant l'expression (5.36) des fréquences de Rabi des ondes σ_{\pm} , l'énergie de l'état couplé s'écrit dans ce régime de grand Δ :

$$\hbar\omega_{\rm C} \approx V_0 \left[1 + \cos(\phi)\cos(2kz)\right] \qquad \text{avec} \quad V_0 = \frac{\hbar\kappa_0^2}{4\Delta}.$$
 (5.39)

Nous choisissons ici un désaccord Δ positif, de sorte que l'état couplé est toujours énergiquement au dessus de l'état non couplé (figure 5.14).

Par ailleurs, du fait de son interaction avec le champ lumineux, l'atome préparé dans l'état couplé peut diffuser des photons, et le taux correspondant s'écrit

$$\gamma_{\rm C} \approx \gamma_0 \left[1 + \cos(\phi)\cos(2kz)\right] \qquad \text{avec} \quad \gamma_0 = \Gamma \frac{\kappa_0^2}{4\Delta^2}.$$
 (5.40)

Le taux de diffusion de photons pour un atome au repos préparé dans l'état $|\psi_{\rm NC}\rangle$ est nul par construction et un atome au repos en z (dans une approximation semi-classique) finit donc par tomber dans l'état $|\psi_{\rm NC}\rangle$.

L'effet Sisyphe dans ce contexte. Considérons maintenant un atome en mouvement lent, toujours dans l'approximation semi-classique. Suppo-

sons que cet atome est préparé initialement dans l'état $|\psi_{\rm NC}\rangle$. Comme les expressions des états $|\psi_{\rm C}\rangle$ et $|\psi_{\rm NC}\rangle$ dépendent de la position, le mouvement va créer un couplage entre ces deux états. Plus précisément, prenons l'état initial de l'atome $|\psi(0)\rangle = |\psi_{\rm NC}[z(0)]\rangle$ et écrivons ² son état à l'instant *t* comme

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t) |\psi_{\rm NC}[z(t)]\rangle + \beta(t) |\psi_{\rm C}[z(t)]\rangle, \qquad (5.41)$$

avec, si l'atome bouge lentement, $|\beta| \ll |\alpha| \approx 1$. L'équation d'évolution pour β s'écrit à partir de l'équation de Schrödinger :

$$i\dot{\beta} = \left(\omega_{\rm C} \,\mathcal{E} \,\,i\frac{\gamma_{\rm C}}{2}\right) \beta \,\mathcal{E} \,\,i\alpha \,v \,\,\langle\psi_{\rm C}|\frac{\mathrm{d}\psi_{\rm NC}}{\mathrm{d}z}\rangle,\tag{5.42}$$

où (i) on a ajouté le terme complexe i $\hbar\gamma_{\rm C}/2$ à l'énergie $\hbar\omega_{\rm C}$ de l'état couplé pour prendre en compte sa durée de vie finie sous l'effet de l'irradiation laser, et (ii) on a pris en compte le fait que les vecteurs de base $|\psi_{\rm C}\rangle$ et $|\psi_{\rm NC}\rangle \ll$ tournent » quand la position *z* varie. En supposant que le déplacement de l'atome pendant la durée $1/\gamma_{\rm C}$ est petite devant la période $\lambda/2$ du problème, le régime stationnaire de (5.42) correspond à

$$|\beta| \approx \frac{k|v|}{\sqrt{\omega_{\rm C}^2 + \frac{\gamma_{\rm C}^2}{4}}} \,\mu \tag{5.43}$$

avec

$$\mu = \frac{1}{k} \langle \psi_{\rm C} | \frac{\mathrm{d}\psi_{\rm NC}}{\mathrm{d}z} \rangle = \frac{\sin(\phi)}{1 + \cos(\phi)\cos(2kz)}.$$
 (5.44)

Pour un atome en mouvement, la contamination de l'état non-couplé par l'état couplé se fait donc avec un poids $|\beta|^2$. Elle est maximale aux points où l'écart $\omega_{\rm C}$ entre ces deux états est minimal : c'est là que la « vitesse de rotation » des vecteurs $|\psi_{\rm C}\rangle$ et $|\psi_{\rm NC}\rangle$, donnée par $kv\mu$, est la plus grande. C'est en particulier en ces points que l'atome initialement préparé dans l'état $|\psi_{\rm NC}\rangle$ a la plus forte probabilité de diffuser un photon, ce qui (avec probabilité 1/2) peut le faire basculer vers l'état $|\psi_{\rm C}\rangle$.

Une fois que ce processus s'est produit, on retrouve l'effet Sisyphe habituel : l'atome va escalader une fraction de la colline de potentiel de l'état

^{2.} Pour aller au delà des arguments semi-quantitatifs présentés ici, nous renvoyons le lecteur vers le cours 1995-96 de C. Cohen-Tannoudji où le problème est abordé en détail.

couplé, puis être repompé optiquement vers l'état $|\psi_{\rm NC}\rangle$ au bout d'un temps $\tau \sim 1/\gamma_{\rm C}$ (figure 5.14). La perte d'énergie dans l'escalade de la colline vaut dans la limite des faibles vitesses $E_{\rm C}(z + v\tau) \mathcal{E} E_{\rm C}(z)$. L'atome peut ensuite repartir pour un nouveau cycle : passage de $|\psi_{\rm NC}\rangle$ à $|\psi_{\rm C}\rangle$ par diffusion d'un photon induite par le couplage émotionnel, retour de $|\psi_{\rm C}\rangle$ vers $|\psi_{\rm NC}\rangle$ par pompage optique standard.

La force dépendant de la vitesse. Du fait de la symétrie $z \leftrightarrow \mathcal{E} z$ du problème, la force dépendant de la vitesse est forcément une fonction impaire de $v : F(\mathcal{E} v) = \mathcal{E} F(v)$. Dans l'effet Sisyphe traditionnel conduisant à la force (5.11), le terme d'ordre le plus bas est linéaire en vitesse, et les corrections sont en v^3, v^5, \ldots . Dans le cas qui nous intéresse ici, on trouve avec (5.43) un premier facteur v^2 pour obtenir une population non nulle dans l'état couplé. L'effet de retard à l'établissement du régime stationnaire, qui entraîne que l'atome monte plus de collines qu'il n'en descend, amène un facteur v supplémentaire (comme en §1) si bien que la force au voisinage de la vitesse nulle varie ici comme v^3 . Le résultat exact après moyenne spatiale sur une période s'écrit (Weidemüller et al. 1994) :

$$F(v) = \mathcal{E}\,\xi\,\,\hbar k\gamma_0 \,\left(\frac{kv}{\gamma_0}\right)^3 \,\frac{\Gamma}{\Delta},\tag{5.45}$$

avec le coefficient numérique sans dimension :

$$\xi(\phi) = \frac{16}{5\pi} \sin^2 \phi \cos \phi \int_0^{2\pi} \frac{\cos(Z)}{(1 + \cos \phi \cos Z)^5} \, \mathrm{d}Z.$$
 (5.46)

On voit que pour avoir une force non nulle, il faut que

- $-\sin\phi$ soit non nul; en effet, si $\phi = 0$, κ_{\pm} sont égales en tout point de l'espace et les états couplés et non couplés ne dépendent pas de la position.
- − $\cos \phi$ soit non nul; en effet si $\phi = \pi/2$ (configuration lin⊥lin), l'énergie $\hbar \omega_{\rm C}$ du niveau couplé ne varie pas dans l'espace et il n'y a aucune perte d'énergie dans le processus Sisyphe de la figure 5.14.

Nous avons extrait de Weidemüller et al. (1994) la figure 5.15 montrant la variation de F(v) avec la vitesse v pour des paramètres typiques. On y



FIGURE 5.15. Variation de la force F(v) pour une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ dans une configuration lin \lor lin. On note la variation en v^3 de la force au voisinage de l'origine. Paramètres : $\kappa_0 = 0.4\Gamma$, $\Delta = +\Gamma$, $\phi = \pi/4$ [figure extraite de Weidemüller et al. (1994)].

voit bien la variation en v^3 au voisinage de l'origine. Quand la vitesse augmente pour devenir telle qu'il se produit en moyenne un cycle de pompage optique lorsque l'atome parcourt une période du potentiel, alors la force ressentie est (à un coefficient numérique près) donné par la force maximale $\sim kV_0$ ressentie sur le niveau $|\psi_C\rangle$. Cette force maximale est comparable à celle trouvée pour l'effet Sisyphe brillant. Pour des vitesses encore plus grandes, la perte d'énergie par processus de pompage optique sature à une fraction de V_0 et la force décroît comme 1/v, comme nous l'avons vu pour l'effet Sisyphe traditionnel.

Performances de ce refroidissement. Pour évaluer la limite du refroidissement, commençons par un raisonnement semi-classique. La force de friction, en v^3 au voisinage de l'origine, est plus faible que la force linéaire en vitesse trouvée pour le refroidissement Sisyphe traditionnel. Mais le coefficient de diffusion en vitesse (que nous ne calculerons pas ici) est lui aussi affecté du même coefficient v^2 supplémentaire si bien que la distribution en vitesse, évaluée à partir de (5.31)

$$\mathcal{P}(v) \propto \exp\left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} \,\mathrm{d}v'\right) \tag{5.47}$$

reste gaussienne, avec une énergie moyenne $k_{\rm B}T$ comparable à la modulation V_0 du déplacement lumineux, comme dans le cas de l'effet Sisyphe traditionnel.

Toutefois, ce raisonnement semi-classique est forcément insuffisant pour une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$, puisque nous avons vu au chapitre précédent qu'il y a toujours un état noir pour ce type de transition. On s'attend à ce qu'une fraction des atomes s'accumule dans cet état noir, qui sera composé de pics bien définis en vitesse en $\pm v_r$. Cette dynamique spécifiquement quantique est beaucoup plus lente que la dynamique semi-classique (figure 5.16) : la dynamique quantique résulte d'une marche au hasard dans laquelle un atome donné doit s'approcher de la famille de l'état noir avec une précision bien meilleure que la vitesse de recul, ce qui nécessite de nombreux processus d'émission spontanée. La dynamique semi-classique, qui amène les atomes à quelques vitesses de recul du centre, ne nécessite quant à elle que quelques processus d'émission spontanée si on part d'une distribution en vitesse pré-refroidie par effet Doppler.

4-3 Les premières mélasses grises

Le refroidissement Sisyphe gris que nous venons de discuter dans les cas $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 1/2$ et $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ peut se généraliser à des transitions de moment cinétique plus élevé, de type $J_g \leftrightarrow J_e$ avec $J_e = J_g \mathcal{E} 1$ et $J_e = J_g$. Pour ce type de transition, le pompage optique se fait toujours vers le sous-niveau fondamental le moins couplé à la lumière. Il faudra donc choisir un désaccord Δ positif pour que cet état le moins couplé soit également le plus bas en énergie, condition nécessaire pour que l'effet Sisyphe provoque un refroidissement et pas un chauffage.

Avant d'entrer un peu plus dans les détails, on peut souligner deux points de comparaison avec les mélasses brillantes :

 Un avantage clair des mélasses grises est que la fluorescence émise par les atomes décroît fortement, puisque les atomes sont pompés op-



FIGURE 5.16. Évolution de la distribution en impulsion d'atomes, pour une transition $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ dans une configuration $lin \lor lin$. Unité de temps $\tau_{\rm R} = 2M/\hbar k^2$ (paramètres pour l'atome de sodium), $\kappa_0 = 0.2 \Gamma$, $\Delta = +\Gamma$, $\phi = \pi/4$. On voit clairement les deux échelles de temps pour (i) le refroidissement Sisyphe, (ii) le refroidissement subrecul [Figure extraite de Shahriar et al. (1993)].

tiquement vers les sous-niveaux les moins couplés, voire même un état noir quand il existe. Certains effets néfastes de la lumière de fluorescence peuvent donc être réduits : force de répulsion entre atomes comme dans le piège magnéto-optique, collisions inélastiques assistées par la lumière.

– Un inconvénient des mélasses grises est le signe du désaccord auquel elles opèrent; ce désaccord doit être positif, donc opposé à celui du refroidissement Doppler. Il y a donc compétition entre la force de refroidissement due à la mélasse grise, importante pour des vitesses telles que $kv \lesssim \gamma_{\rm C}$ et la force de chauffage due à l'effet Doppler en désaccord positif, importante pour $kv \sim \Gamma$. Si les paramètres de l'expérience peuvent être choisis tels que la séparation entre ces deux échelles de vitesses est bien marquée, ce qui en pratique impose $kv_{\rm r} \ll \Gamma$, alors cette compétition n'est pas véritablement un problème et on peut ignorer en pratique le chauffage Doppler pour des atomes refroidis autour du recul par la mélasse grise. Ce sera le cas pour des raies très larges, pour lesquelles Γ dépasse par plusieurs ordres de grandeur la fréquence de recul $\omega_{\rm r}$. Les premières expériences de refroidissement sur une transition $J_g \leftrightarrow J_e = J_g \mathcal{E}$ 1 ont été menées à 1D par Valentin et al. (1992) au laboratoire Aimé Cotton. Il s'agissait de la composante $J_g = 3 \leftrightarrow J_e = 2$ de la raie D_2 du césium, qui est une transition fermée. L'extension à 3D a été faite sur cette même raie par Boiron et al. (1995) et Boiron et al. (1996) (voir aussi Hemmerich et al. (1995) pour une version 2D sur une transition $J_g = 1 \leftrightarrow$ $J_e = 1$). Boiron et al. (1996) ont mesuré des températures de l'ordre du microkelvin à basse densité atomique, ce qui est plus bas par un facteur deux que celles mesurées sur la transition brillante $J_g = 4 \leftrightarrow J_e = 5$ pour le même atome.

4-4 Le renouveau des mélasses grises

Depuis 2012, les mélasses grises sont revenues sur le devant de la scène pour le refroidissement de certaines espèces atomiques comme le lithium ou le potassium (Fernandes et al. 2012; Grier et al. 2013; Nath et al. 2013; Salomon et al. 2013; Burchianti et al. 2014; Sievers et al. 2015). Il s'agit d'atomes alcalins, pour lesquels nous rappelons que la raie de résonance, qui couple un état S à un état P, est clivée en deux composantes du fait de la structure fine du niveau excité. Cet niveau excité a donc deux sous-niveaux, $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$, et les deux raies correspondantes sont appelées D_1 et D_2 .

De la raie D_2 à la raie D_1 . Pour Li ou K, le refroidissement Sisyphe traditionnel sur la raie D_2 (utilisé avec succès pour Na, Rb, Cs) fonctionne mal. Rappelons que cette raie D_2 relie les deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux, F et $F \mathcal{E}$ 1, aux quatre sous-niveaux hyperfins de l'état excité $P_{3/2}: F + 1, F, F \mathcal{E}$ 1, $F \mathcal{E}$ 2 (ici F = I + 1/2, où I est le spin du noyau atomique). Le refroidissement Sisyphe standard fonctionne sur la transition fermée $J_g = F \leftrightarrow J_e = F + 1$, et nécessite un désaccord Δ négatif (figure 5.17, haut). Un faisceau repompeur additionnel, accordé par exemple sur la transition $J_g = F \mathcal{E}$ 1 $\leftrightarrow J_e = F$, permet de recycler les atomes qui seraient éventuellement pompés sur le niveau fondamental $F \mathcal{E}$ 1, mais ce repompeur ne joue qu'un rôle mineur dans le problème. Cette image est valable si la structure hyperfine entre les sous-niveaux $J_e = F + 1$ et $J_e = F$ est suffisamment grande devant la largeur naturelle Γ . Cette condition, très



FIGURE 5.17. Haut : Raie D_2 d'un atome alcalin et transitions utilisées pour le refroidissement Sisyphe standard, avec un laser principal pour le refroidissement et un laser secondaire pour le repompage. Bas : Raie D_1 d'un atome alcalin ; les deux lasers jouent alors des rôles comparables dans le refroidissement. Notons qu'il est possible que les niveaux hyperfins soient inversés par rapport à ce schéma, avec le niveau F en dessous du niveau F \mathcal{E} 1 (c'est le cas par exemple pour ⁷Li et ⁴⁰K). La structure de la raie D_2 pour ⁶Li (I = 1, F = 3/2) est également légèrement différente de ce qui est représenté ici.

bien réalisée pour des alcalins lourds comme le rubidium ou le césium, ne l'est en revanche pas pour le lithium et le potassium (c'est marginal pour le sodium).

L'alternative consiste à utiliser la raie D_1 , qui relie les deux sousniveaux hyperfins fondamentaux, F et $F \mathcal{E} 1$, aux deux sous-niveaux hyperfins de l'état excité $P_{1/2} : F$ et $F \mathcal{E} 1$ (figure 5.17, bas). Un avantage immédiat de cette raie est que pour un isotope donné, la structure hyperfine du niveau excité $P_{1/2}$ est notablement plus grande que celle du niveau $P_{3/2}$: les différentes transitions sont donc mieux résolues. Toutefois, on n'a alors plus de transition fermée entre une paire donnée de sous-niveaux : chaque sous-niveau excité (F ou $F \mathcal{E} 1$) peut se désexciter vers les deux sous-niveaux fondamentaux. On est donc obligé de considérer le problème de l'interaction atome-lumière en prenant en compte simultanément les deux niveaux fondamentaux et les deux lasers qui les excitent. Il n'y a plus un laser principal refroidisseur et un repompeur (au rôle mineur), mais deux lasers jouant des rôles également importants.

Résonance Raman et profil de Fano. Un point mis en évidence par Grier et al. (2013), puis par Nath et al. (2013) et Salomon et al. (2013), est l'importance de la résonance Raman entre les deux lasers excitant respectivement le niveau fondamental $F \mathcal{E}$ 1 et le niveau fondamental F. Ce point est illustré sur la mesure de température montrée sur la figure 5.18 extraite de Sievers et al. (2015), obtenue avec un laser intense (laser 2) pilotant la transition $J_g = 9/2 \leftrightarrow J_e = 7/2$ et un laser plus faible (laser 1) pilotant la transition $J_g = 7/2 \leftrightarrow J_e = 7/2$. Quand le désaccord Raman $|\Delta|$ est plus grand que Γ , on mesure une température de l'ordre de 50 μ K, que l'on peut interpréter comme résultat de la mélasse grise $9/2 \leftrightarrow 7/2$ pour le laser plus intense, ou $7/2 \leftrightarrow 7/2$ pour l'autre. On a alors des états noirs ou gris obtenus par superposition d'états d'un sous-niveau fondamental donné (9/2 ou 7/2).

Quand la résonance Raman se produit ($\Delta = 0$), la température chute par un facteur additionnel allant de 2 à 4 selon les espèces atomiques. On voit également apparaître une zone défavorable, pour un désaccord Raman légèrement positif. Ce résultat est à rapprocher du profil trouvé dans le chapitre précédent pour un système en Λ (figure 5.19). Dans le cas où les deux ondes lumineuses qui pilotent l'atome sont telles que $\kappa_1 \ll \kappa_2$,



FIGURE 5.18. a) Schéma des niveaux du potassium 40 et lasers utilisés. b) Température dans une mélasse grise de potassium 40, en fonction du désaccord Raman $\Delta = \Delta_1 \mathcal{E} \ \Delta_2 \ (I_1 = 0.46 \ I_{sat}, \ I_2 = 6 \ I_{sat}, \ \Delta_2 = 3 \ \Gamma)$ [Figure extraite de Sievers et al. (2015)]. c) Explication du chauffage observé pour un désaccord Raman Δ légèrement positif : une transition Raman résonante conduit à l'excitation du niveau 9/2 habille par les photons du laser intense.



FIGURE 5.19. Haut : système modèle en Λ . Milieu : Variation de la population excitée P_e avec le désaccord Δ_1 , mesuré en unité de Γ . Les autres paramètres sont (en unités de Γ) : $\kappa_1 = 0.1$, $\kappa_2 = 1$, $\Delta_2 = 2$. (Bas) : Les deux processus de diffusion pour un photon du laser 1, conduisant au profil de Fano de la figure du milieu.

nous avions trouvé une variation de la population du niveau excité au voisinage de la résonance Raman très semblable à la variation trouvée par Sievers et al. (2015) pour la température. Rappelons ici l'origine de ce profil asymétrique, appelé *profil de Fano*. Cette forme de profil se rencontre dans le cas où une interférence se produit entre un processus de diffusion résonnante et un processus de diffusion beaucoup plus plat. Lounis & Cohen-Tannoudji (1992) ont prouvé que le modèle de Fano était effectivement réalisé pour le système en Λ quand $\kappa_1 \ll \kappa_2 \ll |\Delta_{1,2}|$. Pour le montrer, on commence par traiter exactement l'interaction du faisceau 2 avec l'atome. Dans le cas où $\kappa_2 \ll |\Delta_2|$, cet « habillage » du niveau g_2 induit le déplacement lumineux :

$$|g_2\rangle \to |\bar{g}_2\rangle, \quad E(\bar{g}_2) = E(g_2) + \delta E(g_2) \quad \delta E(g_2) \approx \frac{\hbar |\kappa_2|^2}{4\Delta_2}.$$
 (5.48)

Partons maintenant de l'atome dans l'état $|g_1\rangle$; la diffusion d'un photon du faisceau laser faible (faisceau 1) peut se faire soit de manière non résonante en ne passant que par $|e\rangle$ (figure 5.19, en bas à gauche), soit de manière résonante via une transition Raman qui mène l'atome de manière transitoire dans $|\bar{g}_2\rangle$ (figure 5.19, en bas à droite). Le maximum étroit de la courbe pour P_e est obtenu quand la résonance Raman vis à vis de l'état habillé $|\bar{g}_2\rangle$ se produit :

$$\hbar\Delta_1 = \hbar\Delta_2 + \delta E(g_2). \tag{5.49}$$

On obtient donc une situation remarquable où P_e s'annule pour la résonance Raman « nue » $\Delta_1 = \Delta_2$, puis passe par un maximum pour la résonance Raman « habillée » (5.49).

Ce modèle d'un système en Λ est bien sûr une simplification considérable par rapport au cas réel de la raie D_1 du potassium, pour laquelle 18 états fondamentaux sont couplés à 18 états excités. Mais il rend compte au moins qualitativement du gain obtenu à la résonance Raman « nue », qui permet de faire apparaître des états noirs « robustes », combinaisons linéaires des 18 états fondamentaux issus des deux niveaux hyperfins $F_g = 7/2$ et $F_g = 9/2$. Il permet également d'expliquer le chauffage important observé pour un désaccord Raman légèrement positif (figure 5.18c).

Conclusion

Le mécanisme Sisyphe, qu'il soit « brillant » pour une transition telle que $J_g < J_e$ ou « gris » pour une transition $J_g \ge J_e$, permet d'obtenir une température essentiellement limitée par le recul d'un seul photon. Il est relativement robuste dans la mesure où il ne dépend que faiblement de la qualité des faisceaux lumineux utilisés (polarisations, fronts d'onde, désaccord). Les études les plus détaillées à ce jour sur la forme des distributions en vitesse ont été menées dans le cas brillant. Elles ont montré que les profils de distribution en vitesse les plus étroits sont notablement non gaussiens, ce qui ne facilite pas toujours la comparaison entre différentes expériences, les auteurs ne prenant pas systématiquement la même convention pour mesurer « leur » température.

Nous avons néanmoins tenté de récapituler sur la table 5.20 la limite obtenue par refroidissement Sisyphe pour différentes espèces de la famille des alcalins, avec un refroidissement Sisyphe brillant ou gris. Le point essentiel à noter est qu'avec la panoplie offerte par les différents types de mécanismes, on atteint systématiquement une vitesse quadratique moyenne de l'ordre de quelques vitesses de recul, typiquement entre 2 et 4 v_r . Notons pour finir que les températures indiquées ici sont des températures mesurées pour des gaz très dilués, dans lesquels les effets collectifs comme la diffusion multiple ne jouent pas de rôle. Nous reviendrons sur ces effets dans le dernier chapitre de ce cours.

Références

- Bakr, W. S., A. Peng, S. Folling & M. Greiner (2009), « A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice », in *Nature* 462, pp. 74–77.
- Boiron, D., C. Triché, D. R. Meacher, P. Verkerk & G. Grynberg (1995), « Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses », in *Phys. Rev. A* 52 (5), R3425–R3428.
- Boiron, D., A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet & A. Clairon (1996), « Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μ K », in *Phys. Rev. A* 53 (6), R3734–R3737.

	Μ	λ	$\Gamma/2\pi$	$v_{ m r}$	$\omega_{\rm r}/2\pi$	T_{\min}	\bar{v}	$\bar{v}/v_{ m r}$
		nm	MHz	cm/s	kHz	μK	cm/s	
Li	6	671	5.9	9.9	73.5	44*	24.6*	2.5*
Li	7	671	5.9	8.5	63.0	60*	26.6*	3.1*
Na	23	589	9.8	2.9	24.9	25	9.5	3.2
Κ	39	770	6	1.32	8.6	3*	2.5*	1.9*
Κ	40	770	6	1.29	8.4	11*	4.8^{*}	3.7*
Rb	87	780	6.1	0.59	3.8	1.2	1.1	1.8
Cs	133	852	5.2	0.35	2.1	2.5	1.25	3.6
Cs	133	852	5.2	0.35	2.1	1.1*	0.83*	2.4*

FIGURE 5.20. Températures minimales obtenues par refroidissement Sisyphe. Les données avec une étoile correspondent à une mélasse grise, les autres à une mélasse brillante. Les vitesses quadratiques moyennes mesurées \bar{v} sont toutes comprises entre 1.8 et 3.7 vitesses de recul.

- Burchianti, A., G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti & G. Roati (2014), « Efficient all-optical production of large ⁶Li quantum gases using D_1 gray-molasses cooling », in *Phys. Rev. A* 90 (4), p. 043408.
- Castin, Y. & J. Dalibard (1991), « Quantization of atomic motion in optical molasses », in *Europhys. Lett.* 14, p. 761.
- Castin, Y, J Dalibard & C Cohen-Tannoudji (1991), « The limits of Sisyphus cooling. », in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules,* ed. by L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo & F. Strumia, Pisa, Italy: ETS Editrice.
- Castin, Yvan & Klaus Mølmer (1995), « Monte Carlo Wave-Function Analysis of 3D Optical Molasses », in *Phys. Rev. Lett.* 74 (19), pp. 3772–3775.
- Chu, S., L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable & A. Ashkin (1985), « Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure », in *Phys. Rev. Lett.* 55, p. 48.
- Cooper, C. J., G. Hillenbrand, J. Rink, C. G. Townsend, K. Zetie & C. J. Foot (1994), « The temperature of atoms in a magneto-optical trap », in *Europhys. Lett.* 28, p. 397.
- Dalibard, J. & C. Cohen-Tannoudji (1989), « Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models », in *J. Opt. Soc. Am. B* 6, p. 2023.

- Desbiolles, Pierre, Markus Arndt, Pascal Szriftgiser & Jean Dalibard (1996), « Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface », in *Phys. Rev. A* 54 (5), pp. 4292–4298.
- Drewsen, M., P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison & C. Salomon (1994), « Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap », in *Appl. Phys. B* 59, p. 283.
- Fernandes, D. Rio, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon & F. Chevy (2012), « Sub-Doppler laser cooling of fermionic 40 K atoms in three-dimensional gray optical molasses », in *EPL (Europhysics Letters)* 100.6, p. 63001.
- Gerz, C., T. W. Hodapp, P. Jessen, K. M. Jones, W. D. Phillips, C. I. Westbrook & K. Molmer (1993), « The Temperature of Optical Molasses for Two Different Atomic Angular Momenta », in *EPL (Europhysics Letters)* 21.6, p. 661.
- Grier, Andrew T., Igor Ferrier-Barbut, Benno S. Rem, Marion Delehaye, Lev Khaykovich, Frédéric Chevy & Christophe Salomon (2013), « Λ enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D_1 gray molasses », in *Phys. Rev. A* 87 (6), p. 063411.
- Grynberg, Gilbert & Cécile Robilliard (2001), « Cold atoms in dissipative optical lattices », in *Physics Reports* 355.5, pp. 335–451.
- Hemmerich, A., M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann & T. Hänsch (1995), « Trapping Atoms in a Dark Optical Lattice », in *Phys. Rev. Lett.* 75 (1), pp. 37–40.
- Lett, P. D., R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould & H. J. Metcalf (1988), « Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit », in *Phys. Rev. Lett.* 61, p. 169.
- Lett, P. D., W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts & C. I. Westbrook (1989), « Optical Molasses », in *J. Opt. Soc. Am. B* 6, p. 2084.
- Lounis, B. & C. Cohen-Tannoudji (1992), « Coherent population trapping and Fano profiles », in *J. Phys II France* 2, p. 579.
- Nath, Dipankar, R Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi & C. S. Unnikrishnan (2013), « Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ³⁹K atoms in gray molasses », in *Phys. Rev. A* 88 (5), p. 053407.
- Nelson, K. D., X. Li & D. S. Weiss (2007), « Imaging single atoms in a threedimensional array », in *Nature Physics* 3, pp. 556–560.
- Ovchinnikov, Y. B., I. Manek & R. Grimm (1997), « Surface trap for Cs atoms based on evanescent-wave cooling », in *Phys. Rev. Lett.* 79, p. 2225.

- Salomon, C., J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon & S. Guellati (1990), « Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 μ K », in *EPL (Europhysics Letters)* 12.8, p. 683.
- Salomon, G., L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer & T. Bourdel (2013), « Gray-molasses cooling of 39 K to a high phase-space density », in *EPL* (*Europhysics Letters*) 104.6, p. 63002.
- Shahriar, M. S., P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow & T. Cai (1993), « Continuous polarization-gradient precooling-assisted velocity-selective coherent population trapping », in *Phys. Rev. A* 48 (6), R4035–R4038.
- Sherson, Jacob F., Christof Weitenberg, Manuel Endres, Marc Cheneau, Immanuel Bloch & Stefan Kuhr (2010), « Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator », in *Nature* 467.7311, 68.
- Sievers, Franz, Norman Kretzschmar, Diogo Rio Fernandes, Daniel Suchet, Michael Rabinovic, Saijun Wu, Colin V. Parker, Lev Khaykovich, Christophe Salomon & Frédéric Chevy (2015), « Simultaneous sub-Doppler laser cooling of fermionic ⁶Li and ⁴⁰K on the D_1 line : Theory and experiment », in *Phys. Rev. A* 91 (2), p. 023426.
- Sortais, Y, S Bize, C Nicolas, A Clairon, Ch Salomon & C Williams (2000), « Cold collision frequency shifts in a 87 Rb atomic fountain », in *Physical Review Letters* 85.15, p. 3117.
- Ungar, P. J., D. S. Weiss, E. Riis & S. Chu (1989), « Optical molasses and multilevel atoms : Theory », in *J. Opt. Soc. Am. B* 6, p. 2058.
- Valentin, C., M.-C. Gagné, J. Yu & P. Pillet (1992), « One-Dimension Sub-Doppler Molasses in the Presence of Static Magnetic Field », in *EPL (Europhysics Letters)* 17.2, p. 133.
- Weidemüller, M., T. Esslinger, M. A. Ol'shanii, A. Hemmerich & T. W. Hänsch (1994), « A Novel Scheme for Efficient Cooling below the Photon Recoil Limit », in *EPL (Europhysics Letters)* 27.2, p. 109.
- Zeppenfeld, Martin, Barbara GU Englert, Rosa Glöckner, Alexander Prehn, Manuel Mielenz, Christian Sommer, Laurens D van Buuren, Michael Motsch & Gerhard Rempe (2012), « Sisyphus cooling of electrically trapped polyatomic molecules », in *Nature* 491.7425, pp. 570–573.