

Observatoire cantonal de Neuchâtel - Université de Neuchâtel

Collimation d'un jet continu d'atomes de césium par refroidissement laser

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences
par :

Gianni Di Domenico

Physicien licencié de l'Université de Neuchâtel

acceptée le 29 juin 2004 par les membres du jury :

Prof. P. Thomann	Rapporteur
Prof. C. Salomon	Corapporteur
Prof. T. Esslinger	Corapporteur
Prof. J. Faist	Corapporteur

Neuchâtel, octobre 2004

A mes parents.

IMPRIMATUR POUR LA THESE

Collimation d'un jet continu d'atomes de césium par refroidissement laser

M. Gianni DI DOMENICO

UNIVERSITE DE NEUCHÂTEL

FACULTE DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de
Neuchâtel, sur le rapport des membres du jury

MM. P. Thomann (directeur de thèse), J. Faist,
C. Salomon (ENS, Paris) et
T. Esslinger (ETH Zürich)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 21 septembre 2004

La doyenne:



Prof. M. Rahier

Remerciements

Ce travail de recherche a été effectué à l'Observatoire cantonal de Neuchâtel et il a été financé par le Fond national suisse pour la recherche scientifique ainsi que par l'Office fédéral de métrologie et d'accréditation.

Je tiens à remercier tous les collaborateurs de l'Observatoire cantonal qui m'ont aidé à réaliser ce travail. Un merci tout particulier à mon directeur de thèse, Pierre Thomann, qui m'a accueilli dans son équipe, à Gaetano Mileti, qui m'a initié lors de mon arrivée, et à Natascia Castagna, qui m'a beaucoup aidé pour terminer ce travail. Merci à Jean-François Léchenne, René Maurer, Monique Frosio, Roberto Paolasini et François Delaquis, techniciens de talent qui m'ont aidé à construire l'expérience.

Merci aux scientifiques qui se sont intéressés de près ou de loin à mon travail, à l'occasion de collaborations, de discussions stimulantes ou lors de revues d'articles, en particulier Natascia Castagna, Gaetano Mileti, Christoph Affolderbach, Mark Plimmer, Gregor Dudle, Alexei V. Taichenachev, Valera I. Yudin, et bien entendu Pierre Thomann.

Je tiens encore à remercier Christophe Salomon, Tillmann Esslinger et Jérôme Faist pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

J'ai une pensée affectueuse pour mes amis et collègues doctorants Natascia Castagna et Gianni Martucci, merci pour tous les bons moments passés ensemble.

Finalement, un tout grand merci à Véronique, à ma famille, ainsi qu'à tous mes amis, pour leur soutien et leurs encouragements. Je dédie ce travail à mes parents qui m'ont donné la possibilité d'effectuer ces études.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Horloge atomique à fontaine FOCS1	1
1.2	Objet et finalité de l'étude	3
1.3	Importance de la notion de réseau optique	4
1.4	Résumé des chapitres ultérieurs	4
2	Réseaux optiques	7
2.1	Potentiel optique	8
2.1.1	Opérateur de déplacement lumineux	8
2.1.2	Potentiels diabatiques	9
2.1.3	Couplages Raman	9
2.1.4	Réseaux loin de la résonance	10
2.2	Stabilité des réseaux optiques	11
2.2.1	Problème de stabilité	12
2.2.2	Condition nécessaire et suffisante pour la stabilité . . .	15
2.2.3	Réseaux optiques minimaux	16
2.2.4	Réseaux optiques repliés	17
2.3	Atomes dans un réseau optique	19
2.3.1	Introduction	19
2.3.2	Rappel du théorème de Bloch	20
2.3.3	Application au réseau optique	20
2.3.4	Etats fortement liés	21
2.3.5	Température cinétique	25
2.4	Refroidissement dans un réseau optique	27
2.4.1	Compression adiabatique à l'entrée du réseau optique .	28
2.4.2	Processus de canalisation	30
2.4.3	Refroidissement sideband	32
2.4.4	Expansion adiabatique à la sortie du réseau optique . .	34
2.4.5	Conséquences d'une extinction brusque	36
3	Dispositif expérimental	39
3.1	Système à vide	39
3.2	Table optique	44

4	Diagnostic utilisant la spectroscopie	49
4.1	Résonance induite par le recul	50
4.1.1	Principe	50
4.1.2	Compromis entre signal et résolution. Angle optimal.	52
4.1.3	Cas des atomes froids	52
4.2	Dispositif expérimental	53
4.2.1	Production du jet d'atomes froids	53
4.2.2	Génération des faisceaux laser pompe et sonde	54
4.2.3	Mesure du spectre de transmission	54
4.2.4	Résolution spectrale	56
4.3	Mesures dans le jet sous la source	57
4.3.1	Spectre de transmission de la sonde	57
4.3.2	Vélocimétrie RIR	58
4.3.3	Comparaison de $\bar{v}_z$ avec un modèle théorique	59
4.3.4	Comparaison de T avec un modèle théorique : réchauffement provoqué par la pompe	60
4.4	Limites de résolution de la méthode	62
4.4.1	Limite due au recul	62
4.4.2	Limite due au temps de transit	62
4.4.3	Rôle de l'émission spontanée	63
4.4.4	Limite due à l'angle θ	63
4.5	Mesures dans la source 2D MOT	63
4.6	Carte de la source	65
4.7	Conclusion	69
5	Diagnostic utilisant le vol balistique	71
5.1	Système de détection	71
5.1.1	Dispositif expérimental	71
5.1.2	Signal de fluorescence	73
5.1.3	Lien entre le signal de fluorescence et la densité de flux	74
5.1.4	Bruit du photo-détecteur	75
5.1.5	Suppression de la lumière parasite par détection syn- chrone	76
5.2	Mesure de flux	78
5.2.1	Idée de la méthode	78
5.2.2	Calibration du système de détection par rapport signal sur bruit	78
5.2.3	Densité de flux et flux total	80
5.3	Mesure de la température transverse	80
5.3.1	Idée de la méthode	80
5.3.2	Comment fixer la taille du jet atomique à la collimation	81
5.3.3	Mesure du profil du jet atomique	82

5.3.4	Calcul de la température transverse	83
5.3.5	Calcul d'erreur	84
5.4	Mesure de la température longitudinale	85
5.4.1	La technique du temps de vol	85
5.4.2	Mesure de signaux de temps de vol	85
5.4.3	Analyse des signaux de temps de vol	85
5.4.4	Quelques considérations expérimentales	86
5.4.5	Calcul d'erreur	87
6	Refroidissement Sisyphe	89
6.1	Principe de refroidissement	89
6.1.1	Atome $1/2 \rightarrow 3/2$ dans une mélasse optique 1D	90
6.1.2	Atomes ayant plusieurs niveaux	91
6.1.3	Sisyphe dans les réseaux optiques	92
6.2	Dispositif expérimental	93
6.3	Expériences avec deux mélasses orthogonales	96
6.3.1	Balayage de la fréquence du laser de refroidissement . .	96
6.3.2	Rôle de l'intensité du laser de refroidissement	97
6.3.3	Rôle du repompeur	97
6.3.4	Rôle de la stabilité du réseau optique	100
6.3.5	Discussion	101
6.4	Expériences avec un réseau optique stable	102
6.4.1	Balayage de la fréquence du laser de refroidissement . .	102
6.4.2	Rôle de la fréquence du réseau optique	104
6.4.3	Rôle de l'intensité du réseau optique	105
6.4.4	Rôle de la polarisation	107
6.4.5	Réchauffement longitudinal	108
6.5	Conclusion	108
7	Refroidissement sideband Zeeman	111
7.1	Principe du refroidissement sideband	112
7.2	Etude du réseau optique	114
7.2.1	Champ électrique total	114
7.2.2	Opérateur de déplacement lumineux	115
7.2.3	Potentiels diabatiques	116
7.2.4	Fréquences de vibration	118
7.2.5	Couplage Raman	119
7.2.6	Taux de diffusion des photons du réseau optique	121
7.2.7	Discussion	121
7.3	Dispositif expérimental	122
7.4	Refroidissement sideband et état noir	125
7.5	Schéma à deux transitions Raman de S.Chu	128
7.6	Étude expérimentale du schéma de S.Chu	129

7.6.1	Rôle du champ magnétique	129
7.6.2	Rôle de la polarisation du réseau optique	129
7.6.3	Rôle de l'intensité du réseau optique	130
7.6.4	Rôle de la fréquence du réseau optique	130
7.6.5	Rôle de la fréquence du laser pompe	131
7.6.6	Rôle de l'intensité du laser pompe	131
7.7	Discussion	133
7.7.1	Champ magnétique optimal	133
7.7.2	Refroidissement adiabatique	134
7.7.3	Température finale	134
7.7.4	Modèle de refroidissement sideband Raman	135
7.7.5	Pré-refroidissement des atomes quasi-libres	136
7.7.6	Comparaison avec Sisyphe	136
7.7.7	Possibilité d'augmenter le flux	137
7.8	Conclusion	139
8	Refroidissement sideband Stark	141
8.1	Principe de refroidissement	142
8.2	Dispositif expérimental	143
8.3	Fréquences des lasers	143
8.4	Expérience dans la configuration 1	145
8.4.1	Réseau optique sur la transition $44'$	146
8.4.2	Réseau optique sur le crossover $44'$ - $45'$	146
8.4.3	Réseau optique sur $45' + 1$ GHz	148
8.4.4	Discussion	148
8.5	Expérience dans la configuration 2	149
8.5.1	Résultats expérimentaux	149
8.5.2	Discussion	151
8.6	Expérience dans la configuration 3	152
8.6.1	Résultats expérimentaux	152
8.6.2	Discussion	153
8.7	Caractéristiques du laser pompe	154
8.7.1	Taux de pompage optique	154
8.7.2	Déplacement lumineux	156
8.7.3	Caractéristiques du laser pompe	156
8.8	Proposition de sideband Stark dual	156
8.9	Réseau désaccordé du côté bleu	158
8.10	Discussion	161
9	Conclusion	163

A	L'atome de césium 133	167
A.1	Structure des niveaux d'énergie	168
A.2	Transitions de la raie D_1	169
A.3	Transitions de la raie D_2	170
A.4	Moyennes des probabilités de transition	171
A.4.1	Raie D_1	171
A.4.2	Raie D_2	172
B	Comparaison des flux	173
C	Publications et conférences	177
	Bibliographie	184

Chapitre 1

Introduction

Depuis la découverte du refroidissement d'atomes par laser [1], les jets d'atomes froids et lents jouent un rôle encore plus important dans les expériences de haute précision. Citons comme exemple les expériences d'interférométrie atomique [2] et les horloges atomiques à fontaine [3]. Dans ce contexte, l'approche à jet continu [4] est intéressante parce qu'elle permet de diminuer de façon considérable tous les effets indésirables liés à la densité, ainsi que l'effet Dick qui est inévitable dans les jets pulsés [5]. Toutefois, pour profiter pleinement de l'avantage de l'approche à jet continu nous devons augmenter le flux utile. Une façon d'y parvenir est de collimater le jet atomique, ce qui fait l'objet de ce travail.

Dans cette introduction, nous allons commencer par présenter brièvement l'horloge atomique à fontaine FOCS1 qui sera la première à bénéficier des résultats de cette étude. Puis, nous expliquerons pourquoi la collimation du jet d'atomes froids permet d'augmenter la stabilité de l'horloge FOCS1. Ensuite, nous discuterons de l'importance de la notion de réseau optique pour notre étude. Enfin, nous présenterons la démarche que nous avons suivie ainsi qu'un résumé des chapitres ultérieurs.

1.1 Horloge atomique à fontaine FOCS1

L'horloge atomique à fontaine FOCS1 est un étalon de fréquence qui utilise un jet continu d'atomes froids de césium en géométrie de fontaine. Cet étalon a été développé à l'Observatoire cantonal de Neuchâtel, et il a déjà été décrit de façon détaillée dans le travail de A. Joyet [4]. C'est pourquoi nous allons nous contenter de décrire son principe de fonctionnement de façon succincte. La figure 1.1 présente une coupe longitudinale du résonateur de FOCS1. Les atomes froids sont produits dans la chambre 6 à l'aide d'une mélasse optique chargée par une vapeur thermique de césium. Les atomes sont refroidis puis éjectés vers le haut par la technique de la mélasse mouvante. On obtient ainsi un jet d'atomes de césium ayant une vitesse proche

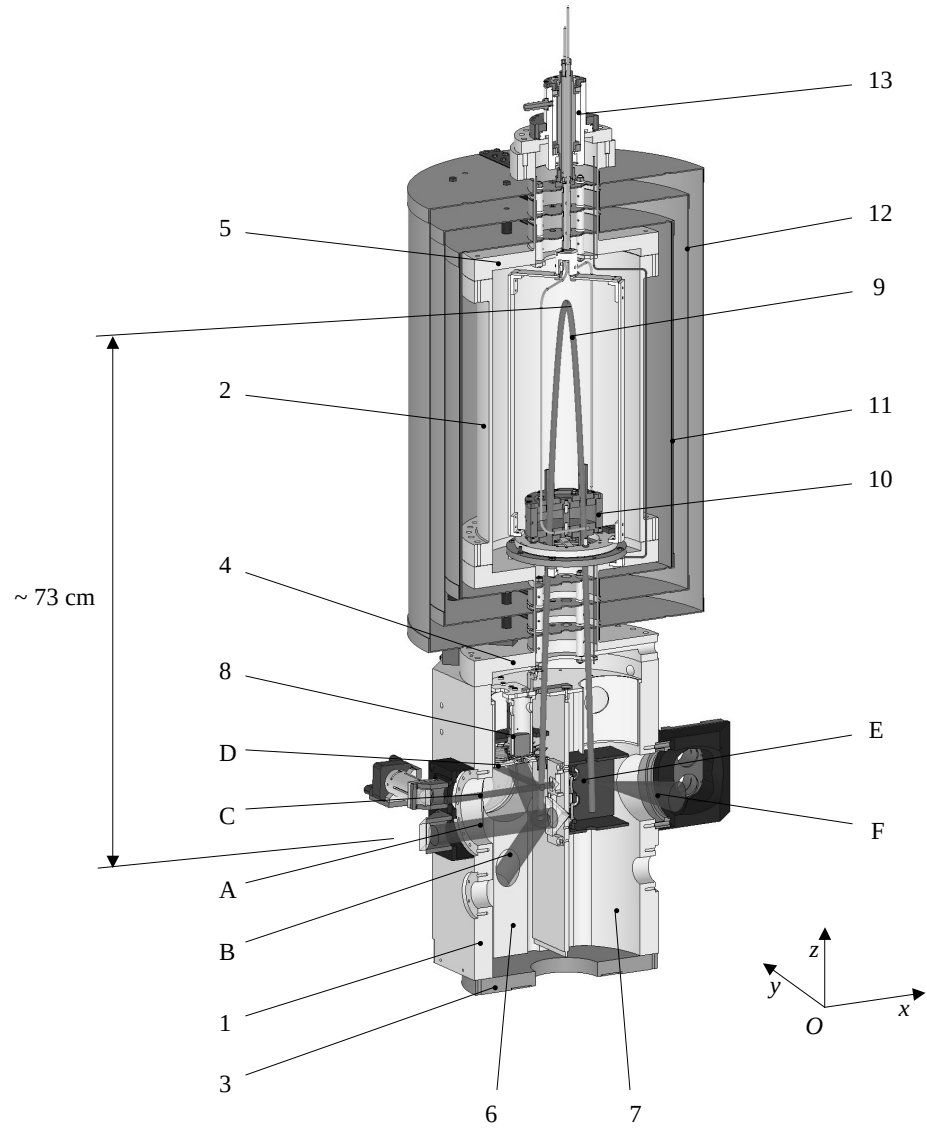


Fig. 1.1: Coupe longitudinale du résonateur de l'horloge atomique FOCS1. 1 : cuve inférieure; 2 : cylindre supérieur; 3, 4 et 5 : bride de transition inférieure, centrale et supérieure; 6 : chambre de la source du jet continu; 7 : chambre de la détection; 8 : trappe à lumière rotative; 9 : jet atomique; 10 : cavité micro-onde; 11 : solénoïde du champ C; 12 : blindages magnétiques cylindriques coaxiaux; 13 : traversée tournante; A : faisceaux de refroidissement selon x ; B : faisceaux de refroidissement dans le plan Oyz ; C et D : faisceaux de refroidissement transverse selon x et y ; E : faisceau sonde; F : lumière de fluorescence. Cette figure est reproduite de [4], avec l'aimable permission de l'auteur.

de 4 m/s et une température de l'ordre de 80 μK . Ce jet effectue un vol parabolique qui passe deux fois par la cavité micro-onde 10 avant de parvenir à la chambre de détection 7. Lorsque la fréquence de la micro-onde est exactement égale à la fréquence d'horloge¹, les atomes effectuent la transition d'un état fondamental vers l'autre, ce qu'on détecte par fluorescence à l'aide du faisceau sonde E. Le signal du résonateur est donné par le photo-courant du détecteur qui mesure la lumière de fluorescence.

1.2 Objet et finalité de l'étude

La stabilité d'un étalon de fréquence est caractérisée par la déviation Allan $\sigma_y(\tau)$ (voir [4]). Cette dernière est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée du temps d'intégration τ , à l'inverse du facteur de qualité de la résonance Q , et à l'inverse du rapport signal sur bruit S/N du résonateur :

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{\tau^{-1/2}}{Q(S/N)} . \quad (1.1)$$

Pour le résonateur FOCS1, l'intervalle de temps entre les deux passages dans la cavité micro-onde vaut 0.5 s, donc la largeur de la résonance vaut 1 Hz et le facteur de qualité vaut environ $Q \approx 10^{10}$. Quant au rapport signal sur bruit, dans la mesure où les autres sources de bruit sont rendues négligeables, il est limité par le bruit Poissonien du flux atomique détecté. Dans cette situation, on dit qu'on a atteint la limite du bruit grenaille, et on peut établir un lien formel entre le rapport signal sur bruit et le flux atomique détecté Φ (voir le paragraphe 5.2) :

$$(S/N) = \sqrt{\frac{\Phi}{2}} . \quad (1.2)$$

En regardant les équations (1.1) et (1.2), il est clair qu'on peut améliorer la stabilité de l'étalon de fréquence en augmentant le flux atomique détecté. Or, en analysant la balistique du jet atomique, A. Joyet a montré que seule une petite fraction ($< 0.2\%$) des atomes qui sont produits par la source parviennent à la détection, à cause de la température transverse élevée qui fait diverger le jet atomique [4]. Il a aussi montré qu'on peut augmenter cette fraction d'un facteur allant jusqu'à 100 en refroidissant le jet atomique dans la direction transverse jusqu'à 1 μK (en-dessous de cette température, le gain n'est plus significatif à cause de la taille initiale du jet atomique et de la température longitudinale).

Ainsi, la collimation du jet atomique devrait nous permettre d'augmenter le flux atomique détecté de deux ordres de grandeur, et par conséquent

¹On appelle fréquence d'horloge la fréquence de la transition entre les deux états fondamentaux hyperfins de l'atome de césium 133. Elle vaut exactement 9 192 631 770 Hz, par définition de la seconde.

d'améliorer la stabilité de l'étalon de fréquence d'un facteur 10. Toutefois, l'amélioration de FOCS1 n'est pas le seul objectif de notre étude. En effet, pour collimater le jet atomique, nous avons décidé de refroidir les atomes dans les directions transverses en utilisant les méthodes les plus récentes de refroidissement laser. Or, ces méthodes ont été développées dans un contexte différent, i.e. pour le refroidissement 3D et séquentiel de boules d'atomes froids. Nous avons donc adapté ces techniques au fonctionnement 2D continu en utilisant des configurations originales. Ainsi, dans la mesure de nos possibilités, nous avons essayé de contribuer aux connaissances scientifiques des processus de refroidissement d'atomes par laser.

1.3 Importance de la notion de réseau optique

Lorsqu'un atome est plongé dans une onde électromagnétique stationnaire, ses niveaux d'énergie subissent un déplacement lumineux qui donne lieu à un potentiel périodique. Ce potentiel peut être utilisé pour piéger l'atome, c'est ce qu'on appelle un réseau optique [6, 7].

Il est important de souligner d'emblée l'importance de la notion de réseau optique pour notre étude. En effet, toutes les techniques de refroidissement que nous avons utilisées pour collimater le jet atomique, i.e. refroidissement Sisyphe, sideband Zeeman et sideband Stark, se déroulent dans un réseau optique. Pour cette raison, nous avons pris un soin particulier à décrire les propriétés des réseaux optiques ainsi que la dynamique des atomes dans un tel réseau (voir le chapitre 2).

Mentionnons encore que toutes les expériences de collimation que nous avons effectuées utilisent le même réseau optique 2D dont la géométrie est originale. En effet, ce réseau résulte de l'interaction de quatre faisceaux laser, et il a l'avantage de combiner les propriétés suivantes : stabilité intrinsèque de phase, symétrie, et recyclage de la lumière. Nous n'en dirons pas plus sur ce réseau optique car il est décrit de façon détaillée dans les chapitres 6, 7 et 8.

1.4 Résumé des chapitres ultérieurs

Dans le chapitre 2, nous présentons les notions concernant les réseaux optiques qui se sont avérées utiles pour notre étude. Après avoir présenté le formalisme qui permet de calculer le potentiel optique, nous effectuons une analyse de la stabilité des réseaux optiques. Dans cette analyse, nous commençons par établir une condition nécessaire et suffisante pour obtenir un réseau optique intrinsèquement stable, et ensuite nous montrons qu'il y

a plusieurs solutions pratiques pour satisfaire cette condition, celle proposée par l'équipe de G. Grynberg en 1993 [8], et celle proposée quelques années plus tard par le groupe de D. Meschede [9]. Ensuite, nous étudions la dynamique des atomes dans un réseau optique en utilisant le théorème de Bloch, ce qui nous amènera naturellement à la notion d'états fortement liés, et aussi à une discussion de la notion de température cinétique. Cette étude s'avère très utile pour se créer une image mentale des divers processus de refroidissement qui prennent place dans les réseaux optiques. Nous en profitons pour décrire ces processus, de la compression adiabatique à l'entrée du réseau, jusqu'à l'expansion adiabatique à la sortie, en passant par le processus de canalisation et le refroidissement sideband.

Dans le chapitre 3, nous décrivons le dispositif expérimental que nous avons construit pour étudier les divers processus de collimation. Il est composé d'un système à vide, qu'on appelle la fontaine atomique expérimentale, et d'une table optique. Nous avons conçu le système à vide pour produire un jet atomique ayant une géométrie de fontaine similaire à celle de l'étalon FOCS1, tout en donnant un meilleur accès au jet pour pouvoir effectuer divers types de diagnostics. Quant à la table optique, nous l'utilisons pour préparer les faisceaux lasers utilisés pour le refroidissement et les diagnostics.

Dans le chapitre 4, nous présentons une expérience de spectroscopie pompe-sonde où nous utilisons la résonance induite par le recul pour mesurer la distribution de vitesse du jet atomique. Nous avons validé cette technique de vélocimétrie, avec pour objectif de l'appliquer à la caractérisation des processus de collimation. Toutefois, il s'est avéré que la faible densité atomique au niveau de la collimation ne permet pas de mesurer la résonance induite par le recul. C'est pourquoi nous avons dû utiliser d'autres techniques de diagnostic qui mettent à profit le vol balistique, voir le chapitre 5. Mentionnons encore que nous avons utilisé cette méthode de spectroscopie à l'intérieur de la source du jet atomique pour établir une carte des vitesses dans la mélasse mouvante.

Dans le chapitre 5, nous présentons les outils de diagnostic que nous avons utilisés pour caractériser les divers processus de collimation. Nous commençons par décrire le système de détection par fluorescence, ainsi que la méthode de calibration qui utilise le rapport signal sur bruit pour mesurer le flux atomique. Ensuite, nous expliquons comment nous mesurons la température transverse à l'aide du profil du jet atomique, et la température longitudinale à l'aide de la technique du temps de vol.

Dans le chapitre 6, nous présentons la première expérience de collimation que nous avons effectuée sur le jet atomique de la fontaine expérimentale. Cette expérience utilise la technique du refroidissement Sisyphes, en configuration 2D, dans les directions transverses au jet atomique. Cette technique nous a permis de réduire la température transverse de $64 \mu\text{K}$ à $3.6 \mu\text{K}$, et d'augmenter le flux utile d'un facteur environ égal à 20. Dans cette étude,

nous avons observé qu'il est important d'effectuer le refroidissement Sisyphe dans un réseau optique stable. En effet, nous avons mesuré des températures transverses presque deux fois plus basses avec le réseau stable qu'avec celui qui ne l'est pas.

Dans le chapitre 7, nous présentons la première expérience de collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Grâce à cette puissante technique de refroidissement nous réduisons la température transverse du jet atomique de $60\ \mu\text{K}$ à $1.6\ \mu\text{K}$ en quelques millisecondes. La température longitudinale n'est pratiquement pas modifiée, et le flux utile a été augmenté d'un facteur 4. De plus, nous avons identifié un mécanisme de pré-refroidissement de type Sisyphe qui devrait permettre d'augmenter le flux utile d'un ordre de grandeur. Dans cette étude, nous avons aussi calculé les propriétés physiques du réseau optique pour pouvoir interpréter les résultats expérimentaux.

Dans le chapitre 8, nous présentons les premières tentatives pour effectuer la collimation en utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. Le principe est similaire à celui du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman, avec la différence que le décalage Zeeman dû au champ magnétique est remplacé par le déplacement lumineux provoqué par le faisceau laser pompe. Cette technique de refroidissement a l'avantage de laisser tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_F=0$, ce qui est important en vue de l'application aux horloges atomiques, mais elle n'a pas encore été démontrée en laboratoire. Nous avons exploré plusieurs configurations ainsi qu'un ensemble de valeurs pour les paramètres expérimentaux, sans parvenir à mettre en évidence un effet de collimation. Par contre, nous avons identifié un effet de dépompage hyperfin qui pourrait bien être le responsable de cette situation. Nous avons aussi proposé une nouvelle idée de refroidissement sideband Raman dual qui devrait permettre de se débarrasser des effets négatifs du dépompage hyperfin, et enfin nous discutons de la possibilité d'effectuer du refroidissement sideband Raman dans un réseau optique désaccordé du côté bleu de la transition atomique.

Chapitre 2

Réseaux optiques

Lorsqu'un atome est plongé dans une onde électromagnétique, ses niveaux d'énergie subissent un déplacement lumineux [10, 11]. Dans une onde stationnaire, le déplacement lumineux du niveau fondamental donne lieu à un potentiel périodique qui peut être utilisé pour piéger l'atome, c'est ce qu'on appelle un réseau optique [6, 7]. Les premières expériences ayant pour but de démontrer qu'il est possible de piéger des atomes au fond des puits de potentiel d'un réseau optique ont été menées au début des années 1990. Les groupes de P.S. Jessen et de G. Grynberg y sont parvenu presque en même temps, en utilisant des méthodes spectroscopiques différentes [12, 13]. Depuis, les études du refroidissement et du piégeage d'atomes neutres dans les réseaux optiques se sont intensifiées. Lorsque les atomes sont piégés dans les puits de potentiel, ils se répartissent de façon périodique ; on dit alors qu'ils forment un cristal optique par analogie avec les solides cristallins. Les cristaux optiques sont très intéressants pour l'étude des phénomènes physiques liés à la périodicité du réseau [14, 15, 16]. En effet, le potentiel optique est parfaitement périodique, sans défauts, la distance entre sites voisins est bien plus grande que pour les cristaux solides, et surtout, le potentiel optique est ajustable. Les réseaux optiques offrent aussi la possibilité de préparer un ensemble de systèmes quantiques dans un état pur, par exemple en chargeant un condensat de Bose-Einstein dans un réseau optique. Les possibilités multiples offertes par ce genre de systèmes, notamment dans le domaine de la théorie de l'information quantique, ont suscité beaucoup d'intérêt dans la communauté scientifique.

Dans ce chapitre, nous allons commencer par présenter le formalisme qui permet de calculer le potentiel optique, d'après les travaux de I.H. Deutsch et P.S. Jessen [6, 17], et aussi ceux de A.V. Taichenachev et V.I. Yudin [18]. Ensuite, nous discuterons de la structure et de la stabilité des réseaux optiques. Nous allons établir une condition nécessaire et suffisante pour obtenir un réseau optique intrinsèquement stable. Ensuite, nous présenterons deux solutions pratiques pour satisfaire cette condition, et donc pour obtenir un réseau

optique intrinsèquement stable, celle proposée par l'équipe de G. Grynberg en 1993 [8], et celle proposée plus tard par le groupe de D. Meschede [9]. Puis nous étudierons la dynamique des atomes dans un réseau optique. Nous utiliserons le théorème de Bloch pour calculer les états stationnaires des atomes dans un réseau optique, nous étudierons les propriétés des états fortement liés, et nous discuterons de la température cinétique. Finalement, nous allons présenter les divers processus qui interviennent lors du refroidissement d'atomes dans un réseau optique, de la compression adiabatique à l'entrée du réseau, jusqu'à l'expansion adiabatique à la sortie, en passant par le processus de canalisation et le refroidissement sideband.

2.1 Potentiel optique

2.1.1 Opérateur de déplacement lumineux

Considérons un atome plongé dans un champ électromagnétique monochromatique dont le champ électrique total est donné par $\mathbf{E}_L(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \text{Re} [\mathbf{E}_L(\mathbf{x})e^{-i\omega_L t}]$. Le potentiel optique vu par l'atome est donné par l'opérateur de déplacement lumineux [6, 17] :

$$\hat{U}(\mathbf{x}) = -\mathbf{E}_L^*(\mathbf{x}) \cdot \hat{\alpha} \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{x}) \quad (2.1)$$

où $\hat{\alpha} = -\sum_e \hat{\mathbf{d}}_{ge} \hat{\mathbf{d}}_{eg} / \hbar \Delta_{ge}$ est l'opérateur tensoriel de polarisabilité atomique, Δ_{ge} est le désaccord du laser par rapport à la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ et $\hat{\mathbf{d}}_{ge}$ est l'opérateur dipôle électrique pour cette même transition. Pour un atome de césium dans l'état fondamental F , $\hat{\alpha}$ s'écrit [17] :

$$\hat{\alpha} = -\sum_{F'} \frac{P_F \hat{\mathbf{d}}_{F'} P_F}{\hbar \Delta_{F,F'}} \quad (2.2)$$

où $P_F = \sum_m |F, m\rangle \langle F, m|$ et $P_{F'} = \sum_{m'} |F', m'\rangle \langle F', m'|$. De plus, Deutsch et Jessen ont montré dans la référence [17] que les composantes de $\hat{\alpha}$ dans la base standard $\{\mathbf{e}_\pi, \mathbf{e}_\pm\}$ sont données par :

$$\hat{\alpha}_{q',q} = \tilde{\alpha} \sum_{F'} \frac{\Delta_{F_{\max}, F'_{\max}}}{\Delta_{F,F'}} f_{F,F'} \sum_m C_{F,m+q-q'}^{F',m+q} C_{F,m}^{F',m+q} |F, m+q-q'\rangle \langle F, m| \quad (2.3)$$

où les indices q, q' prennent les valeurs $\{0, \pm 1\}$ correspondant aux composantes de polarisation $\{\mathbf{e}_\pi, \mathbf{e}_\pm\}$, $C_{F,m}^{F',m'}$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan donnés dans la figure A.3 de l'annexe A, $f_{F,F'}$ sont les rapports de branchement en émission spontanée qui sont donnés dans la table A.5 de l'annexe A, $\Delta_{F,F'}$ est le désaccord du laser par rapport à la transition $F \rightarrow F'$,

$F_{\max} = J + I$, $F'_{\max} = J' + I$, et enfin $\tilde{\alpha}$ est la polarisabilité scalaire de la transition $J \rightarrow J'$, définie par :

$$\tilde{\alpha} = \frac{|\langle J' || d || J \rangle|^2}{\hbar \Delta_{F_{\max}, F'_{\max}}} . \quad (2.4)$$

Dans le but d'interpréter l'opérateur de déplacement lumineux $\hat{U}(\mathbf{x})$, plaçons-nous dans une base $\{|F, m\rangle\}$ du niveau fondamental et considérons les éléments de matrice $U_{m',m}(\mathbf{x}) = \langle F, m' | \hat{U}(\mathbf{x}) | F, m \rangle$. Les éléments sur la diagonale sont les potentiels diabatiques des différents sous-niveaux Zeeman $|F, m\rangle$ et les éléments hors-diagonale représentent les couplages entre ces sous-niveaux par transition Raman. Pour obtenir les potentiels adiabatiques, il faut diagonaliser la matrice $U_{m',m}(\mathbf{x})$.

2.1.2 Potentiels diabatiques

Nous avons vu que le potentiel diabatique du sous-niveau Zeeman $|F, m\rangle$ est l'élément de matrice $U_{m,m}(\mathbf{x}) = \langle F, m | \hat{U}(\mathbf{x}) | F, m \rangle$ de l'opérateur de déplacement lumineux. En insérant l'expression (2.3) dans (2.1) et en sommant sur toutes les composantes de polarisation, nous obtenons :

$$\begin{aligned} U_{m,m}(\mathbf{x}) = & -\frac{|\langle J' || d || J \rangle|^2}{\hbar} \sum_{F'} \frac{f_{F,F'}}{\Delta_{F,F'}} \left[\left(C_{F,m}^{F',m+1} \right)^2 |E_+(\mathbf{x})|^2 + \right. \\ & \left. + \left(C_{F,m}^{F',m-1} \right)^2 |E_-(\mathbf{x})|^2 + \left(C_{F,m}^{F',m} \right)^2 |E_\pi(\mathbf{x})|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

Cette équation met en évidence les trois processus physiques qui contribuent au déplacement lumineux diabatique. En effet, le premier terme entre crochets correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_+ suivie de l'émission d'un photon de même polarisation. De même, le second terme correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_- suivie de l'émission d'un photon de même polarisation, et enfin le dernier terme correspond à l'absorption d'un photon de polarisation π suivie de l'émission d'un photon de même polarisation.

2.1.3 Couplages Raman

Les éléments de matrice $U_{m',m}(\mathbf{x}) = \langle F, m' | \hat{U}(\mathbf{x}) | F, m \rangle$ qui se trouvent en-dehors de la diagonale représentent les couplages Raman entre les différents sous-niveaux Zeeman. Ils sont non-nuls seulement si $|m' - m| \leq 2$. On peut en donner une interprétation physique en explicitant $U_{m',m}(\mathbf{x})$ pour chaque valeur de $m' - m$. Pour cela, il suffit d'insérer l'expression (2.3) dans (2.1) puis de sommer sur toutes les composantes de polarisation. Voici les résultats obtenus.

Cas où $m' = m + 1$:

$$U_{m+1,m}(\mathbf{x}) = -\frac{|\langle J' \| d \| J \rangle|^2}{\hbar} \sum_{F'} \frac{f_{F,F'}}{\Delta_{F,F'}} \left[C_{F,m}^{F',m} C_{F,m+1}^{F',m} E_{-}^{*}(\mathbf{x}) E_{\pi}(\mathbf{x}) + \right. \\ \left. + C_{F,m}^{F',m+1} C_{F,m+1}^{F',m+1} E_{\pi}^{*}(\mathbf{x}) E_{+}(\mathbf{x}) \right] \quad (2.6)$$

Nous voyons que le premier terme de cette expression correspond à l'absorption d'un photon de polarisation π suivie de l'émission d'un photon de polarisation σ_{-} alors que le second correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_{+} suivie de l'émission d'un photon de polarisation π .

Cas où $m' = m - 1$:

$$U_{m-1,m}(\mathbf{x}) = -\frac{|\langle J' \| d \| J \rangle|^2}{\hbar} \sum_{F'} \frac{f_{F,F'}}{\Delta_{F,F'}} \left[C_{F,m}^{F',m} C_{F,m-1}^{F',m} E_{+}^{*}(\mathbf{x}) E_{\pi}(\mathbf{x}) + \right. \\ \left. + C_{F,m}^{F',m-1} C_{F,m-1}^{F',m-1} E_{\pi}^{*}(\mathbf{x}) E_{-}(\mathbf{x}) \right] . \quad (2.7)$$

De façon similaire, le premier terme de cette expression correspond à l'absorption d'un photon de polarisation π suivie de l'émission d'un photon de polarisation σ_{+} alors que le second terme correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_{-} suivie de l'émission d'un photon de polarisation π .

Cas où $m' = m + 2$:

$$U_{m+2,m}(\mathbf{x}) = -\frac{|\langle J' \| d \| J \rangle|^2}{\hbar} \sum_{F'} \frac{f_{F,F'}}{\Delta_{F,F'}} C_{F,m}^{F',m+1} C_{F,m+2}^{F',m+1} E_{-}^{*}(\mathbf{x}) E_{+}(\mathbf{x}) . \quad (2.8)$$

Cette expression correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_{+} suivie de l'émission d'un photon de polarisation σ_{-} .

Cas où $m' = m - 2$:

$$U_{m-2,m}(\mathbf{x}) = -\frac{|\langle J' \| d \| J \rangle|^2}{\hbar} \sum_{F'} \frac{f_{F,F'}}{\Delta_{F,F'}} C_{F,m}^{F',m-1} C_{F,m-2}^{F',m-1} E_{+}^{*}(\mathbf{x}) E_{-}(\mathbf{x}) . \quad (2.9)$$

Cette dernière expression correspond à l'absorption d'un photon de polarisation σ_{-} suivie de l'émission d'un photon de polarisation σ_{+} .

2.1.4 Réseaux loin de la résonance

On dit que le réseau optique est loin de la résonance lorsque le désaccord du laser par rapport à la transition atomique est beaucoup plus grand que

la séparation entre les niveaux hyperfins de l'état excité. Dans cette situation, Deutsch et Jessen ont obtenu une expression simplifiée de l'opérateur de déplacement lumineux [17]. Pour un champ électrique total donné par $\mathbf{E}_L(\mathbf{x}) = \text{Re}[E\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})]$ où $\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})$ est la polarisation locale, ils ont montré que l'opérateur de déplacement lumineux de l'état fondamental s'écrit de la manière suivante :

$$\hat{U}_F(\mathbf{x}) = U_J(\mathbf{x})\hat{I} + \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) \cdot \hbar^{-1}\hat{\mathbf{F}} \quad (2.10)$$

avec :

$$U_J(\mathbf{x}) = -\frac{2}{3}U_s|\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})|^2, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) = \frac{i}{3}U_s g(F) [\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})^* \times \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})] \quad (2.12)$$

où $g(F)$ est le facteur de Landé

$$g(F) = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{F(F+1)}. \quad (2.13)$$

F est le moment cinétique total, I celui du noyau et J celui de l'électron. Le paramètre $U_s = \tilde{\alpha}E^2/4 = -AI/\Delta$ est le déplacement lumineux provoqué par un seul faisceau laser d'intensité I et de désaccord $\Delta = \omega_L - \omega_{F, F'_{max}}$. L'expression (2.10) montre que l'opérateur de déplacement lumineux se décompose en deux parties, la première est scalaire et la seconde vectorielle. La partie scalaire (2.11) décrit un déplacement lumineux identique pour tous les sous-niveaux Zeeman, elle est proportionnelle à la densité d'énergie du champ électromagnétique. La partie vectorielle agit comme un champ magnétique effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ donné par l'expression (2.12).

Lorsque $\Delta \gg \Gamma$, on peut écrire U_s de la façon suivante [1] :

$$U_s = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta} = -\frac{\hbar\Gamma^2}{8I_s} \frac{I}{\Delta} = -AI/\Delta \quad (2.14)$$

où Γ est la largeur naturelle de la transition, I_s est l'intensité saturante, et la constante A est donnée par $A = \hbar\Gamma^2/(8I_s)$. Puisque nous auront à traiter d'atomes refroidis près de la température de recul, il est pratique d'exprimer les déplacements lumineux en termes de l'énergie de recul $E_r = \hbar^2k^2/(2M)$. En utilisant les valeurs numériques données dans la table 2.1, on obtient $A/E_r \approx 1.54 \text{ GHz}/(\text{mWcm}^{-2})$.

2.2 Stabilité des réseaux optiques

Pour effectuer notre analyse de la stabilité, nous allons considérer un réseau optique créé par la superposition de l faisceaux laser. Le champ

Largeur naturelle	$\Gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$
Intensité saturante	$I_s = 1.1 \text{ mWcm}^{-2}$
Energie de recul	$E_r/\hbar = 2\pi \times 2.07 \text{ kHz}$

Tab. 2.1: Valeurs numériques pour la raie D₂ du césium.

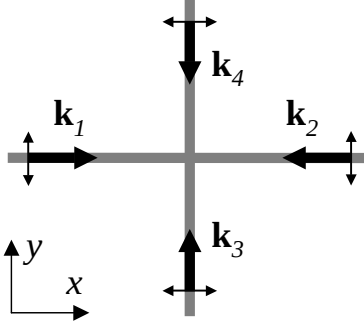


Fig. 2.1: Exemple de réseau optique de dimension $d=2$ qui n'est pas intrinsèquement stable. Un changement de phase de l'un des faisceaux laser modifie la structure du réseau. Voir le texte du paragraphe 2.2.1 pour plus de détails.

électrique total s'écrit de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{x}, t) = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^l E_j \vec{\varepsilon}_j e^{i(\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{x} - \omega_L t + \phi_j)} \right] \quad (2.15)$$

et en insérant cette expression dans l'équation (2.1) du potentiel optique, on obtient :

$$\hat{U}(\mathbf{x}) = - \sum_{i,j} (\vec{\varepsilon}_i^* \cdot \hat{\alpha} \cdot \vec{\varepsilon}_j) E_i^* E_j e^{i(\phi_j - \phi_i)} e^{i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{x}}. \quad (2.16)$$

Cette expression du potentiel optique est le point de départ pour notre analyse de la stabilité.

2.2.1 Problème de stabilité

L'équation (2.16) met en évidence le rôle critique des phases relatives $\phi_{ij} = \phi_j - \phi_i$ entre les différents faisceaux laser qui constituent le réseau optique. Si l'une d'entre elles change, par exemple à cause de la vibration d'un miroir, alors le potentiel optique en $\mathbf{x}$ peut changer de façon significative.

Pour illustrer ce problème d'instabilité, considérons le réseau optique présenté dans le schéma de la figure 2.1. Le champ électrique total est donné par la superposition des champs électriques des quatre faisceaux laser :

$$\mathbf{E}_L(x, y) = E \left[\vec{\varepsilon}_y e^{+ikx + i\phi} + \vec{\varepsilon}_y e^{-ikx} + \vec{\varepsilon}_x e^{+iky} + \vec{\varepsilon}_x e^{-iky} \right] \quad (2.17)$$

où nous avons introduit la variable ϕ pour représenter la variation de phase du premier faisceau laser. En regroupant les termes de même polarisation, on obtient :

$$\mathbf{E}_L(x, y) = E [\vec{\varepsilon}_x 2 \cos(ky) + \vec{\varepsilon}_y 2e^{i\phi/2} \cos(kx + \phi/2)] . \quad (2.18)$$

En regardant cette expression, on constate que la polarisation totale dépend de façon critique de l'angle ϕ . En effet, introduisons les polarisations circulaires $\vec{\varepsilon}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\varepsilon}_x \pm i\vec{\varepsilon}_y)$ et calculons l'intensité de ces composantes de polarisation :

$$I_\pm(x, y) = |\vec{\varepsilon}_\pm^* \cdot \mathbf{E}_L(x, y)|^2 . \quad (2.19)$$

Pour $\phi = 0$, on obtient :

$$I_+(x, y) = I_-(x, y) = E^2 [2 \cos^2(ky) + 2 \cos^2(kx)] \quad (2.20)$$

alors que pour $\phi = \pi$:

$$I_+(x, y) = E^2 [\sqrt{2} \cos(ky) - \sqrt{2} \sin(kx)]^2 \quad (2.21)$$

$$I_-(x, y) = E^2 [\sqrt{2} \cos(ky) + \sqrt{2} \sin(kx)]^2 . \quad (2.22)$$

Nous avons représenté la dépendance spatiale de ces composantes circulaires de polarisation dans les graphiques de la figure 2.2. On constate que ces deux situations sont très différentes.

Pour $\phi = \pi$, la polarisation passe alternativement de σ_+ à σ_- toutes les demi-longueur d'onde. Les potentiels optiques des sous-niveaux Zeeman $m_F = \pm F$ sont donc alternés, et le pompage optique aussi. En conséquence, il peut y avoir du refroidissement Sisyphe, tel qu'il est décrit dans le paragraphe 2.4.2, à condition que le laser soit accordé du bon côté de la transition atomique.

Par contre, pour $\phi = 0$ on a $I_+(x, y) \equiv I_-(x, y)$, donc la polarisation est partout linéaire, ce qui exclut le refroidissement Sisyphe. Toutefois, il y a tout de même un gradient de polarisation comme on peut s'en convaincre en regardant la figure 2.3. Dans ce graphe, nous avons reporté la direction de la polarisation en fonction de la position dans le plan du réseau optique, et on constate que la direction s'inverse sur des distances plus courtes que la longueur d'onde. Ainsi, il est probable qu'un autre mécanisme de refroidissement sub-Doppler prenne le relais dans cette situation, par exemple un mécanisme similaire au refroidissement par orientation [20].

En conclusion, l'instabilité du réseau optique provoque des changements dramatiques des gradients de polarisation. C'est un problème critique lorsque l'on utilise un mécanisme de refroidissement qui met en jeu la dépendance spatiale de la polarisation de la lumière. Une solution à ce problème consiste à stabiliser mécaniquement la différence de phase des faisceaux laser. Cette

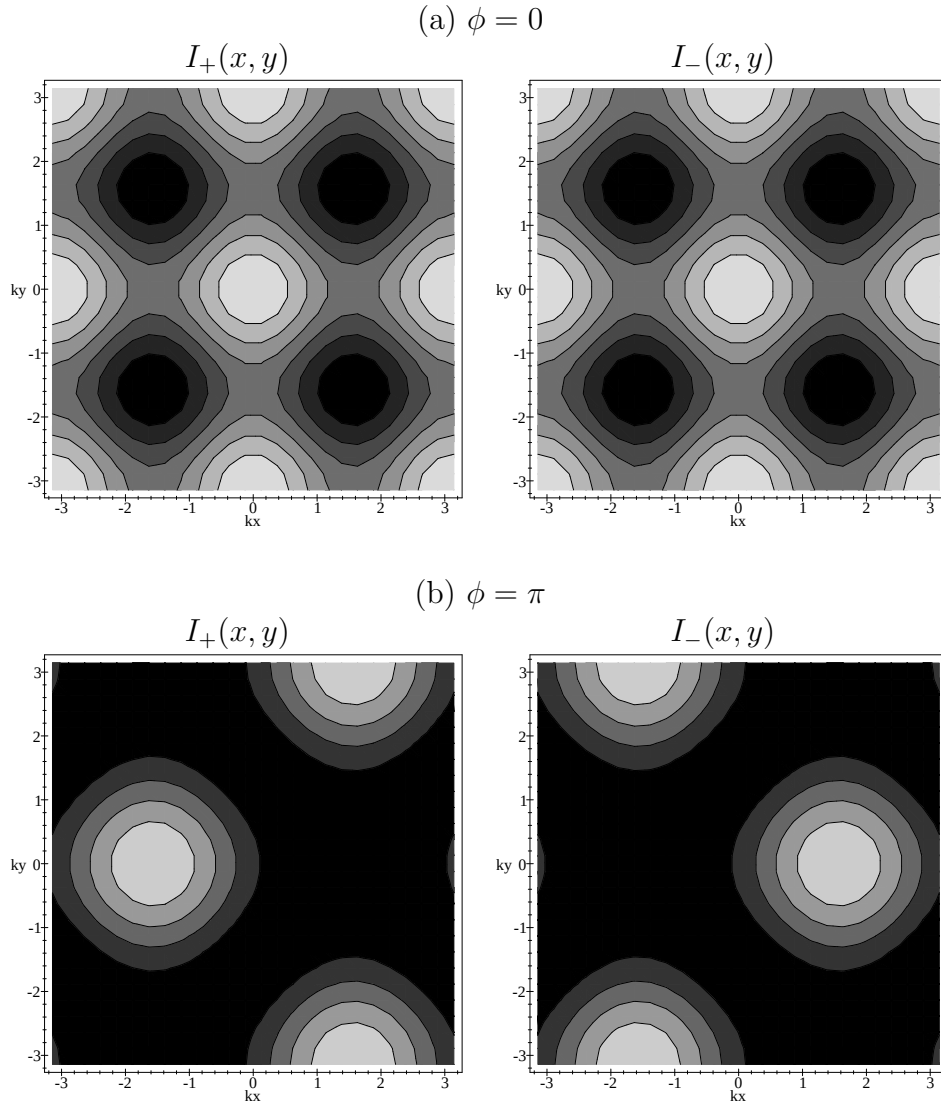


Fig. 2.2: Dépendance spatiale des composantes circulaires de polarisation du réseau optique de la figure 2.1. L'intensité est maximale dans les zones blanches et elle s'annule dans les zones noires. (a) Cas où la phase du premier faisceau laser vaut $\phi = 0$. Dans cette situation, les deux composantes I_+ et I_- sont identiques, autrement-dit la polarisation est partout linéaire. (b) Cas où la phase du premier faisceau laser vaut $\phi = \pi$. Dans cette situation, il y a un fort gradient de polarisation, des sites de polarisation purement σ_+ et σ_- se succèdent en alternance, toutes les demi-longueur d'onde.

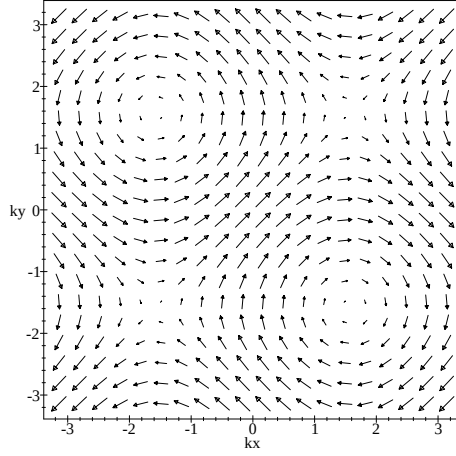


Fig. 2.3: Dépendance spatiale de la polarisation du réseau optique de la figure 2.1 dans le cas où la phase du premier faisceau laser vaut $\phi = 0$. La polarisation est partout linéaire, mais il y a quand même un gradient de polarisation.

méthode a été utilisée pour la première fois par Hemmerich et al. [21]. Toutefois, elle est difficile à mettre en oeuvre, et depuis d'autres approches plus simples ont été proposées par les groupes de G. Grynberg et de D. Meschede. Ce sont ces deux approches que nous allons présenter dans les paragraphes qui suivent.

2.2.2 Condition nécessaire et suffisante pour la stabilité

Supposons que les phases ϕ_j des l faisceaux laser qui composent le réseau optique changent brusquement selon :

$$\phi_j \rightarrow \phi_j + \Delta\phi_j . \quad (2.23)$$

En regardant l'équation (2.16), on voit qu'il est possible de compenser l'effet de cette variation par une translation $\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x} - \Delta\mathbf{x}$, à condition de trouver un vecteur $\Delta\mathbf{x}$ et une phase arbitraire ϕ_o tels que :

$$\mathbf{k}_j \cdot \Delta\mathbf{x} = \Delta\phi_j + \phi_o, \forall j = 1, \dots, l \quad (2.24)$$

Définition : Nous dirons d'un réseau optique qu'il est *intrinsèquement stable* si toute variation des phases des faisceaux laser peut être compensée par une translation, comme indiqué ci-dessus. En pratique, ceci signifie que toutes les variations des phases des faisceaux laser se manifestent par des translations du réseau optique dans l'espace. Ces translations du réseau optique ne gênent pas les processus de refroidissement laser dans la mesure où

l'évolution des degrés de liberté internes de l'atome est beaucoup plus rapide que les mouvements du réseau optique.

Théorème : Soient $\mathcal{K}$ la matrice formée des lignes $(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_1)^T$ pour $j = 2, \dots, l$, et Φ le vecteur formé des éléments $\Delta\phi_j - \Delta\phi_1$ pour $j = 2, \dots, l$. Alors, le réseau optique constitué de la superposition des l faisceaux lasers est intrinsèquement stable si et seulement si :

$$\text{rang}(\mathcal{K}) = \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi), \forall \Phi \quad (2.25)$$

où $(\mathcal{K}|\Phi)$ désigne la matrice augmentée, i.e. celle qu'on obtient en ajoutant une colonne constituée des éléments de Φ à la matrice $\mathcal{K}$. Rappelons encore que le rang d'une matrice est égal à la dimension de l'espace engendré par ses vecteurs colonne ou par ses vecteurs ligne.

Preuve : Il est clair que le réseau optique est intrinsèquement stable si et seulement si le système d'équations linéaire (2.24) possède toujours une solution, quelles que soient les variations $\Delta\phi_j$. Par soustraction de la première équation, on obtient le système d'équations linéaire suivant :

$$\{(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_1) \cdot \Delta\mathbf{x} = \Delta\phi_j - \Delta\phi_1 \mid j = 2, \dots, l\} \quad (2.26)$$

qui est équivalent au système (2.24). En utilisant la notation introduite ci-dessus, le système (2.26) s'écrit sous forme matricielle $\mathcal{K}\Delta\mathbf{x} = \Phi$. Pour que cette équation admette au moins une solution, il faut et il suffit que $\text{rang}(\mathcal{K}) = \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi)$, ce qui termine la preuve.

2.2.3 Réseaux optiques minimaux

Considérons un réseau optique qui résulte de la superposition de l faisceaux lasers, et notons d sa dimension spatiale. Nous allons démontrer que la condition $d = l - 1$ est suffisante pour que le réseau optique soit intrinsèquement stable. Commençons par démontrer les propriétés suivantes :

1. $d = \text{rang}(\mathcal{K})$
2. $\text{rang}(\mathcal{K}) \leq \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi)$
3. $\text{rang}(\mathcal{K}|\Phi) \leq l - 1$

Preuves : L'équation (2.16) montre que le réseau optique est engendré par les vecteurs $(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i)$, donc sa dimension spatiale d est égale à la dimension de l'espace vectoriel engendré par les vecteurs $(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_i)$. Mais cet espace vectoriel est aussi engendré par les vecteurs $(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_1)$ qui composent la matrice $\mathcal{K}$. Donc, par définition du rang, d est égal au rang de $\mathcal{K}$, ce qui démontre la première propriété. La seconde propriété résulte du fait que la dimension de

l'espace engendré par les vecteurs colonne de $\mathcal{K}$ ne peut pas être supérieure à la dimension de l'espace engendré par les vecteurs colonne de $(\mathcal{K}|\Phi)$ puisque cette dernière possède une colonne de plus. Finalement, la dernière propriété est très générale, elle résulte du fait que le rang d'une matrice ne peut pas être supérieur au nombre de lignes de la matrice. c.q.f.d.

En utilisant les trois propriétés énoncées ci-dessus, nous pouvons écrire :

$$d = \text{rang}(\mathcal{K}) \leq \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi) \leq l - 1 . \quad (2.27)$$

Il suffit de contempler cette inégalité pour constater qu'en imposant $d = l - 1$, on garantit que $\text{rang}(\mathcal{K}) = \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi)$, et par conséquent que le système (2.24) possède toujours une solution. C'est la solution qui a été proposée par G. Grynberg en 1993 pour obtenir un réseau optique intrinsèquement stable [8]. Notez que $l = d + 1$ est le nombre minimum de faisceaux laser qu'il faut pour créer un réseau optique de dimension d , ce qui justifie le nom que nous avons donné à ce type de réseau.

Remarquons encore que la condition $d = l - 1$ est *suffisante mais pas nécessaire* pour que $\text{rang}(\mathcal{K}) = \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi)$. Il y a une autre façon de garantir que le système (2.24) possède au moins une solution. Celle-ci fait l'objet du paragraphe suivant.

2.2.4 Réseaux optiques repliés

Considérons le réseau optique de dimension $d = 2$ présenté dans la figure 2.4(b). Cette configuration de faisceaux laser ne satisfait pas la condition $d = l - 1$, et pourtant, ce réseau optique est intrinsèquement stable. Pour s'en convaincre, commençons par considérer le réseau optique de la figure 2.4(a) qui est constitué des trois premiers faisceaux laser $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ et $\mathbf{k}_3$. Ce réseau est intrinsèquement stable car il satisfait la relation $d = l - 1$. Par conséquent :

$$\text{rang} \begin{pmatrix} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 \end{pmatrix} = \text{rang} \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_3 - \Delta\phi_1 \end{array} \right) = 2 . \quad (2.28)$$

Revenons maintenant au réseau optique constitué des quatre faisceaux laser de la figure 2.4(b). Comme le faisceau laser contre-propageant passe par le même chemin que le faisceau propageant, les phases satisfont la relation $\phi_4 - \phi_3 = \phi_2 - \phi_1$. Par conséquent, les différences de phases $\phi_j - \phi_1$ sont liées entre elles par la relation suivante :

$$(\phi_4 - \phi_1) = (\phi_3 - \phi_1) + (\phi_2 - \phi_1) . \quad (2.29)$$

D'autre part, les différences des vecteurs d'onde $\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_1$ sont liées entre elles par une relation similaire :

$$(\mathbf{k}_4 - \mathbf{k}_1) = (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1) + (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) . \quad (2.30)$$

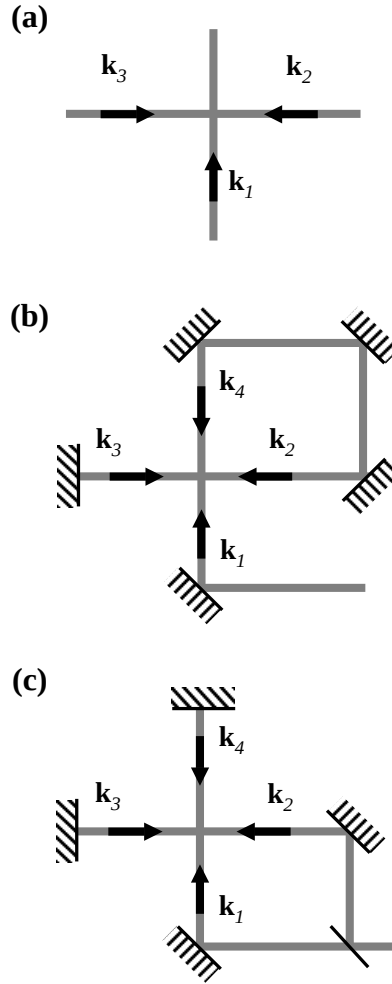


Fig. 2.4: Comparaison de réseaux optiques de dimension $d=2$. (a) Réseau optique minimal. Ce réseau est intrinsèquement stable car il satisfait la condition $d = l - 1$. Ce type de configuration a été proposé pour la première fois par G. Grynberg [8]. (b) Réseau optique replié. Ce réseau est intrinsèquement stable, mais il ne satisfait pas la condition $d = l - 1$. Ce type de configuration repliée a été proposé pour la première fois par A. Rauschenbeutel *et al.* [9]. (c) Réseau optique qui n'est pas intrinsèquement stable. Une variation quelconque de la phase des faisceaux laser ne se réduit pas à une translation.

Comme les combinaisons linéaires (2.29) et (2.30) sont identiques, on en déduit que :

$$\text{rang} \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_3 - \Delta\phi_1 \\ \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_4 - \Delta\phi_1 \end{array} \right) = \text{rang} \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 & \Delta\phi_3 - \Delta\phi_1 \end{array} \right) . \quad (2.31)$$

Il reste alors à utiliser l'équation (2.28) et le fait que :

$$\text{rang} \left(\begin{array}{c} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 \\ \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}_1 \end{array} \right) = \text{rang} \left(\begin{array}{c} \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 \\ \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 \end{array} \right) = 2 \quad (2.32)$$

pour conclure que la relation $\text{rang}(\mathcal{K}) = \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi)$ est satisfaite, et par conséquent, que le réseau optique de la figure 2.4(b) est intrinsèquement stable.

Ce type de configuration intrinsèquement stable a été proposé pour la première fois par A. Rauschenbeutel *et al.* sous une forme quelque peu différente [9]. Leur explication de la stabilité est moins formelle mais plus intuitive. Elle consiste simplement à observer que le réseau optique de la figure 2.4(b) est un réseau unidimensionnel, stable, et qui a été replié de sorte à ce qu'il interagisse avec lui-même.

Avant de terminer, il est bon de souligner la raison pour laquelle la stabilité est conservée alors qu'on ajoute le quatrième faisceau laser. C'est parce que la phase et le vecteur d'onde de ce faisceau sont reliés aux phases et aux vecteurs d'onde des autres faisceaux par la même relation linéaire (équations (2.29) et (2.30)). En effet, considérons la configuration de la figure 2.4(c) qui n'est pas stable. Dans cette situation, la relation (2.30) est toujours satisfaite mais pas la relation (2.29) puisque les phases sont toutes indépendantes. Par conséquent, $2 = \text{rang}(\mathcal{K}) < \text{rang}(\mathcal{K}|\Phi) = 3$ et le réseau n'est pas intrinsèquement stable.

2.3 Atomes dans un réseau optique

2.3.1 Introduction

Nous avons vu qu'un atome plongé dans une superposition d'ondes électromagnétiques est soumis à un potentiel périodique qu'on appelle réseau optique. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la dynamique de l'atome dans ce potentiel. L'objectif de cette étude est d'avoir une compréhension qualitative du comportement des atomes dans un réseau optique. Nous allons donc simplifier le problème en considérant que l'atome est dans un réseau unidimensionnel. Le potentiel optique prend alors la forme suivante :

$$V(x) = V_0 \sin^2 \left(\frac{1}{2} Kx \right) \quad (2.33)$$

où V_0 est la profondeur des puits de potentiel et $K = 2\pi/L$ où L est la période du réseau optique. La profondeur des puits de potentiel est liée à l'intensité I et au désaccord Δ des lasers par $V_0 \propto I/\Delta$. Notez que le lien entre K et $k = 2\pi/\lambda$, où λ est la longueur d'onde des lasers, dépend de la géométrie du réseau optique. C'est donc dans le but de conserver la généralité des résultats qui suivent que nous avons choisi de ne pas imposer $K = k$ dans ce chapitre.

La dynamique de l'atome dans ce potentiel optique est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{\hat{p}^2}{2M} + V(x) \right] \psi(x) = E\psi(x) \quad (2.34)$$

où $\hat{p} = -i\hbar(\partial/\partial x)$. Comme le potentiel $V(x)$ est périodique, nous pouvons utiliser les résultats bien connus de la physique du solide. Pour cela, nous avons utilisé les références [22, 23, 24].

2.3.2 Rappel du théorème de Bloch

Selon le théorème de Bloch [22], les solutions stationnaires de l'équation de Schrödinger pour un potentiel périodique peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\psi_{nq}(x) = e^{iqx/\hbar} u_{nq}(x) \quad (2.35)$$

où n est l'indice de bande, q est la quasi-impulsion qui prend ses valeurs dans la première zone de Brillouin, et u_{nq} est une fonction périodique ayant la même période que le potentiel $V(x)$. Les fonctions ψ_{nq} sont appelées fonctions de Bloch. En insérant les fonctions de Bloch dans l'équations de Schrödinger, on obtient l'équation suivante pour u_{nq} :

$$\left[\frac{(q + \hat{p})^2}{2M} + V(x) \right] u_{nq}(x) = E_{nq} u_{nq}(x) \quad (2.36)$$

où E_{nq} est l'énergie de la fonction ψ_{nq} . On utilise aussi la notation $E_n(q) \equiv E_{nq}$ pour mettre en évidence la structure de bandes de l'énergie.

2.3.3 Application au réseau optique

Dans le cas du potentiel optique (2.33), la période vaut L , donc la première zone de Brillouin est donnée par l'intervalle $[-\hbar K/2, +\hbar K/2]$. Comme les fonctions u_{nq} et V sont périodiques, nous pouvons les développer en série de Fourier :

$$u_{nq}(x) = \sum_l u_{nql} e^{ilKx} \quad (2.37)$$

$$V(x) = V_0 \sin^2 \left(\frac{1}{2} Kx \right) = \frac{V_0}{4} (2 - e^{-iKx} - e^{+iKx}) . \quad (2.38)$$

En insérant ces deux expressions dans l'équation (2.36), on obtient un système d'équations linéaires pour les coefficients u_{nql} :

$$\left[\frac{(l\hbar K + q)^2}{2M} + \frac{V_0}{2} \right] u_{nql} - \frac{V_0}{4} u_{nql-1} - \frac{V_0}{4} u_{nql+1} = E_{nq} u_{nql}, \quad \forall l \in \mathbb{Z}. \quad (2.39)$$

Il s'agit d'une équation aux valeurs propres de dimension infinie. On peut résoudre cette équation de façon approchée en la tronquant à la dimension N , c'est-à-dire en faisant l'hypothèse que les coefficients u_{nql} sont nuls lorsque $|l| \geq N$. Cette hypothèse est raisonnable pour les bandes d'énergie satisfaisant $n < N$. En effet, pour ces bandes d'énergie, les coefficients u_{nql} sont négligeables dès que $|l| \geq N$.

Avec cette hypothèse, le système (2.39) s'écrit sous forme matricielle, donc il suffit d'utiliser les techniques de l'algèbre linéaire pour le résoudre. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans les graphes de la figure 2.5. Nous avons tracé les bandes d'énergie E_{nq} en fonction de la quasi-impulsion q pour plusieurs valeurs de la profondeur V_0 des puits de potentiel. Pour ce graphe, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers, et les énergies sont exprimées en termes de l'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k^2 / (2M)$. Pour $V_0 = 0$, les niveaux d'énergie $E_n(q)$ sont ceux d'une particule libre, réduits à la première zone de Brillouin. Ensuite, lorsque l'on augmente V_0 en-dessus de E_r , la première bande d'énergie $E_0(q)$ s'aplatit. Puis, si on continue d'augmenter V_0 , les bandes d'énergie qui satisfont $E_n(q) < V_0$ s'aplatissent l'une après l'autre. Pour $V_0 = 40E_r$, les six premières bandes d'énergie sont pratiquement plates et correspondent à des états où l'atome est fortement lié au fond des puits de potentiel.

2.3.4 Etats fortement liés

Lorsque l'atome est dans un état fortement lié, il ne voit que le fond des puits de potentiel. On peut donc remplacer le potentiel optique par son approximation harmonique au voisinage du minimum :

$$V(x) = V_0 \sin^2 \left(\frac{1}{2} Kx \right) \approx \frac{1}{4} V_0 K^2 x^2. \quad (2.40)$$

Les solutions stationnaires de l'équation de Schrödinger pour un potentiel harmonique sont bien connues. Il existe une infinité dénombrable d'états stationnaires $\{|n\rangle \mid n \in \mathbb{N}\}$ non dégénérés qui sont solution de l'équation :

$$\left[\frac{\hat{p}^2}{2M} + \frac{1}{4} V_0 K^2 \hat{x}^2 \right] |n\rangle = E_n |n\rangle. \quad (2.41)$$

Les niveaux d'énergie sont donnés par :

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_{\text{vib}} \quad (2.42)$$

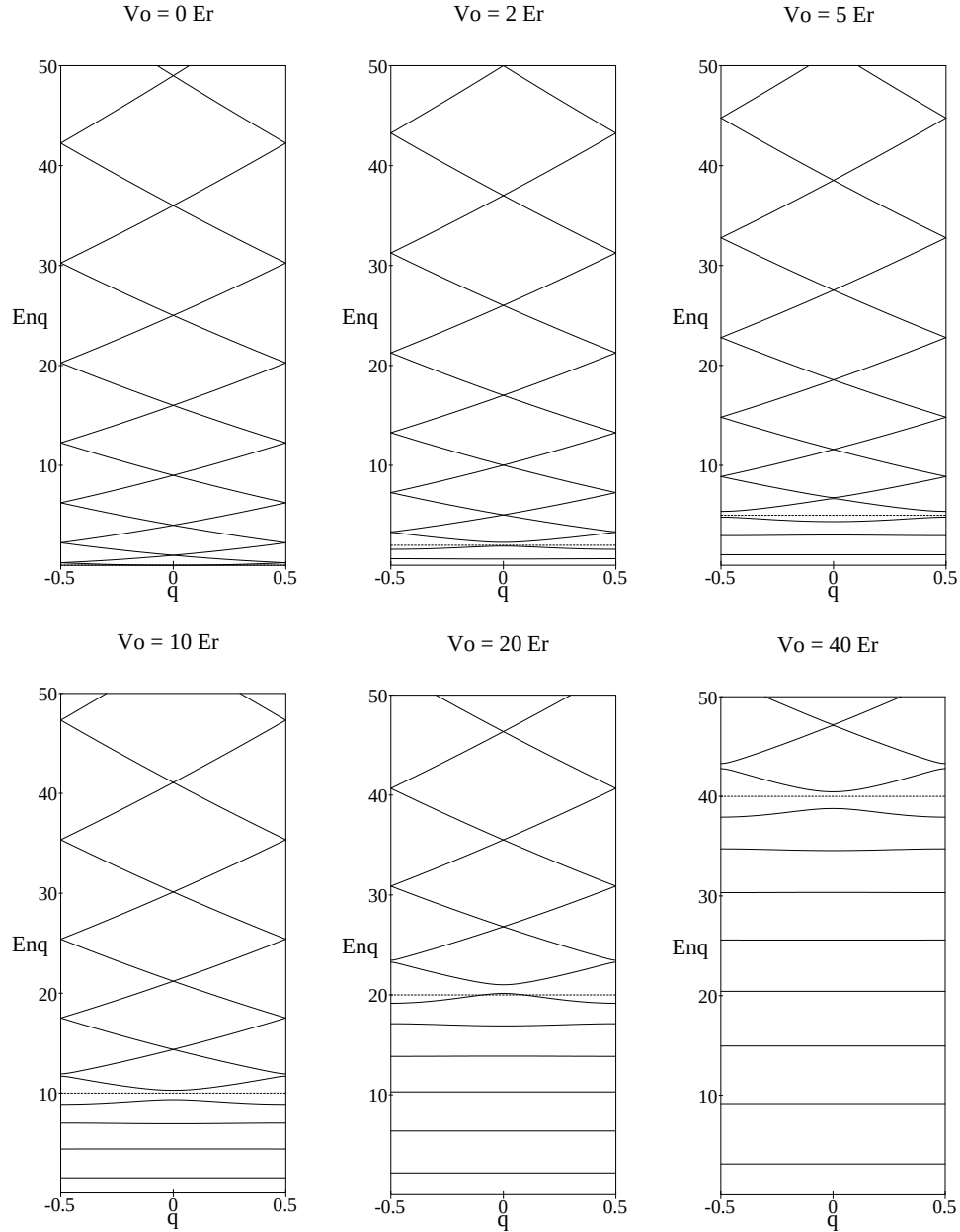


Fig. 2.5: Niveaux d'énergie E_{nq} des états de Bloch en fonction de la quasi-impulsion q pour un atome qui se déplace dans le potentiel périodique $V(x) = V_0 \sin^2(\frac{1}{2}Kx)$. Pour ce graphique, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. L'énergie E_{nq} est exprimée en unités $E_r = \hbar^2 k^2 / (2M)$ et la quasi-impulsion q en unités $\hbar k$. La ligne horizontale pointillée indique le niveau V_0 . Pour $V_0 = 0$, les niveaux d'énergie sont ceux d'une particule libre, réduits à la première zone de Brillouin. Lorsque l'on augmente V_0 , les bandes d'énergie situées en-dessous de V_0 s'aplatissent. Pour $V_0 = 40E_r$, les six premières bandes d'énergie sont pratiquement plates, ce qui signifie que les atomes sont fortement liés dans les puits de potentiel.

avec :

$$\hbar\Omega_{\text{vib}} = \hbar\sqrt{\frac{V_0 K^2}{2M}} = E_r \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}} \quad (2.43)$$

où $E_r = \hbar^2 k^2 / (2M)$ est l'énergie de recul. Voici quelques propriétés des états stationnaires qui nous seront utiles pour la suite :

$$\langle \hat{x} \rangle = \langle n | \hat{x} | n \rangle = 0 \quad (2.44)$$

$$\langle \hat{p} \rangle = \langle n | \hat{p} | n \rangle = 0 \quad (2.45)$$

$$\Delta \hat{x}^2 = \langle n | \hat{x}^2 - \langle \hat{x} \rangle^2 | n \rangle = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{M\Omega_{\text{vib}}} \quad (2.46)$$

$$\Delta \hat{p}^2 = \langle n | \hat{p}^2 - \langle \hat{p} \rangle^2 | n \rangle = \left(n + \frac{1}{2} \right) M\hbar\Omega_{\text{vib}} . \quad (2.47)$$

On en déduit immédiatement que :

$$\Delta \hat{x} \Delta \hat{p} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar . \quad (2.48)$$

Dans la figure 2.6, nous avons reporté, l'un à côté de l'autre, les bandes d'énergie des fonctions de Bloch et les niveaux d'énergie E_n de l'oscillateur harmonique, pour $V_0 = 100E_r$. On voit que les premières bandes d'énergie sont très proches des niveaux de l'oscillateur harmonique. Ensuite, lorsque l'énergie s'approche de V_0 , la distance entre bandes devient plus petite car les atomes commencent à sentir l'anharmonicité du potentiel sinusoïdal. Finalement, au-dessus de V_0 , les bandes d'énergie ne correspondent plus du tout aux niveaux E_n . On peut conclure qu'il est raisonnable d'utiliser les états stationnaires de l'oscillateur harmonique pour décrire l'état des atomes qui sont fortement liés au fond des puits de potentiel.

Nous pouvons utiliser l'approximation harmonique pour calculer le nombre de niveaux liés dans les puits de potentiel. En partant de la condition $E_n < V_0$ on obtient l'inégalité suivante :

$$n < \frac{k}{K} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}} - \frac{1}{2} . \quad (2.49)$$

Autrement dit, le nombre de niveaux liés dans les puits de potentiel est donné par :

$$N_{\text{trap}} = \left\lceil \frac{k}{K} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}} + \frac{1}{2} \right\rceil \quad (2.50)$$

où les parenthèses carrées désignent la partie entière. Cette expression est très pratique, mais il faut garder à l'esprit qu'il s'agit d'une approximation. Pour $V_0 = 100E_r$ et $K = k$, ceci donne $N_{\text{trap}} = 10$. On vérifie que c'est correct sur le graphique de droite de la figure 2.6. Par contre, le graphe de gauche montre qu'il y a douze bandes de Bloch piégées, ce qui met en évidence les limites de l'approximation harmonique.

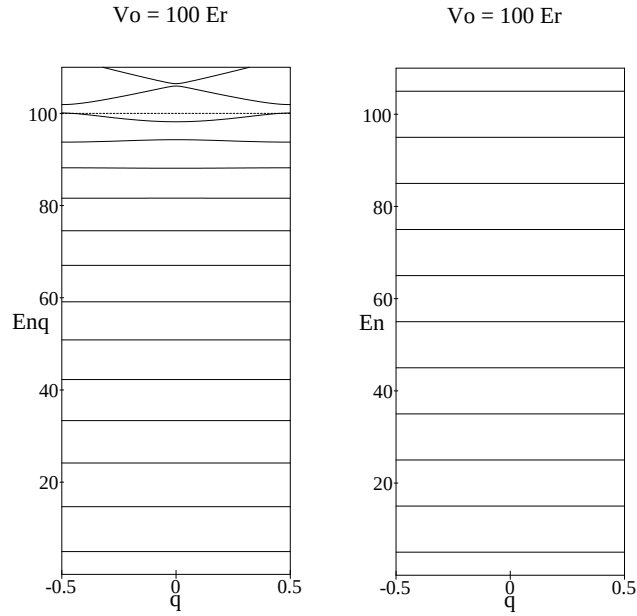


Fig. 2.6: Comparaison des niveaux d'énergie E_n de l'oscillateur harmonique avec les bandes d'énergie E_{nq} des fonctions de Bloch pour $V_0 = 100E_r$. Sur le graphique de gauche, nous avons reporté les niveaux d'énergie E_{nq} des états de Bloch en fonction de la quasi-impulsion q pour un atome qui se déplace dans le potentiel périodique $V(x) = V_0 \sin^2(\frac{1}{2}Kx)$. Sur le graphique de droite, nous avons reporté les niveaux d'énergie E_n de l'oscillateur harmonique ayant le potentiel $V(x) \approx \frac{1}{4}V_0K^2x^2$. Pour ces deux graphes, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. Les énergies sont exprimées en unités $E_r = \hbar^2k^2/(2M)$ et la quasi-impulsion q en unités $\hbar k$.

2.3.5 Température cinétique

Dans un réseau optique, il faut être très prudent avec la notion de température. En effet, considérons le cas où tous les atomes sont dans le niveau fondamental $|n=0\rangle$. Cette situation correspond à une température statistique nulle et pourtant, selon l'expression (2.47), l'écart quadratique moyen de la distribution d'impulsion n'est pas nul. Par conséquent, la température du gaz qu'on obtiendrait en relâchant tous les atomes de façon instantanée, est non nulle.

Nous allons donc introduire la notion de température cinétique pour quantifier la largeur de la distribution d'impulsion :

$$T_{\text{cin}} = \frac{\Delta \hat{p}^2}{Mk_B}. \quad (2.51)$$

C'est la température cinétique, et non pas statistique, que nous devons utiliser pour caractériser l'efficacité de la collimation du jet d'atomes froids. Donc pour la suite du document, lorsque rien n'est précisé, nous parlerons toujours de la température cinétique, c'est-à-dire $T \equiv T_{\text{cin}}$.

Considérons la situation où tous les atomes sont fortement liés dans les puits de potentiel. La température cinétique du niveau vibrationnel $|n\rangle$ est donnée par :

$$T_n = \frac{\Delta \hat{p}_n^2}{Mk_B} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar\Omega_{\text{vib}}}{k_B} \quad (2.52)$$

où nous avons utilisé l'expression (2.47) pour $\Delta \hat{p}_n^2$. Introduisons la notation Π_n pour désigner la population du niveau vibrationnel $|n\rangle$. Alors la température cinétique résultante est donnée par :

$$T = \frac{\langle \Delta p^2 \rangle}{Mk_B} = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar\Omega_{\text{vib}}}{k_B} \quad (2.53)$$

où

$$\langle \Delta p^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \Pi_n \Delta \hat{p}_n^2 \quad (2.54)$$

et

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \Pi_n n. \quad (2.55)$$

Supposons maintenant que les atomes sont à l'équilibre thermodynamique dans les puits de potentiel. Alors les populations Π_n sont données par :

$$\Pi_0 = 1 - f_B \quad (2.56)$$

$$\Pi_n = f_B \Pi_{n-1} \quad (2.57)$$

où f_B est le facteur de Boltzmann correspondant à la température statistique T_{vib} :

$$f_B = e^{-\frac{\hbar\Omega_{\text{vib}}}{k_B T_{\text{vib}}}} \quad (2.58)$$

Nous utilisons la notation T_{vib} pour mettre en évidence qu'il s'agit d'une mesure de l'énergie de vibration des atomes dans les puits de potentiel. Notez que $\sum_{n=0}^{\infty} \Pi_n = 1$, ce qui est cohérent avec l'hypothèse que tous les atomes sont fortement liés au fond des puits. A l'équilibre thermodynamique, le niveau vibrationnel moyen est donné par :

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \Pi_n n = \frac{f_B}{1 - f_B} \quad (2.59)$$

et par conséquent le facteur de Boltzmann se calcule à partir de la température cinétique selon :

$$f_B = \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1} = \frac{T - T_0}{T + T_0} \quad (2.60)$$

où les températures T et T_0 sont données par les expressions (2.53) et (2.52).

Pour terminer, discutons du lien qu'il y a entre la température cinétique T et la température statistique T_{vib} . Commençons par exprimer ces deux grandeurs en fonction du niveau vibrationnel moyen. Partant des expressions (2.53) et (2.58), on obtient :

$$T = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) \frac{T_r}{2} \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}} \quad (2.61)$$

$$T_{\text{vib}} = -\frac{1}{\ln \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1} \right)} \frac{T_r}{2} \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}} \quad (2.62)$$

où nous avons introduit la température de recul définie par $\frac{1}{2}k_B T_r = E_r$ et qui vaut $T_r = 0.198 \mu\text{K}$ pour les atomes de césium. Dans la figure 2.7, nous avons reporté T et T_{vib} en fonction de $\langle n \rangle$ pour $V_0 = 100E_r$. On constate que pour $n > 1$, les températures T et T_{vib} sont pratiquement égales. Par contre, ce n'est plus le cas pour $n \ll 1$. En effet, lorsque n tend vers zéro, on voit que T_{vib} tend aussi vers zéro, alors que T tend vers une température limite donnée par :

$$T_0 = \frac{1}{2} \frac{\hbar\Omega_{\text{vib}}}{k_B} = \frac{T_r}{4} \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}}. \quad (2.63)$$

La raison fondamentale de cette limite vient du principe d'incertitude de Heisenberg qui impose $\Delta\hat{p} = \frac{1}{2}\hbar/\Delta\hat{x} > 0$ au niveau fondamental $|n=0\rangle$.

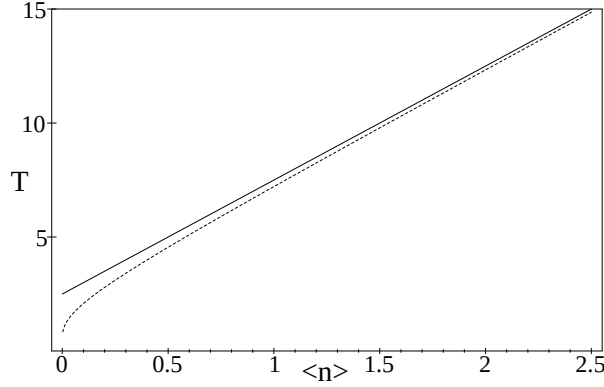


Fig. 2.7: Comparaison de la température cinétique T (courbe pleine) et de la température statistique T_{vib} (courbe discontinue) en fonction du niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$. Les températures sont exprimées en unités $T_r = 0.198 \mu\text{K}$. Pour ce graphe, nous avons fixé $V_0 = 100E_r$ et $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. Lorsque $n > 1$, les températures T et T_{vib} sont pratiquement égales. Par contre, lorsque n tend vers zéro, on voit que T_{vib} tend vers zéro alors que T tend vers une température limite donnée par $T_0 = \frac{T_r}{4} \frac{K}{k} \sqrt{V_0/E_r}$. Cette limite est due au principe d'incertitude de Heisenberg.

2.4 Refroidissement dans un réseau optique

Rappelons que l'objectif de ce travail est de collimater un jet continu d'atomes froids. Pour y parvenir nous utilisons le refroidissement d'atomes par laser dans un réseau optique. Les atomes qui constituent le jet traversent une zone de collimation constituée d'un réseau optique gaussien, d'écart type $\sigma = 2.84 \text{ mm}$. Dans ce paragraphe, nous allons décomposer le processus de refroidissement en plusieurs étapes, dans le but de mieux comprendre les divers mécanismes qui entrent en jeu.

Commençons par préciser qu'avant d'entrer dans le réseau optique, la température des atomes est relativement élevée. Elle vaut $T_i \approx 60 \mu\text{K}$, ce qui est bien plus élevé que la température de recul $T_i \approx 300T_r$. Lorsque les atomes entrent dans le réseau optique, ils voient l'intensité de celui-ci augmenter de façon gaussienne. Durant cette étape, ils passent progressivement de l'état de particule libre à celui de particule dans un réseau périodique dont l'état est décrit par une fonction de Bloch. Une petite partie des atomes, ceux dont l'énergie cinétique n'est pas trop élevée, sera piégée au fond des puits de potentiel, alors que les autres resteront libres. Dans notre expérience, cette entrée dans le réseau est suffisamment douce pour que l'on puisse la considérer comme une compression adiabatique. Dans ces conditions, nous allons montrer comment calculer les populations des niveaux vibrationnels au fond des puits de potentiel, ainsi que la proportion des atomes qui seront piégés. Nous verrons que, pour des conditions expérimentales raisonnables, cette proportion est assez faible car la température initiale des atomes T_i est

élevée. Il est donc naturel de chercher un mécanisme pour freiner les atomes libres jusqu'à ce qu'ils se retrouvent tous piégés au fond des puits. On parle de canalisation car les atomes piégés sont obligés de suivre les canaux formés par les minimums des puits de potentiel¹. Nous verrons que le refroidissement Sisyphe est le candidat canonique pour effectuer cette canalisation.

En général, lorsque les atomes sont piégés dans les puits de potentiel, ils se répartissent sur les divers niveaux vibrationnels. Toutefois, nous avons vu au paragraphe précédent que la température minimale correspond à la situation où tous les atomes sont dans le niveau de vibration fondamental $n = 0$. C'est pour cette raison que nous nous intéressons à un mécanisme qui mette tous les atomes dans ce niveau fondamental. Il s'agit du refroidissement sideband qui a été conçu spécialement à cet effet. Nous allons décrire ce mécanisme de refroidissement en termes de cycles de pompage vers le niveau fondamental $n = 0$. Nous verrons que ce mécanisme nécessite que les niveaux vibrationnels soient équidistants, ce qui nous amènera à la conclusion qu'il fonctionne principalement pour les premiers niveaux de vibration, ceux dont l'énergie est la plus basse.

Finalement, lorsque les atomes sortent du réseau optique, ils voient l'intensité des faisceaux lasers diminuer de façon gaussienne. Durant cette étape, ils passent progressivement de l'état de particule piégée à celui de particule libre. Si la sortie se fait de façon suffisamment douce, on parle d'expansion adiabatique. Dans cette situation, nous verrons comment calculer la température finale en fonction de la population du niveau fondamental avant l'expansion. Nous verrons que cette population doit être proche de un pour que la température finale soit proche de sa valeur minimale. En pratique, les faisceaux laser gaussiens qui constituent le réseau optique sont tronqués à un certain rayon, aussi grand soit-il. Il faut donc aussi considérer les conséquences d'une extinction brusque du réseau optique en cours d'expansion adiabatique. Nous montrerons que la conséquence première est une augmentation de la température finale.

2.4.1 Compression adiabatique à l'entrée du réseau optique

Considérons un atome qui entre dans un réseau optique formé par des faisceaux laser gaussiens. Notez que pour l'atome, ceci revient à enclencher la lumière du réseau optique de façon gaussienne. L'atome va donc passer progressivement de l'état de particule libre à celui de particule fortement liée lorsqu'il se trouve au milieu du réseau optique. Nous désirons exprimer la population Π_n des premiers niveaux vibrationnels des états fortement liés en

¹Rappelons que le réseau est de dimension deux, et qu'il est dans un plan perpendiculaire au jet atomique.

fonction de la température T_i des atomes avant leur entrée dans le réseau optique. Si la variation de l'intensité du réseau optique satisfait la condition d'adiabaticité :

$$\frac{1}{\Omega_{\text{vib}}} \frac{d\Omega_{\text{vib}}}{dt} \ll \Omega_{\text{vib}} \quad (2.64)$$

alors la quasi-impulsion q et l'indice de bande n sont des grandeurs conservées. Dans cette situation, les populations des bandes d'énergie sont données par les populations totales des zones de Brillouin correspondantes avant que l'atome n'entre dans le réseau optique. Par conséquent, la population des premiers niveaux vibrationnels est donnée par :

$$\Pi_n = \int_{-(n+1)\hbar K/2}^{-n\hbar K/2} \Pi_i(p) dp + \int_{+n\hbar K/2}^{+(n+1)\hbar K/2} \Pi_i(p) dp \quad (2.65)$$

où $\Pi_i(p)$ est la distribution de Maxwell-Boltzmann correspondant à la température initiale T_i :

$$\Pi_i(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M k_B T_i}} e^{-\frac{p^2}{2M k_B T_i}}. \quad (2.66)$$

La température des atomes avant d'entrer dans le réseau optique est bien plus grande que la température de recul $T_i \approx 300T_r$. Par conséquent, la distribution de Maxwell-Boltzmann varie peu sur une zone de Brillouin. On peut donc remplacer $\Pi_i(p)$ par sa valeur au centre des intervalles dans les intégrales de l'expression (2.65), ainsi on obtient :

$$\Pi_n \approx \hbar K \Pi_i \left((n + 1/2) \frac{\hbar K}{2} \right) \quad (2.67)$$

$$\approx \frac{K}{k} \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{T_r}{T_i}} e^{-(n+1/2)^2 \frac{K^2}{8k^2} \frac{T_r}{T_i}} \quad (2.68)$$

où la deuxième égalité fait appel à la relation

$$\frac{\hbar^2 k^2}{M k_B T_i} = \frac{T_r}{T_i}. \quad (2.69)$$

On pourrait être tenté d'attribuer une température à cette distribution sur les états vibrationnels. Toutefois, elle ne correspond pas du tout à une distribution d'équilibre thermique comme on peut s'en convaincre en regardant la figure 2.8. Sur ce graphique nous avons reporté la distribution (2.68) obtenue par compression adiabatique ainsi que la distribution de Maxwell-Boltzmann correspondant à la même température $T_i \approx 300T_r$.

Pour évaluer l'efficacité de la collimation, on s'intéresse aussi à la fraction des atomes qui sont piégés après leur entrée dans le réseau optique. On l'obtient en intégrant la distribution initiale $\Pi_i(p)$ sur toutes les zones de

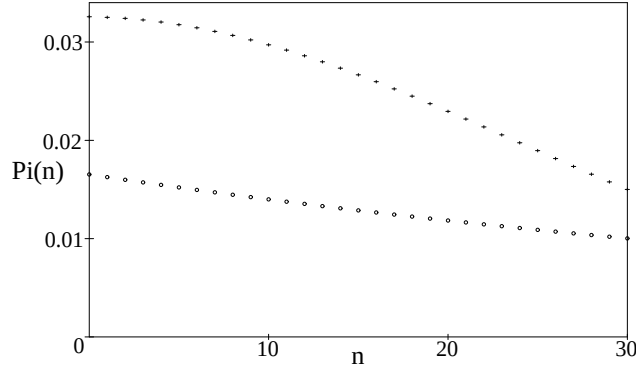


Fig. 2.8: Comparaison de la distribution obtenue par compression adiabatique à la distribution de Maxwell-Boltzmann correspondant à la même température $T_i \approx 300T_r$. Les croix représentent la distribution (2.68) obtenue par compression adiabatique. Les cercles représentent la distribution de Maxwell-Boltzmann donnée par (2.56), (2.57) et (2.58). Pour ce graphique, nous avons fixé $V_0 = 100E_r$ et $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers.

Brillouin qui conduiront à des niveaux vibrationnels piégés dans les puits de potentiel :

$$\Pi_{\text{trap}} = \int_{-N_{\text{trap}} \hbar K/2}^{+N_{\text{trap}} \hbar K/2} \Pi_i(p) dp \quad (2.70)$$

$$= \text{erf} \left(N_{\text{trap}} \frac{K}{2k} \sqrt{\frac{T_r}{2T_i}} \right) \quad (2.71)$$

où N_{trap} est le nombre de niveaux vibrationnels piégés qui est donné par l'expression (2.50). Pour avoir une idée de la fraction des atomes qui seront piégés dans notre expérience, prenons $V_0 = 100E_r$, $K = k$ et $T_i = 300T_r$, alors on obtient $N_{\text{trap}} = 10$ et $\Pi_{\text{trap}} \approx 22\%$. En regardant l'expression (2.70), on voit que l'on pourrait augmenter le nombre d'atomes piégés en augmentant N_{trap} et en diminuant T_i . Pour augmenter N_{trap} , il faudrait augmenter V_0 donc l'intensité du réseau optique. Pour diminuer T_i , il faudrait introduire une étape de pré-refroidissement avant l'entrée dans le réseau optique.

2.4.2 Processus de canalisation

Nous avons vu au paragraphe précédent que, dans nos conditions expérimentales, la fraction d'atomes piégés dans les puits de potentiel par la compression adiabatique est relativement faible. Comme le refroidissement sideband n'opère que sur les atomes piégés, il est important d'augmenter cette fraction autant que possible. Pour y parvenir, il faut un mécanisme qui ralentisse les atomes libres jusqu'à ce qu'ils soient piégés au fond des puits de potentiel. Puisque nous travaillons avec un réseau optique en dimension

deux, les minima des puits de potentiel forment des canaux perpendiculaires au plan du réseau optique. C'est pour cette raison qu'on parle de processus de canalisation pour désigner le mécanisme qui piège les atomes dans les puits.

Le refroidissement Sisyphe est le mécanisme canonique pour ralentir les atomes dans un réseau optique jusqu'à ce qu'ils soient piégés dans les puits de potentiel. Son principe a été énoncé de façon détaillée par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji dans un article célèbre paru en 1989 [20]. Dans ce travail théorique, ils ont considéré un modèle d'atome $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ dans une mélasse optique unidimensionnelle en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$. Ils ont montré, d'une part, que les deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux subissent des déplacements lumineux périodiques en opposition de phase et, d'autre part, que la probabilité de pompage optique est aussi périodique dans l'espace et qu'elle peuple toujours le sous-niveau Zeeman d'énergie minimale. En conséquence de ces deux effets, un atome en mouvement passe, en moyenne, plus de temps à gravir qu'à descendre les puits de potentiel. C'est ainsi qu'il perd son énergie cinétique jusqu'à ce qu'il soit piégé dans un puits de potentiel.

En 1990, C. Salomon *et al.* ont mené une étude expérimentale détaillée du refroidissement Sisyphe dans une superposition de trois mélasses $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales [25]. Dans ce travail, ils ont montré que la température finale est proportionnelle au rapport entre l'intensité I et le désaccord Δ des faisceaux laser, autrement dit à la profondeur des puits de potentiel. Mais ceci ne signifie pas que l'on peut réduire la température indéfiniment en diminuant le rapport I/Δ . En effet, comme l'a montré Y. Castin [26], il existe une limite au-delà de laquelle le refroidissement ne fonctionne plus, ce qui conduit à une température minimale de l'ordre de quelques dizaines de fois la température de recul.

Mentionnons encore que le refroidissement Sisyphe ne se limite pas aux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$. En effet, les deux ingrédients essentiels au fonctionnement de ce mécanisme de refroidissement, déplacement lumineux et pompage optique périodiques dans l'espace, sont présents dans tous les réseaux optiques à gradient de polarisation. Nous pouvons donc envisager d'utiliser ce mécanisme Sisyphe pour canaliser les atomes dans les puits de potentiel avant d'entreprendre le refroidissement sideband. Il est utile de préciser qu'il faut travailler avec un réseau proche de la résonance atomique² pour que le taux de pompage optique soit suffisant. Plusieurs groupes ont étudié le refroidissement de type Sisyphe dans des réseaux optiques de dimension deux et trois. Mentionnons les travaux des groupes de P.S. Jessen [27, 24] et de A. Kastberg [28, 29, 30, 31].

²En anglais near-resonance lattice, NRL.

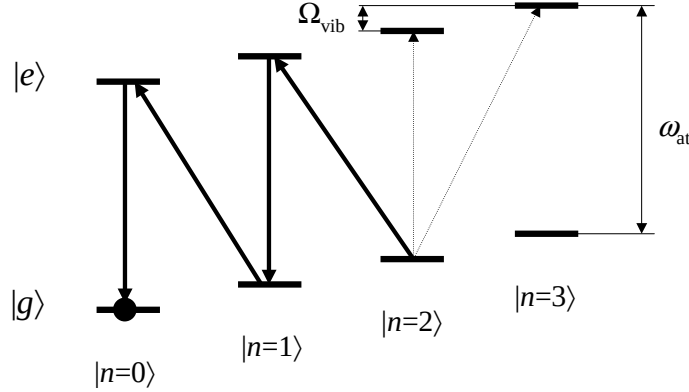


Fig. 2.9: Niveaux d'énergie et transitions atomiques dans le schéma du refroidissement sideband. $|g\rangle$ et $|e\rangle$ représentent deux états quantiques de la structure électronique de l'atome, et $|n\rangle$ représente l'état quantique vibrationnel des atomes dans les puits de potentiel. Le refroidissement sideband amène tous les atomes dans l'état $|g\rangle \otimes |n=0\rangle$ qui est découplé du rayonnement.

2.4.3 Refroidissement sideband

En général, les atomes qui sont piégés dans les puits de potentiel se répartissent sur les divers niveaux vibrationnels $|n\rangle$. L'objectif du refroidissement sideband³ est de mettre tous les atomes piégés dans le niveau vibrationnel fondamental $|n=0\rangle$.

Pour comprendre le refroidissement sideband, il faut s'intéresser au spectre d'énergie des atomes piégés. Le mouvement quantifié des atomes dans les puits de potentiel conduit à l'apparition de bandes latérales $\omega_{\text{at}} \pm \Omega_{\text{vib}}$ autour des transitions atomiques ω_{at} . Ces bandes latérales correspondent aux transitions $|g\rangle \otimes |n\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |n \pm 1\rangle$ où $|g\rangle$ et $|e\rangle$ représentent deux états quantiques de la structure électronique de l'atome et $|n\rangle$ représente l'état quantique vibrationnel du centre de masse, voir la figure 2.9. Supposons que la largeur naturelle de la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ soit plus petite que la fréquence de vibration, alors les bandes latérales sont bien résolues, et on peut obtenir un refroidissement efficace en excitant les atomes piégés avec de la lumière accordée sur la bande latérale de fréquence inférieure $\omega_{\text{at}} - \Omega_{\text{vib}}$. En effet, de cette façon on induit la transition $|g\rangle \otimes |n\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |n-1\rangle$, ce qui diminue l'énergie de vibration de l'atome d'un quantum. Cette transition qui couple les degrés de liberté internes et externes de l'atome contient toute l'essence du refroidissement sideband, ce qui explique l'appellation de ce mécanisme.

En pratique, il faut répéter plusieurs fois cette opération pour atteindre le niveau vibrationnel fondamental $|n=0\rangle$. Ceci nous amène à considérer la transition $|e\rangle \otimes |n-1\rangle \rightarrow |g\rangle \otimes |n-1\rangle$ qui est nécessaire avant de pouvoir recommencer une transition sideband. En principe, on peut considérer

³Sideband se traduit par bande latérale.

cette transition comme une simple émission spontanée, bien qu'en pratique on effectue du pompage optique vers un troisième niveau excité $|e'\rangle$ qui se désexcite vers $|g\rangle$ plus rapidement que $|e\rangle$. On peut montrer que, si les atomes sont dans le régime Lamb-Dicke, c'est-à-dire que la distance entre les niveaux vibrationnels $\hbar\Omega_{\text{vib}}$ est beaucoup plus grande que l'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k^2 / (2M)$, alors cette émission spontanée a une forte probabilité de laisser l'état quantique vibrationnel inchangé. Pour des atomes piégés dans un réseau optique, la condition de Lamb-Dicke est toujours vérifiée. En effet, la fréquence de vibration est donnée par l'expression (2.43) que l'on rappelle ici :

$$\hbar\Omega_{\text{vib}} = E_r \frac{K}{k} \sqrt{V_0/E_r} . \quad (2.72)$$

Cette expression montre qu'en pratique $\hbar\Omega_{\text{vib}} \gg E_r$ car $V_0 \gg E_r$.

Ainsi, le refroidissement sideband consiste à effectuer une succession de cycles de refroidissement qui diminuent le niveau vibrationnel n d'un nombre fini d'unités. Comme nous l'avons représenté sur la figure 2.9, chaque cycle est constitué d'une transition sideband qui diminue n et d'un cycle de pompage optique qui ne change pas n :

$$|g\rangle \otimes |n\rangle \xrightarrow{\text{sideband}} |e\rangle \otimes |n-1\rangle \xrightarrow{\text{pompage}} |g\rangle \otimes |n-1\rangle \quad (2.73)$$

Lorsque les atomes arrivent dans le niveau vibrationnel fondamental $|n=0\rangle$, ils se découplent du rayonnement. En effet, dans cet état quantique l'atome ne possède pas de bande latérale en $\omega_{\text{at}} - \Omega_{\text{vib}}$ car la transition $|g\rangle \otimes |n\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |n-1\rangle$ est impossible. On est donc en présence d'un état noir $|g\rangle \otimes |n=0\rangle$.

La technique du refroidissement sideband s'applique à divers systèmes physiques, dès que des atomes neutres ou des ions sont piégés. Elle a été mise au point dans les trappes à ions [32, 33, 34] puis, suivant une proposition théorique de Taieb *et al.* [35], elle a été adaptée aux atomes neutres piégés dans les réseaux optiques. Dans les réseaux optiques, la fréquence de vibration est de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz, donc les niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ doivent avoir une longue durée de vie pour que les bandes latérales soient résolues. Pour cela, on peut utiliser deux niveaux fondamentaux hyperfins couplés par une transition Raman [36] ou bien deux sous-niveaux Zeeman du même niveau fondamental couplés par une transition Raman dégénérée [37, 38]. Récemment, l'équipe de S.Chu a mis au point une variante particulièrement efficace de refroidissement sideband Raman dégénéré [39, 40]. Nous avons décidé d'adapter cette méthode à une configuration 2D pour l'utiliser sur un jet continu (voir le chapitre 7 pour plus de détails).

Avant de terminer cette description du refroidissement sideband, soulignons quelques points importants pour son bon fonctionnement. Tout d'abord, il est fondamental que le processus de pompage optique conduise à l'existence d'un état noir $|g\rangle \otimes |n=0\rangle$. En effet, si cet état n'est pas découplé du rayonnement, aussi bien pour les transitions sideband que pour le pompage, alors

il n'est plus possible d'obtenir une population importante du niveau vibrationnel fondamental et l'efficacité du refroidissement est fortement réduite. Ensuite, remarquons que les niveaux vibrationnels doivent être équidistants pour que les cycles de refroidissement 2.73 se succèdent quelle que soit la valeur de n . C'est le cas pour un oscillateur harmonique, mais dans un réseau optique, l'approximation harmonique n'est valable que pour les premiers niveaux vibrationnels. On peut en déduire que le refroidissement sideband n'est efficace que pour les premiers niveaux piégés, ce qui souligne encore l'importance de l'étape de pré-refroidissement. Finalement, mentionnons qu'il est nécessaire de travailler avec un réseau optique très éloigné de la résonance atomique⁴ pour supprimer le réchauffement des atomes dû à la diffusion des photons du réseau.

2.4.4 Expansion adiabatique à la sortie du réseau optique

Lorsque les atomes sortent du réseau optique, ils voient l'intensité des faisceaux laser diminuer de façon gaussienne. Ils passent donc progressivement de l'état de particule piégée à celui de particule libre. Nous allons supposer que la distribution des atomes sur les niveaux vibrationnels avant leur sortie du réseau optique est la distribution de Maxwell-Boltzmann donnée par (2.56), (2.57) et (2.58). Nous désirons obtenir une expression de la température finale T_f , après la sortie du réseau optique, en fonction du niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$ qui prévaut avant l'expansion adiabatique.

Dans notre situation expérimentale, la variation de l'intensité des faisceaux laser est suffisamment lente pour que la condition d'adiabaticité (2.64) soit vérifiée. Ceci implique que la quasi-impulsion q et l'indice de bande n des états de Bloch sont des grandeurs conservées durant l'expansion. Par conséquent, la distribution d'impulsion des atomes libres est l'image de la distribution sur les diverses zones de Brillouin des atomes piégés. Considérons par exemple les atomes qui peuplent le niveau vibrationnel n . Ils ont une distribution uniforme sur la n -ième zone de Brillouin. Donc, lorsqu'ils seront libres, ils auront une distribution uniforme sur l'intervalle d'impulsions suivant :

$$B_n = \left[-(n+1)\frac{\hbar K}{2}, -n\frac{\hbar K}{2} \right] \cup \left[n\frac{\hbar K}{2}, (n+1)\frac{\hbar K}{2} \right] \quad (2.74)$$

Ainsi, la distribution d'impulsions des atomes libres est constante par morceaux, elle est donnée par :

$$\Pi_f(p) = \frac{(1 - f_B)f_B^n}{\hbar K} \quad \text{pour } p \in B_n \quad (2.75)$$

⁴En anglais FORL ou FRL pour far off-resonance lattice.

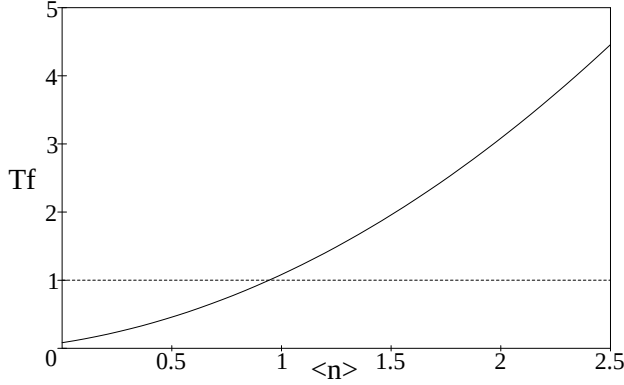


Fig. 2.10: Température finale T_f en fonction du niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$ qui prévaut avant l'expansion adiabatique. Pour ce graphe, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. T_f est exprimée en unités de la température de recul $T_r = \hbar^2 k^2 / (k_B M)$. La ligne discontinue indique la limite de recul.

où f_B est le facteur de Boltzmann au début de l'expansion adiabatique, il est donné par l'expression (2.58). Calculons la variance de cette distribution :

$$\langle \Delta p^2 \rangle = \int_{\mathbb{R}} p^2 \Pi_f(p) dp \quad (2.76)$$

$$= \sum_{n \in \mathbb{N}} \frac{(1 - f_B) f_B^n}{\hbar K} \int_{B_n} p^2 dp \quad (2.77)$$

$$= (\hbar K)^2 \frac{f_B^2 + 4f_B + 1}{12(1 - f_B)^2} \quad (2.78)$$

où nous avons utilisé $\langle p \rangle = 0$ pour la première égalité, l'expression (2.75) pour la deuxième, et $\int_{B_n} p^2 dp = \frac{1}{12}(3n^2 + 3n + 1)(\hbar K)^3$ pour la troisième. Par conséquent, la température finale est donnée par :

$$\frac{1}{2} k_B T_f = \frac{\langle \Delta p^2 \rangle}{2M} = E_r \left(\frac{K}{k} \right)^2 \frac{f_B^2 + 4f_B + 1}{12(1 - f_B)^2} \quad (2.79)$$

où $E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ est l'énergie de recul. Il est instructif d'exprimer T_f en fonction du niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$. A l'aide de la relation (2.59), on obtient :

$$T_f = T_r \frac{K^2}{4k^2} \left(2\langle n \rangle^2 + 2\langle n \rangle + \frac{1}{3} \right) \quad (2.80)$$

où $T_r = 2E_r/k_B$ est la température de recul. Nous avons tracé la courbe de T_f en fonction de $\langle n \rangle$ dans la figure 2.10. Pour ce graphique, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. On voit que l'expansion adiabatique permet d'atteindre des températures sub-recul pour $\langle n \rangle \leq 0.94$. La température finale minimum est atteinte pour $\langle n \rangle = 0$, et vaut

$T_f^{\min} = T_r/12$. Il faut noter que la température finale augmente vite lorsque $\langle n \rangle > 0.94$. Par exemple, pour $\langle n \rangle = 2$, on a $T_f = 3.1T_r$. Il est donc important de mettre une grande proportion des atomes dans le niveau fondamental pour que le refroidissement par expansion adiabatique soit efficace. Cette analyse de l'expansion adiabatique vient de l'article [41] de A. Kastberg qui contient aussi une généralisation aux dimensions supérieures.

2.4.5 Conséquences d'une extinction brusque

Lorsque l'on éteint brusquement le réseau optique, les atomes libres gardent la même distribution d'impulsion qu'ils avaient lorsqu'ils étaient piégés dans le réseau. Pour mettre en évidence les différences entre l'extinction brusque et l'expansion adiabatique, nous allons commencer par considérer le cas simple d'une extinction brusque à pleine intensité, quand les atomes sont piégés au fond des puits. De plus, nous allons supposer que la distribution des atomes sur les niveaux vibrationnels est donnée par $\Pi_n = (1 - f_B)f_B^n$ où f_B est le facteur de Boltzmann (2.58). Dans cette situation, la variance de la distribution d'impulsion est donnée par :

$$\langle \Delta p^2 \rangle = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) M \hbar \Omega_{\text{vib}} \quad (2.81)$$

et la température finale correspondante est la température cinétique donnée par l'expression (2.53). En utilisant la relation (2.43), on peut l'exprimer en fonction du rapport V_0/E_r et on obtient :

$$T_f = \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) \frac{T_r}{2} \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0}{E_r}}. \quad (2.82)$$

Contrairement à la température que l'on obtient après expansion adiabatique, donnée par l'expression (2.80), celle-ci dépend du rapport V_0/E_r . On voit que la température minimale est atteinte pour $\langle n \rangle = 0$, elle vaut $T_f = \frac{T_r}{4} \frac{K}{k} \sqrt{V_0/E_r}$, ce qui est bien plus grand que la température de recul lorsque les puits sont profonds.

Considérons maintenant une situation plus proche de la réalité où nous effectuons une expansion adiabatique partielle, suivie d'une extinction brusque. Notons $V_0^{\max}$ la profondeur des puits de potentiel au début de l'expansion adiabatique et V_0^* la profondeur des puits au moment de l'extinction brusque. Dans notre expérience, $V_0^{\max} \approx 380E_r$ et $V_0^* \approx 3E_r$. Dans cette situation, une partie des atomes est libérée par l'expansion adiabatique, mais il reste des atomes piégés au fond des puits au moment de l'extinction brusque. On peut estimer la fractions des atomes encore piégés à l'aide de l'expression suivante :

$$\Pi_{\text{trap}}^* = \sum_{n=0}^{N_{\text{trap}}^* - 1} (1 - f_B) f_B^n \quad (2.83)$$

où f_B est le facteur de Boltzmann (2.58) qui prévaut au début de l'expansion, et N_{trap}^* est le nombre de niveaux piégés dans les puits au moment de l'extinction :

$$N_{\text{trap}}^* = \left[\frac{k}{K} \sqrt{\frac{V_0^*}{E_r}} + \frac{1}{2} \right] . \quad (2.84)$$

Nous effectuons le calcul de la variance de la distribution d'impulsion finale en deux parties. Pour les atomes libérés par l'expansion adiabatique, on procède comme au paragraphe précédent :

$$\langle \Delta p^2 \rangle_{\text{free}} = \sum_{n=N_{\text{trap}}^*}^{\infty} \frac{(1-f_B)f_B^n}{\hbar K} \int_{B_n} p^2 dp \quad (2.85)$$

$$= (\hbar K)^2 \frac{f_B^2 + 4f_B + 1}{12(1-f_B)^2} - \sum_{n=0}^{N_{\text{trap}}^*-1} \frac{(1-f_B)f_B^n}{\hbar K} \int_{B_n} p^2 dp \quad (2.86)$$

où B_n est la n -ième zone de Brillouin (2.74). En revanche, pour les atomes qui sont encore piégés au moment de l'extinction, on somme sur les niveaux vibrationnels :

$$\langle \Delta p^2 \rangle_{\text{trap}} = \sum_{n=0}^{N_{\text{trap}}^*-1} (1-f_B)f_B^n \left(n + \frac{1}{2} \right) M E_r \frac{K}{k} \sqrt{\frac{V_0^*}{E_r}} \quad (2.87)$$

Finalement, on obtient la variance de la distribution d'impulsion finale en sommant ces deux contributions :

$$\langle \Delta p^2 \rangle = \langle \Delta p^2 \rangle_{\text{free}} + \langle \Delta p^2 \rangle_{\text{trap}} \quad (2.88)$$

et la température finale est donnée par :

$$\frac{1}{2} k_B T_f = \frac{\langle \Delta p^2 \rangle}{2M} . \quad (2.89)$$

Nous avons calculé cette température finale pour plusieurs valeurs de la profondeur des puits au moment de l'extinction V_0^* et nous obtenons les résultats suivants. Pour $V_0^* = 10E_r$:

$$T_f = \frac{6\langle n \rangle^5 + 24\langle n \rangle^4 + 37\langle n \rangle^3 + 27\sqrt{10}\langle n \rangle^2 + 15\sqrt{10}\langle n \rangle + 3\sqrt{10}}{12(\langle n \rangle + 1)^3} T_r \quad (2.90)$$

pour $V_0^* = 3E_r$:

$$T_f = \frac{6\langle n \rangle^4 + 18\langle n \rangle^3 + 19\langle n \rangle^2 + 12\sqrt{3}\langle n \rangle + 3\sqrt{3}}{12(\langle n \rangle + 1)^2} T_r \quad (2.91)$$

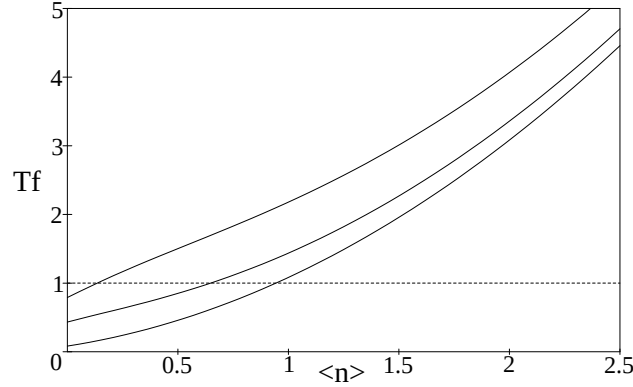


Fig. 2.11: Température finale T_f en fonction du niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$ qui prévaut avant l'expansion adiabatique, dans le cas où l'expansion adiabatique est interrompue par une extinction brusque lorsque $V_0 = V_0^*$. La courbe du bas correspond à $V_0^* = 0$, celle du milieu à $V_0^* = 3E_r$ et celle du haut à $V_0^* = 10E_r$. Pour ce graphe, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. T_f est exprimée en unités de la température de recul $T_r = \hbar^2 k^2 / (k_B M)$. La ligne discontinue indique la limite de recul. On constate que l'interruption de l'expansion adiabatique par une extinction brusque conduit à une température finale plus élevée.

et enfin pour $V_0^* = 0$:

$$T_f = \frac{1}{4} \left(2\langle n \rangle^2 + 2\langle n \rangle + \frac{1}{3} \right) T_r \quad (2.92)$$

où $\langle n \rangle = f_B / (1 - f_B)$ est le niveau vibrationnel moyen qui prévaut avant l'expansion adiabatique. On vérifie que la dernière expression (2.92) est identique à la température finale (2.80) obtenue après une expansion adiabatique. Nous avons reporté les graphes de ces trois températures finales dans la figure 2.11 afin de les comparer. Pour ce graphique, nous avons fixé $K = k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde des lasers. On constate que la température finale la plus basse est obtenue pour $V_0^* = 0$, ce qui correspond à une expansion adiabatique ininterrompue. L'extinction brusque lorsque $V_0^* > 0$ provoque une augmentation de la température finale. Cette augmentation est d'autant plus élevée que la profondeur des puits au moment de l'extinction est importante.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Rappelons que l'objectif de ce travail est d'étudier la collimation d'un jet continu d'atomes de césium par refroidissement laser, avec pour finalité d'augmenter le flux utile de la fontaine atomique de l'étalon primaire de fréquence FOCS1 [4]. Pour réaliser et étudier ce processus de collimation, nous avons construit une fontaine atomique expérimentale dont la géométrie est similaire à celle de la fontaine FOCS1.

Dans ce chapitre, nous décrivons les divers éléments qui composent cette fontaine atomique expérimentale. Il s'agit essentiellement d'un système à vide et d'une table optique. Le système à vide est constitué de modules : source, collimation, balistique et détection. Il constitue la fontaine atomique expérimentale proprement dite. Quand à la table optique, nous l'utilisons pour préparer les faisceaux lasers nécessaires aux mécanismes de refroidissement et aux divers diagnostics. Nous transportons la lumière de la table optique au système à vide à l'aide de fibres optiques monomodes à maintien de polarisation.

3.1 Système à vide

Le système à vide que nous avons construit pour réaliser la fontaine atomique expérimentale est représenté sur les figures 3.1 et 3.2. Nous avons construit un système modulaire de sorte à pouvoir le modifier pour l'adapter aux besoins de l'expérience. Voici une description des différents modules qui le composent.

Module source. La partie inférieure est le module source qui produit le jet continu d'atomes froids de césium. Nous avons choisi d'utiliser la même source du jet que celle qui est actuellement réalisée dans l'horloge atomique FOCS1 et qui a été mise au point par P. Berthoud [42, 4]. Nous avons donc prévu six fenêtres pour laisser passer les faisceaux laser de refroidissement

ainsi que quelques fenêtres supplémentaires pour effectuer des diagnostics. Nous utilisons des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation pour transporter les faisceaux laser de la table optique au système à vide. Les fibres arrivent sur des collimateurs (les six tubes verts qui entourent la source) qui contiennent une lentille pour rendre les faisceaux laser parallèles. Nous avons décidé de garder la possibilité d'effectuer la collimation juste à la sortie de la source du jet atomique, ce qui explique la présence des quatre fenêtres à 45° qui sont un peu décalées vers le haut par rapport à celles qui donnent l'accès aux faisceaux de refroidissement. Pour produire le jet atomique, il faut que le module source soit rempli d'une vapeur de césium. Nous avons donc connecté un tube de cuivre qui contient un gramme de césium au bas de la source. En chauffant ce tube, les atomes de césium se répandent dans la source où ils forment une vapeur atomique en équilibre dynamique avec les différents processus de pompage (pompe ionique, getter). Nous ajustons la température du tube en cuivre pour avoir une pression partielle de césium qui vaut environ 10^{-8} mbar¹. Les atomes de césium sont ensuite capturés, refroidis, puis éjectés vers le haut par la technique de la mélasse mouvante. On obtient ainsi un jet d'atomes de césium avec un flux de quelques 10^8 at/s, une température comprise entre $50 \mu\text{K}$ et $100 \mu\text{K}$ et une vitesse ajustable proche de 4 m/s. Nous n'en dirons pas plus car la source du jet continu d'atomes froids a été décrite en détail dans les références [43, 42].

Module de collimation. Le tube qui se trouve au-dessus de la source est le module de collimation. C'est dans ce module que nous allons réduire la température transverse² des atomes qui composent le jet à l'aide d'un mécanisme de refroidissement laser. Nous avons volontairement éloigné la zone de collimation de la source du jet atomique dans le but de minimiser les interactions, que ce soit à cause de la lumière de fluorescence ou bien du champ magnétique. Pour refroidir selon Ox et Oy , nous avons prévu deux paires de fenêtres qui donnent l'accès à des faisceaux laser selon Ox et Oy . Il y a deux jeux de quatre fenêtres qui sont disposés l'un au-dessus de l'autre. Ceci nous donne la possibilité de combiner deux types de refroidissement différents, ou encore de faire du refroidissement à un niveau et d'utiliser l'autre niveau pour effectuer des diagnostics. Nous n'allons pas encore décrire la géométrie des faisceaux laser qui sont utilisés pour la collimation, car elle dépend du mécanisme de refroidissement utilisé. Elle sera décrite en détail dans les chapitres ultérieurs, ceux qui concernent le refroidissement.

¹Pour déterminer cette pression partielle, nous mesurons l'absorption d'un faisceau laser qui traverse la source de part en part et qui est accordé sur la raie D_2 de l'atome de césium.

²C'est-à-dire que nous réduisons la largeur des distributions de vitesse dans les directions perpendiculaires au jet atomique.

Module de détection. Le parallélépipède rectangle qui se trouve au-dessus du tube de collimation est le module de détection. Il contient deux zones, gauche et droite, qui sont séparées par une paroi en graphite (on voit la paroi sur la figure 3.2). Chacune de ces deux zones permet de réaliser la détection par fluorescence du jet atomique (le système de détection que nous utilisons est décrit en détail dans le paragraphe 5.1). La zone de droite, après le vol parabolique du jet atomique, est celle que nous utilisons pour les mesures de températures ainsi que pour les mesures de flux. Ceci sera expliqué en détail dans le chapitre 5. Quand à la zone de gauche, avant le vol parabolique du jet atomique, nous l'aurions utilisée dans le cas où la densité de flux dans la zone de droite aurait été trop faible pour être détectée. Notez qu'elle permet aussi d'effectuer des opérations entre la collimation et la détection. On pourrait imaginer, par exemple, de l'utiliser pour étudier un mécanisme de préparation des atomes dans l'état d'horloge $F=3, m_F=0$.

Module balistique. Le cylindre qui se trouve au-dessus du module de détection s'appelle le module balistique. C'est là que les atomes effectuent le vol parabolique qui les mène jusqu'à la détection. Ce module ne contient pas de hublots. Nous verrons au chapitre 5 que nous déduisons la température transverse de la mesure de l'expansion du jet entre la collimation et la détection. Ceci signifie que le vol balistique agit comme un révélateur indispensable pour mesurer la température transverse. En augmentant le temps de vol, on améliore la sensibilité de la mesure.

Technologie du vide. Nous avons construit le système à vide en aluminium car ce métal est aisément usinable, dégase peu, et ne produit pas de champs magnétiques parasites. Chaque module a été usiné dans un bloc d'aluminium du type AVIONAL AA 2007. Pour garantir l'étanchéité, nous utilisons la technologie des joints d'indium. Il s'agit d'un fil d'indium de 1 à 2 mm de diamètre qui est posé à même l'aluminium et qui est écrasé entre les deux pièces à connecter. Le système à vide est connecté à une pompe ionique Varian StarCell de 230 l/s. Après nettoyage et étuvage à une température de 120 °C, nous parvenons à une pression de quelques 10^{-9} mbar.

Rappelons que le module source est rempli d'une vapeur de césium dont la pression partielle vaut environ 10^{-8} mbar. Pour éviter que cette vapeur de césium ne se répande jusqu'à la détection, nous avons recouvert les parois internes de graphite³. Le graphite est un excellent getter pour le césium, donc il absorbe la vapeur avant qu'elle puisse atteindre la détection. D'autre part, cette couche de graphite noircit l'intérieur, ce qui est aussi important pour éviter que la lumière de fluorescence de la source ne parvienne jusqu'à la détection par réflexions parasites.

³Avec de la peinture Aquadag

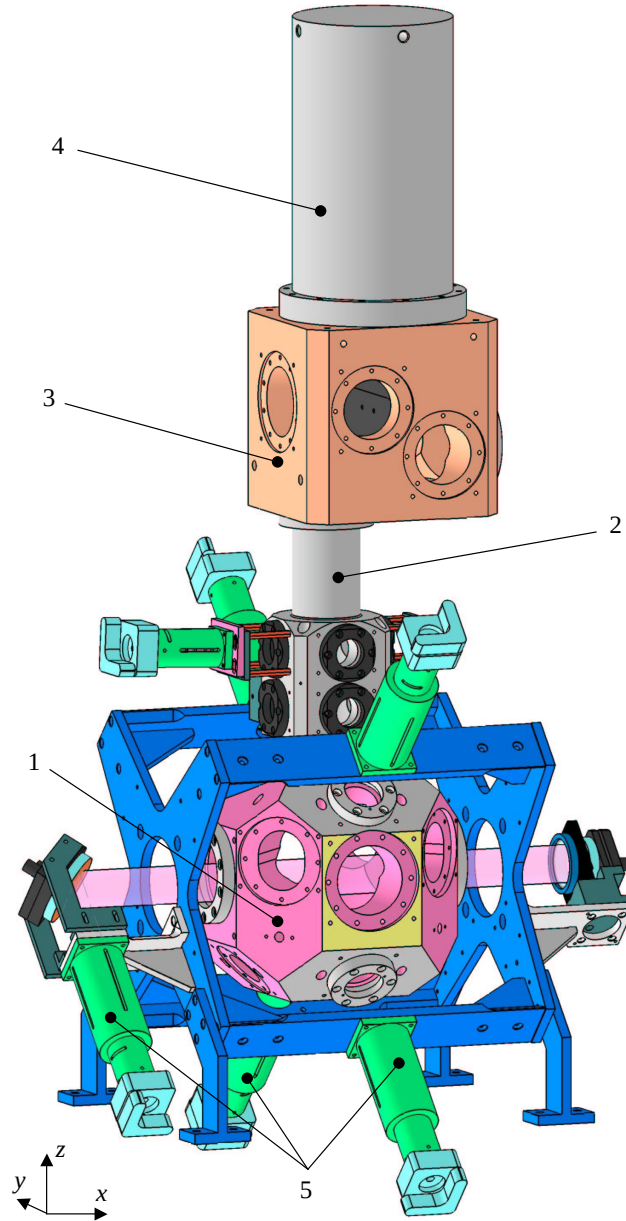


Fig. 3.1: Système à vide de la fontaine atomique expérimentale. Il est constitué de quatre modules. 1 : module source du jet atomique ; 2 : module de collimation ; 3 : module de détection ; 4 : module balistique ; 5 : collimateurs pour les faisceaux laser ; Pour plus de détail sur le rôle de ces différents modules, voir le texte.

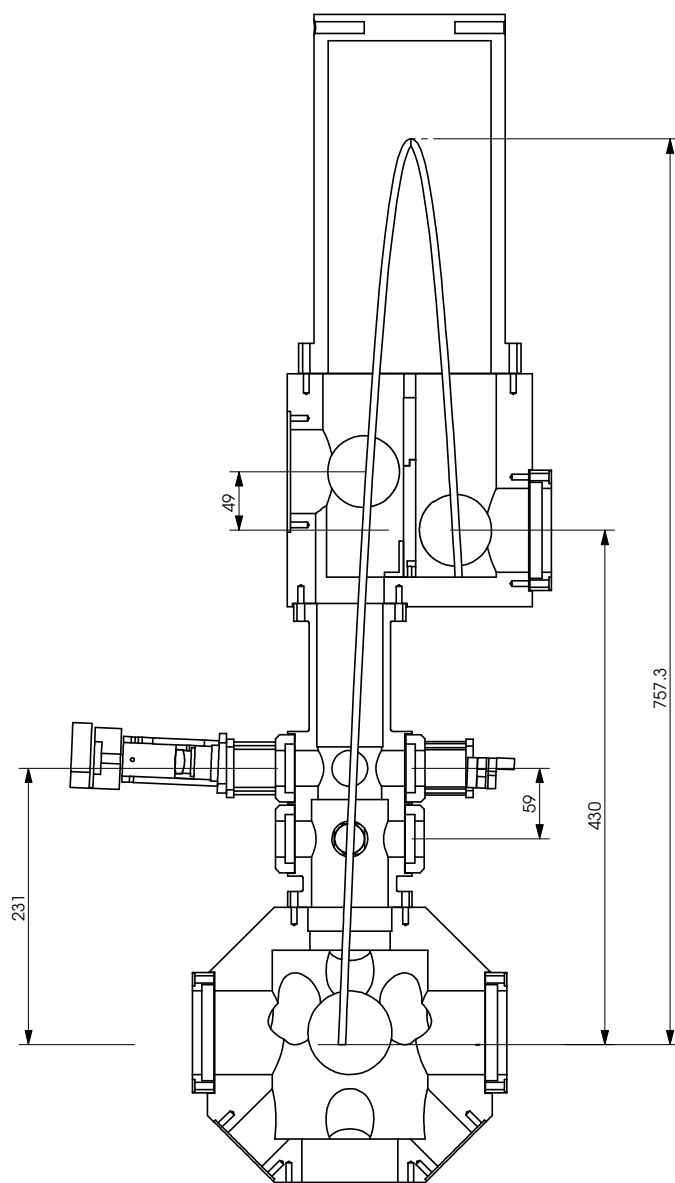


Fig. 3.2: Vue en coupe de la fontaine atomique expérimentale. La parabole représente le jet atomique, qui part du module source pour aller jusqu'à la détection en passant par le module de collimation et le module balistique. Les dimensions sont exprimées en millimètres. La hauteur de la parabole est indicative, car en pratique elle dépend de la vitesse de lancement du jet atomique.

Dimensions. Les principales dimensions du système sont indiquées sur la figure 3.2 qui présente une coupe de la fontaine expérimentale. Elles sont exprimées en millimètres. On y voit le jet atomique, qui effectue un vol parabolique du module source jusqu'à la détection. Notez que les dimensions de la parabole sont indicatives, elles peuvent varier suivant la valeur de la vitesse de lancement.

3.2 Table optique

Nous utilisons la table optique pour préparer les faisceaux lasers qui sont nécessaires à l'expérience. Elle est composée de plusieurs parties qui sont presque indépendantes. On distingue la partie qui génère les faisceaux lasers pour la source du jet continu, la partie pour la collimation du jet, et enfin celle qui génère les faisceaux lasers pour les diagnostics du jet. Le schéma d'ensemble de l'implantation des éléments sur la table optique est présenté dans la figure 3.3.

Lasers pour la source du jet continu. Les six faisceaux lasers destinés à la source du jet continu sont produits dans la partie inférieure du schéma de la figure 3.3. Le laser maître (1) est constitué d'une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue [44, 45, 46]. Il est accordé 160 MHz en-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium à l'aide du signal d'absorption saturée d'une cellule de césium. Le dispositif d'absorption saturée ainsi que la méthode d'asservissement sont décrits en détails dans le travail de P. Berthoud [42]. Nous utilisons le laser maître pour injecter un amplificateur optique MOPA⁴ (2) dont la lumière est divisée en trois. Le premier tiers va servir aux faisceaux $+X$ et $-X$ de la source du jet continu. Il est décalé de +80 MHz, de sorte à être désaccordé de 12 MHz du côté rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, puis il est injecté dans une fibre optique qui l'amène sur le système à vide. Notez qu'il n'y a qu'un faisceau pour $+X$ et $-X$ car il est rétro-réfléchi par un miroir. Le second tiers va servir aux faisceaux montants à 45° de la source du jet continu. Il est décalé de +80 MHz + df puis il est divisé en deux faisceaux qui sont amenés sur le système à vide à l'aide de fibres optiques. Enfin, le dernier tiers va servir aux faisceaux descendants à 45° , il est décalé de +80 MHz - df puis il est divisé en deux faisceaux qui sont amenés sur le système à vide à l'aide de fibres optiques. Nous introduisons un petit écart de fréquence df entre les faisceaux montants et descendants de manière à obtenir une mélasse mouvante selon Oz, qui va lancer les atomes froids vers le haut. La vitesse de lancement théorique est donnée par $v_l = (\lambda / \cos \alpha) df / 2\pi$ où $\lambda = 852.1$ nm et $\alpha = \pi/4$, par conséquent $v_l = 1.205 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$. Notez qu'il faut encore ajouter

⁴Master Oscillator and Power Amplifier de Spectra Diode Labs.

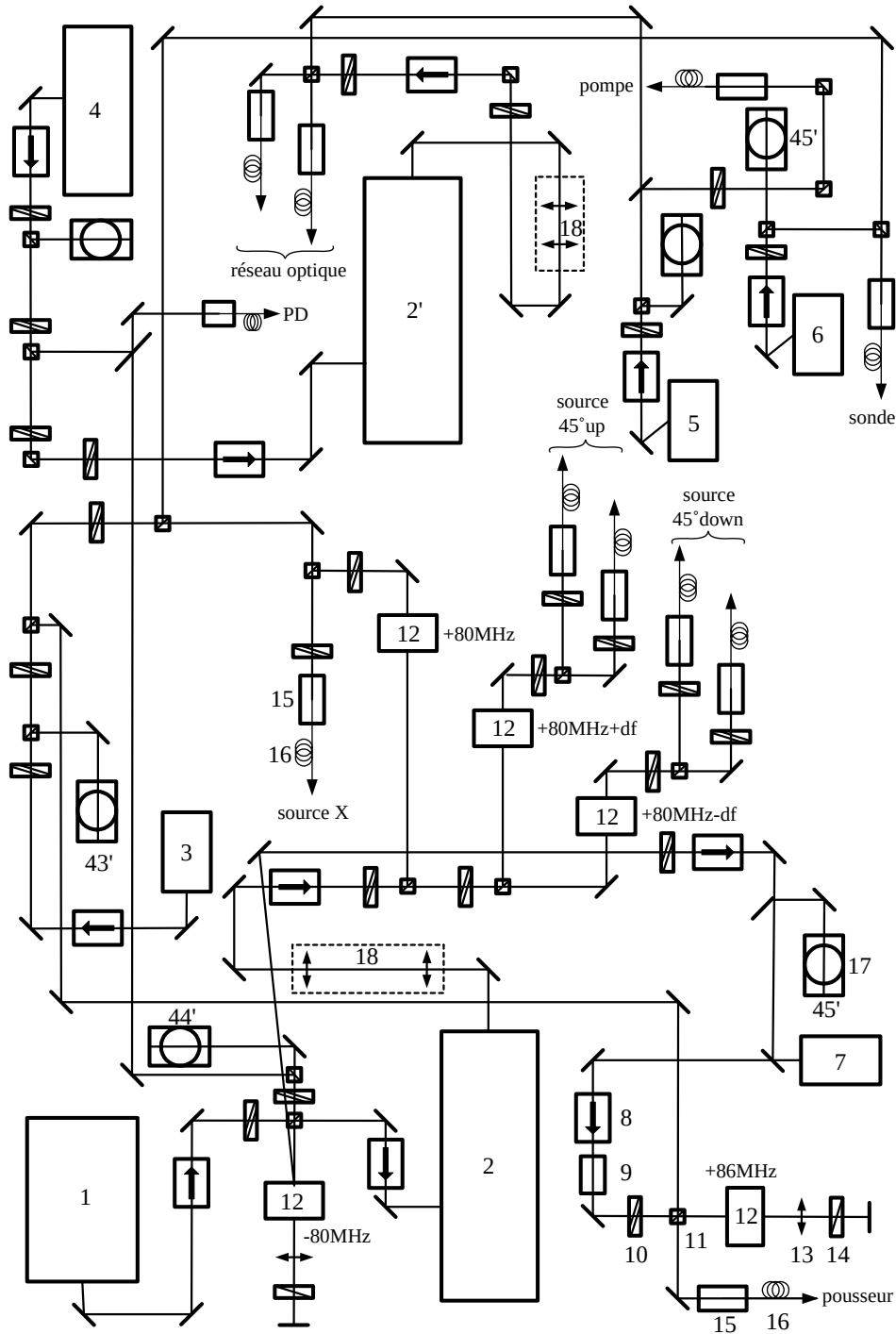


Fig. 3.3: Schéma du montage optique de la fontaine continue. 1 : laser maître (ECLD) ; 2 : amplificateur optique (MOPA) ; 3 : laser repompeur (DBR) ; 4 : laser du réseau optique pour la collimation (ECLD) ; 5 : laser pompe pour la collimation (ECLD) ; 6 : laser sonde (ECLD) ; 7 : laser pousseur (Diode injectée) ; 8 : isolateur optique ; 9 : prismes anamorphoseurs ; 10 : lame demi-onde ; 11 : cube séparateur de polarisations ; 12 : modulateur acousto-optique ; 13 : lentilles achromatiques ; 14 : lame quart-d'onde ; 15 : coupleur fibre optique ; 16 : fibre optique à maintien de polarisation ; 17 : cellule Cs absorption saturée ; 18 : télescope ; PD : Photo-détecteur rapide pour battement.

un laser repompeur (3) accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ pour ne pas perdre les atomes qui sont pompés vers le niveau fondamental hyperfin $F = 3$. Pour cela nous utilisons une diode laser du type DBR⁵ dont une petite partie de la puissance est ajoutée au faisceau X à l'aide du cube séparateur de polarisations. Nous ne donnerons pas plus de détails sur cette partie de la table optique car elle a déjà été décrite dans la référence [42, 4].

Lasers pour la collimation du jet continu. Les faisceaux lasers destinés à la collimation du jet continu sont produits dans la partie supérieure du schéma de la figure 3.3. Le laser maître (4) est constitué d'une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue [44, 45, 46]. La fréquence à laquelle il est accordé sera précisée dans les chapitres ultérieurs car elle dépend du type de refroidissement que nous désirons utiliser : Sisyphe, sideband Zeeman ou sideband Stark. Nous avons prévu deux types d'asservissement. Le premier utilise une cellule de césium avec un dispositif d'absorption saturée alors que le second effectue un asservissement⁶ de la fréquence du battement de ce laser (4) avec le laser maître (1). Le premier mécanisme permet d'asservir le laser (4) sur toutes les transitions ainsi que les crossovers de l'atome de césium alors que le second mécanisme permet d'asservir le laser (4) par rapport au laser (1) dans un domaine tel que le battement entre les deux lasers soit compris entre 80 MHz et 1 GHz. Nous utilisons l'un ou l'autre de ces mécanismes en fonction de la fréquence à laquelle le laser doit être accordé. La lumière du laser (4) est ensuite injectée dans un amplificateur optique MOPA (2') dont toute la puissance est destinée au réseau optique. Nous avons placé une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation pour pouvoir modifier facilement la puissance dans les fibres⁷. Pour les refroidissements sideband Raman, il faut encore un laser pompe (5) qui est constitué d'une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue [44, 45, 46]. La fréquence à laquelle il est accordé sera précisée dans les chapitres ultérieurs car elle dépend du type de refroidissement que nous désirons utiliser. Nous avons prévu un asservissement qui utilise l'absorption saturée d'une cellule de césium avec un dispositif de décalage Zeeman de la fréquence atomique. Le faisceau peut être superposé au réseau optique, ou bien être amené vers la collimation à l'aide d'une fibre optique séparée si la polarisation du schéma de refroidissement l'exige. Dans ce cas, nous avons placé une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation pour pouvoir modifier facilement la puissance dans

⁵Distributed Bragg Reflector.

⁶Le circuit d'asservissement vient du BNM-SYRTE, il nous a été mis à disposition par G. Santarelli. Merci.

⁷On pourrait penser qu'il est plus simple d'utiliser un filtre gris à la place de la lame demi-onde et du cube. Toutefois, ça ne fonctionne pas très bien car le fait de placer un filtre sur le chemin du faisceau change l'injection dans les fibres et nous devons absolument travailler avec une injection optimale pour avoir une bonne stabilité de la polarisation.

la fibre. Le second cube séparateur de polarisation sert à garantir la qualité de la polarisation à l'entrée de la fibre⁸.

Lasers pour les diagnostics du jet continu. Les faisceaux lasers qui servent au diagnostic du jet atomique se trouvent sur la partie droite du schéma de la table optique Fig. 3.3. Le laser (6) est constitué d'une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue [44, 45, 46]. Il sert de laser sonde pour la détection des atomes par fluorescence⁹. Il est accordé sur la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ de la raie D_2 du césium à l'aide du signal d'absorption saturée d'une cellule de césium. La cellule est placée dans une bobine qui permet d'introduire un décalage Zeeman si nécessaire. Le faisceau laser est injecté dans une fibre optique qui l'amène vers la zone de détection. Toutefois, avant l'injection, nous lui superposons une partie du faisceau laser repompeur (3) pour pouvoir détecter aussi bien les atomes qui sont dans l'état fondamental hyperfin $F=3$ que ceux qui sont dans l'état $F=4$. L'autre laser utilisé pour le diagnostic est le laser (7). C'est une diode laser Fabry-Perot injectée par une partie de la lumière du laser maître (1), celle qui n'a été décalée qu'une seule fois par le modulateur acousto-optique et qui se trouve donc 80 MHz au-dessus de la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ de la raie D_2 du césium. La lumière issue du laser (7) est décalée deux fois de +86 MHz de sorte à être en résonance avec la transition $F=4 \rightarrow F'=5$. Ce faisceau laser est superposé à une partie du laser repompeur (3) avant d'être injecté dans une fibre optique qui l'amène vers le système à vide. Il va servir de faisceau pousseur dans les mesures de température. Pour la mesure de la température transverse, nous l'utiliserons pour diaphragmer le jet atomique avant la collimation, alors que pour la mesure de la température longitudinale nous l'utiliserons pour découper des tranches du jet atomique (technique du temps de vol). C'est pour cette raison qu'il faut un modulateur acousto-optique indépendant car nous devons l'utiliser pour générer des séquences temporelles ON et OFF.

⁸Pour le refroidissement sideband, la polarisation de la pompe est très critique. Il s'est avéré qu'un seul cube ne suffisait pas pour ajuster la puissance tout en garantissant une polarisation de qualité. C'est pour cette raison que nous avons ajouté le second cube.

⁹voir aussi le chapitre 5

Chapitre 4

Outils de diagnostic utilisant la spectroscopie pompe-sonde

La spectroscopie pompe-sonde est un puissant outil de diagnostic qui permet d'obtenir beaucoup de renseignements sur les milieux atomiques et moléculaires. Cette technique a été appliquée avec succès aux atomes froids dans les réseaux optiques pour obtenir des informations sur la dynamique atomique [47, 48, 49, 50, 13, 51]. Elle permet de démontrer expérimentalement la localisation des atomes dans les puits de potentiel, de mesurer les fréquences de vibration, le coefficient de frottement, la température, et même la distribution de vitesse des atomes en utilisant la résonance induite par le recul (RIR) [52]. Cette méthode a été démontrée et validée pour un nuage d'atomes froids dans l'obscurité [53] ainsi que dans une mélasse 1D [54]. Dans les deux cas la vitesse moyenne des atomes était nulle ($\bar{v} = 0$).

Dans ce chapitre, nous présentons une expérience où nous utilisons la résonance induite par le recul pour mesurer la distribution de vitesse dans un jet continu d'atomes froids, avec une vitesse d'ensemble qui est non nulle ($\bar{v} \neq 0$). Le jet continu est produit par une trappe magnéto-optique 2D fonctionnant en mélasse mouvante dans la direction verticale [43]. Les atomes sont extraits vers le bas et la mesure de la distribution des vitesses se fait dans le jet atomique, en-dessous de la source.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante. Nous allons commencer par décrire le principe physique à l'origine de la résonance induite par le recul. Ensuite, nous donnerons une description du dispositif expérimental, de la production du jet d'atomes froids, à la mesure de la résonance induite par le recul. Puis nous présenterons les mesures de distributions de vitesse que nous avons effectuées dans le jet atomique, en-dessous de la source, et nous montrerons qu'elles permettent de valider cette technique de vélocimétrie. Enfin, nous discuterons des limites de résolution de la méthode et nous terminerons en montrant que les mesures RIR peuvent aussi être effectuées dans la source 2D MOT.

Les travaux que nous présentons dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication, voir la référence [55].

4.1 Résonance induite par le recul

4.1.1 Principe

Commençons par décrire le principe physique à l'origine de la résonance induite par le recul. Considérons deux faisceaux lasers, un faisceau pompe de fréquence ω et vecteur d'onde $\vec{k}$ et un faisceau sonde de fréquence $\omega_p = \omega + \delta\omega$ et vecteur d'onde $\vec{k}_p$, qui croisent un ensemble d'atomes libres sous un angle θ (figure 4.1.a). Leur désaccord par rapport à la résonance atomique est plus grand que la largeur naturelle de l'état excité $\omega_{\text{atom}} - \omega > \Gamma$ mais leur désaccord mutuel est beaucoup plus petit $|\delta\omega| \ll \Gamma$ et leurs polarisations sont linéaires et parallèles. En pratique l'angle θ est choisi suffisamment petit pour que $|\vec{k}_p - \vec{k}| \approx k\theta$ où $k = |\vec{k}| \approx |\vec{k}_p|$. Mais cette condition n'est pas nécessaire pour observer une résonance induite par le recul, donc pour les raisonnements qui vont suivre on introduit le vecteur différence $\vec{q} = \vec{k}_p - \vec{k}$ ainsi que $q = |\vec{q}| = 2k \sin(\theta/2)$. Pour observer la RIR, on enregistre le spectre de transmission du faisceau sonde à l'aide d'un photo-détecteur PD.

La RIR peut être interprétée en termes d'un processus Raman stimulé entre deux états atomiques d'impulsion différente (figure 4.1.b). En effet, deux processus antagonistes peuvent se produire. Le premier, absorption d'un photon sonde et émission stimulée d'un photon pompe, atténue la sonde alors que le deuxième, absorption d'un photon pompe et émission stimulée d'un photon sonde, amplifie la sonde. Pour $\delta\omega = \omega_p - \omega$ fixé, la conservation de l'énergie et de l'impulsion implique que seuls les atomes ayant l'impulsion $p_z = M\delta\omega/q - \hbar q/2$ participent au premier processus, au cours duquel ils gagnent l'impulsion $\hbar q$. Par un même raisonnement, seuls les atomes ayant l'impulsion $p_z = M\delta\omega/q + \hbar q/2$ participent au second processus, au cours duquel ils perdent l'impulsion $\hbar q$. La variation d'intensité du faisceau sonde résulte de la compétition entre ces deux processus, elle est donc proportionnelle à la différence de population des deux états d'impulsion résonnants :

$$\frac{\Delta I_p}{I_p} \propto \pi(p_z = M\delta\omega/q + \hbar q/2) - \pi(p_z = M\delta\omega/q - \hbar q/2) \quad (4.1)$$

Selon le théorème des accroissements finis, il existe un point ξ dans l'intervalle $[M\delta\omega/q - \hbar q/2, M\delta\omega/q + \hbar q/2]$ où la dérivée $d\pi/dp_z(\xi)$ est égale à cette différence divisée par $\hbar q$. Par conséquent, dans la mesure où $\pi(p_z)$ varie peu sur tout intervalle de largeur $\hbar q$, on obtient une bonne approximation de la dérivée de la distribution d'impulsion évaluée au point médian $p_z = M\delta\omega/q$:

$$\frac{\Delta I_p}{I_p}(\delta\omega) \propto \frac{d\pi}{dp_z}(M\delta\omega/q) \quad (4.2)$$

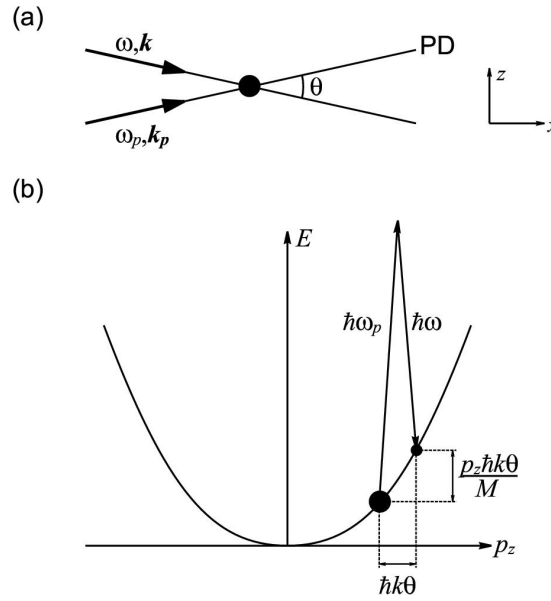


Fig. 4.1: Résonance induite par le recul. (a) Schéma des faisceaux laser. (b) Transition Raman entre états d'impulsion différents. Pour $\delta\omega = \omega_p - \omega$ fixé, la conservation de l'énergie et de l'impulsion implique que seuls les atomes satisfaisant $p_z = M\delta\omega/q \pm \hbar q/2$ sont résonnants. Ceux ayant l'impulsion $p_z = M\delta\omega/q - \hbar q/2$ vont absorber un photon sonde et émettre un photon pompe, ainsi ils gagnent l'impulsion $\hbar q$. A l'opposé ceux ayant l'impulsion $p_z = M\delta\omega/q + \hbar q/2$ vont absorber un photon pompe et émettre un photon sonde, ainsi ils perdent l'impulsion $\hbar q$. La variation d'intensité de la sonde est proportionnelle à la différence de population des deux états d'impulsion (les populations sont symbolisées par les diamètres des cercles).

Notons que, lors de cette approximation, l'erreur commise sur l'impulsion est plus petite que $\hbar q$ où $q = 2k \sin(\theta/2)$. Elle est donc plus petite que l'impulsion de recul provoquée par un photon seul $\hbar k$.

4.1.2 Compromis entre signal et résolution. Angle optimal.

Lorsqu'on diminue l'angle θ , la différence de population $\pi(p_z = M\delta\omega/q + \hbar q/2) - \pi(p_z = M\delta\omega/q - \hbar q/2)$ diminue, donc l'amplitude du signal RIR diminue aussi. On en déduit que pour observer un signal RIR il faut choisir un angle θ assez grand pour que $\pi(p_z)$ varie de façon significative sur l'intervalle $\hbar q$. Mais on vient de voir que la précision de la méthode est limitée par $\hbar q^1$. Il y a donc un compromis à faire entre signal et précision lorsqu'on choisit l'angle θ . En pratique on choisira θ de sorte que $\hbar q$ représente quelques % de la largeur de $\pi(p_z)$. Remarquons que ceci explique aussi pourquoi il a fallu attendre l'arrivée des atomes froids pour observer un signal RIR. En effet, la valeur maximale de $\hbar q$ est atteinte lorsque $\theta = \pi$ et elle vaut $\hbar q_{max} = 2\hbar k$. Donc si on veut observer un signal RIR il faut que la largeur de la distribution $\pi(p_z)$ soit au plus de l'ordre de $100\hbar q_{max} = 200\hbar k$. Autrement dit la température des atomes doit être plus petite que $T = (200\hbar k)^2/2Mk_B$ ce qui vaut $4mK$ pour le césium.

4.1.3 Cas des atomes froids

Pour notre nuage d'atomes froids, la distribution d'impulsion est en bonne approximation donnée par une gaussienne² :

$$\pi(p_z) = C \exp\left(-\frac{p_z^2}{2Mk_B T}\right) \quad (4.3)$$

Donc la résonance induite par le recul est une courbe de dispersion centrée en $\delta\omega = 0$ et dont la distance entre pics vaut $2q\sqrt{k_B T/M}$ où $q = 2k \sin(\theta/2)$. Dans le cas d'un jet continu d'atomes froids, la courbe de dispersion est décalée de $q\bar{v}_z$ où $\bar{v}_z$ est la vitesse moyenne du jet. Son centre est une mesure de la composante z de la vitesse moyenne et sa largeur est une mesure de la température longitudinale du jet. Elle peut donc être utilisée comme technique de vélocimétrie du jet atomique. A notre connaissance cette RIR décalée n'a jamais été observée auparavant.

¹L'erreur commise sur l'impulsion est plus petite que $\hbar q$ où $q = 2k \sin(\theta/2)$.

²Pour être précis, la distribution d'impulsion dépend du type de refroidissement utilisé. Pour le refroidissement sub-Doppler, la distribution d'impulsion est donnée par une gaussienne tant que l'on ne s'approche pas de la limite du recul. Dans notre expérience $T = 50 \mu K$ ce qui est loin de la température de recul $T_r = 0.198 \mu K$ donc la distribution d'impulsion est en bonne approximation donnée par une gaussienne. Pour plus de détails voir [1] paragraphes 5.4 et 8.7.

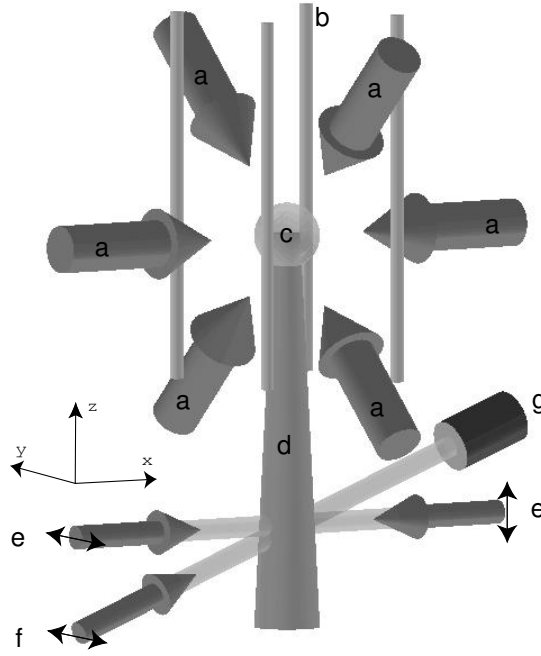


Fig. 4.2: Montage expérimental. (a) Faisceaux de refroidissement de fréquences $\omega_x = \omega_{45} - 2.5\Gamma$, $\omega_{up} = \omega_x - \Delta$ et $\omega_{dn} = \omega_x + \Delta$. (b) Conducteurs pour gradient magnétique 2D. (c) Source d'atomes froids. (d) Jet continu d'atomes froids. (e) Faisceaux pompe de fréquence $\omega = \omega_{45} - 2.5\Gamma$. (f) Faisceau sonde de fréquence $\omega_p = \omega + \delta\omega$ où $\delta\omega$ est balayé de ± 200 kHz. (g) Photo-détecteur. La polarisation du faisceau sonde est linéaire et parallèle à celle du faisceau pompe co-propageant. L'angle entre pompe et sonde est exagéré sur la figure, en pratique il est de 1 à 2 degrés.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Production du jet d'atomes froids

Le dispositif expérimental est représenté sur le schéma de la figure 4.2.

La partie supérieure constitue la source du jet continu. Elle a déjà été décrite en détails dans [43]. Elle est constituée d'une trappe magnéto-optique 2D qui confine les atomes dans le plan Oxy mais pas dans la direction verticale. Les atomes sont extraits du piège par la technique de la mélasse défilante. La fréquence des faisceaux descendants (respectivement montants) est décalée de $+\Delta$ ($-\Delta$) par rapport à celle des faisceaux Ox . La vitesse de lancement théorique³ est donnée par $v_l = (\lambda / \cos \alpha) \Delta / 2\pi$ où $\lambda = 852.1\text{nm}$ et $\alpha = \pi/4$, par conséquent $v_l = 1.205 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$. Ainsi on obtient un jet atomique ayant un flux de l'ordre de 10^8 atomes par seconde, une température comprise

³La vitesse de lancement réelle est un peu différente à cause du champ magnétique résiduel dans la région de la source et des imperfections géométriques des faisceaux de refroidissement. De plus la vitesse locale du jet atomique diffère de la vitesse de lancement à cause de la gravitation et de la pression de radiation.

entre 50 et 300 μK et une vitesse réglable entre 1 et 12 m/s [43].

Les faisceaux lasers utilisés pour la mesure de la distribution de vitesse sont représentés sur la partie inférieure de la figure 4.2. Le faisceau pompe est rétro-réfléchi pour ne pas pousser les atomes dans la direction x . Il est polarisé linéairement et, avec le faisceau rétro-réfléchi, il forme une mélasse $\text{lin} \perp \text{lin}$ qui refroidit les atomes dans la direction x tout en les réchauffant dans les directions transverses. Son effet sur la mesure de température sera discuté plus loin. Le faisceau sonde fait un petit angle θ (1 à 2 degrés) avec le faisceau pompe. Sa polarisation est linéaire et parallèle à celle du faisceau pompe co-propageant.

4.2.2 Génération des faisceaux laser pompe et sonde

La production des faisceaux laser pompe et sonde est décrite dans le schéma de la figure 4.3. Les deux faisceaux sont issus du même laser à cavité étendue, le laser maître, qui est asservi par absorption saturée quelques Γ en dessous de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ de la raie D_2 du césium. Sa lumière est amplifiée par le laser esclave, qui est une diode laser Fabry-Perot injectée, avant d'être scindée en deux parties. La première partie est injectée dans une fibre pour être utilisée comme faisceau laser pompe. Sa fréquence vaut $\omega = \omega_{45'} - 2.5 \Gamma$ et son intensité est comprise entre 5 et 30 mW/cm². Quant à la seconde partie, elle est décalée en fréquence à l'aide de deux modulateurs acousto-optiques successifs montés en double-passe, puis injectée dans une fibre pour être utilisée comme faisceau sonde. Son intensité vaut 0.1 mW/cm² et sa fréquence est donnée par $\omega_p = \omega + \delta\omega$ où $\delta\omega = 2\pi \delta f$ est balayé de $\pm 2\pi \times 200$ kHz.

4.2.3 Mesure du spectre de transmission

Pour observer la RIR, nous varions la fréquence du faisceau sonde et nous mesurons l'intensité transmise dans le photo-détecteur. Cette mesure, dont le principe est extrêmement simple, s'avère délicate en pratique car la fraction de la lumière qui est absorbée par les atomes est très petite, elle vaut environ 1/10000. Dans ces conditions, toute contribution parasite devient très gênante. Il a donc fallu trouver des moyens pour se débarrasser du bruit du laser et de la lumière parasite (comme la lumière de fluorescence). La figure 4.4 présente les détails du dispositif expérimental que nous avons utilisé pour mesurer le spectre de transmission.

Pour éliminer la lumière de fluorescence, nous utilisons les deux lentilles f_1, f_2 et le pin-hole. En effet, si le trou est suffisamment petit, ce dispositif ne laisse passer que la lumière qui est collimatée et parallèle au faisceau sonde. C'est bien ce qu'on veut puisqu'on cherche à observer de l'absorption ou de l'amplification stimulée du faisceau sonde.

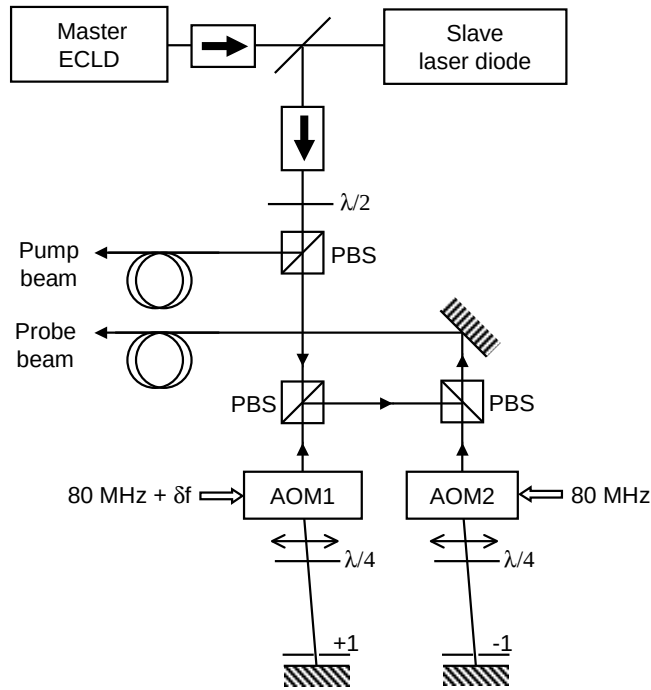
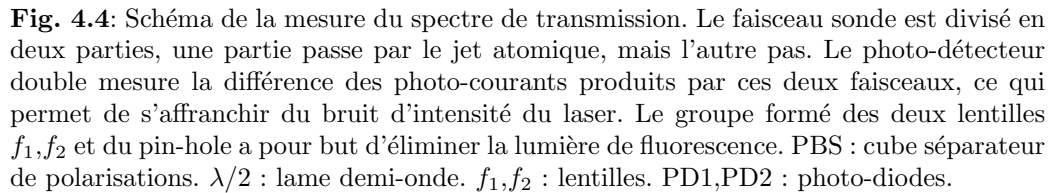


Fig. 4.3: Schéma de la génération des faisceaux laser pompe et sonde. Le laser maître est constitué d'une diode laser Fabry-Perot montée en cavité étendue. Sa lumière est amplifiée par le laser esclave qui est constitué d'une diode laser Fabry-Perot injectée. Le faisceau du laser esclave est scindé en deux pour produire les faisceaux laser pompe et sonde. La fréquence du faisceau sonde est décalée de δf à l'aide de deux modulateurs acousto-optiques (AOM) montés en double-passe. Le premier AOM1 décale la fréquence de $+160 \text{ MHz} + \delta f$, alors que le second AOM2 décale la fréquence de -160 MHz . Finalement les deux faisceaux sont injectés dans des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation. PBS : cube séparateur de polarisations. $\lambda/2$: lame demi-onde. $\lambda/4$: lame quart d'onde.



4.2.4 Résolution spectrale

La résolution spectrale de la méthode, qu'on note $\delta\omega_{\text{res}}$, est limitée par la vitesse de balayage selon $\delta\omega_{\text{res}}^2 \gtrsim d(\delta\omega)/dt$ et par le temps de transit selon $\delta\omega_{\text{res}} \gtrsim 2\pi \times 0.62 v/d$ où d diamètre du faisceau Gaussien. En effet, comme le temps d'interaction entre l'atome et les faisceaux Raman est fini, le signal fourni par une classe d'impulsion donnée est limité par la transformée de Fourier. Autrement dit, le signal RIR mesuré dans l'expérience est égal à la convolution de la dérivée de la distribution d'impulsion avec la transformée de Fourier d'une impulsion carrée dont la largeur est égale au temps d'interaction [56]. Toutefois, la modification du signal est négligeable si on utilise un temps d'interaction suffisamment grand, et c'est ce que nous avons choisi de faire dans notre travail. Avec la vitesse la plus élevée que nous avons utilisée, qui est de 4 m/s, la résolution due au temps de transit vaut

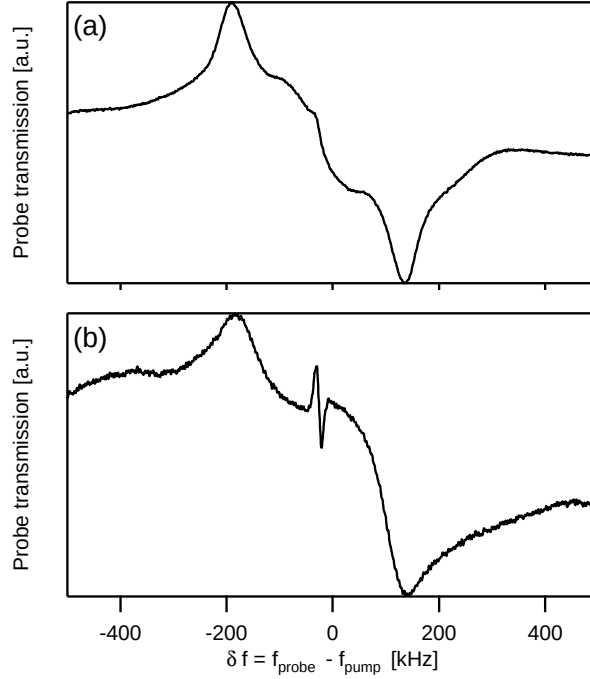


Fig. 4.5: Spectre de transmission de la sonde dans un jet atomique lancé à 1.205 m/s (désaccord de 1MHz) pour différentes configurations de polarisation. (a) Polarisation de la sonde perpendiculaire à celle du faisceau pompe co-propageant. (b) Polarisation de la sonde parallèle à celle du faisceau pompe co-propageant.

$\delta\omega_{\text{res}} \approx 2\pi \times 1 \text{ kHz}$. Finalement, nous avons choisi la vitesse de balayage $d(\delta\omega)/dt < 2\pi \times 6 \text{ kHz/ms}$ pour ne pas détériorer cette résolution.

4.3 Mesures dans le jet sous la source

Le premier objectif de ces mesures est de valider cette nouvelle méthode de vélocimétrie. Nous allons donc mesurer la résonance induite par le recul et comparer les résultats obtenus (vitesse et température) avec ceux obtenus par temps de vol (TOF). Ensuite nous allons évaluer la résolution de cette méthode.

4.3.1 Spectre de transmission de la sonde

La figure 4.5 présente le spectre de transmission de la sonde dans un jet atomique lancé à 1.205 m/s (désaccord de 1MHz) pour différentes configurations de polarisation. Le spectre obtenu est le même que celui observé par Verkerk *et al.* [13] dans une mélasse 1D mais décalé vers la gauche à cause de la vitesse d'ensemble du jet atomique. Il présente des résonances latérales en

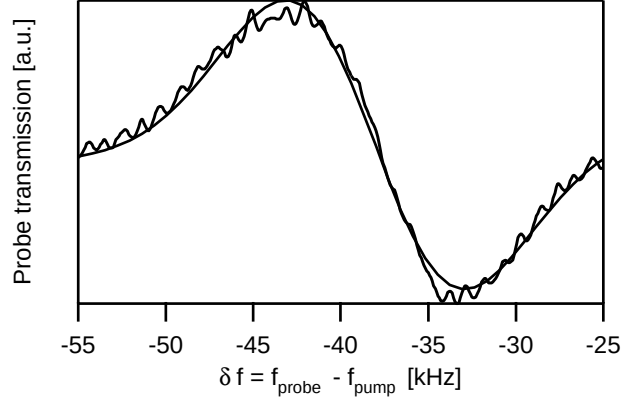


Fig. 4.6: Spectre de transmission du faisceau sonde dans un jet atomique lancé avec une mélasse mouvante de 1.2 m/s. On observe une RIR centrée en -38 kHz dont la distance entre pics vaut environ 10 kHz. La courbe lisse est un fit avec la dérivée d'une Gaussienne correspondant à une vitesse $\bar{v}_z = 1.3$ m/s et une température longitudinal $T = 510 \mu\text{K}$

amplification et en absorption associées à des transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels voisins dans les puits du potentiel optique ainsi qu'une structure centrale dont la forme dépend fortement de la polarisation. La figure 4.5.a correspond au cas où la polarisation du faisceau sonde est perpendiculaire à celle du faisceau pompe co-propageant. Dans cette situation la structure centrale est associée à une diffusion Rayleigh et elle a une forme de falaise. La figure 4.5.b correspond au cas où la polarisation du faisceau sonde est parallèle à celle du faisceau pompe co-propageant. Dans cette situation la structure centrale est la résonance induite par le recul⁴ [57, 58].

4.3.2 Vélométrie RIR

La figure 4.6 présente la résonance induite par le recul telle qu'on l'observe au centre du spectre de transmission du faisceau sonde pour un jet atomique lancé avec une mélasse mouvante de 1.205 m/s (1 MHz de désaccord). C'est une courbe de dispersion qui représente la dérivée de la distribution d'impulsion des atomes. Son centre est donné par :

$$f_0 = q\bar{v}_z/2\pi \quad (4.4)$$

et la distance entre pics vaut :

$$\Delta f = 2q\sqrt{k_B T/M}/2\pi \quad (4.5)$$

où $q = 2k \sin(\theta/2)$. Nous avons varié l'angle θ et nous avons observé que la largeur de la résonance varie en accord avec la formule ci-dessus. Nous

⁴En principe la résonance induite par le recul est superposée à une résonance Rayleigh. Mais J.Guo a montré que dans cette configuration de polarisation, la résonance Rayleigh est un ordre de grandeur plus faible que la résonance induite par le recul [57].

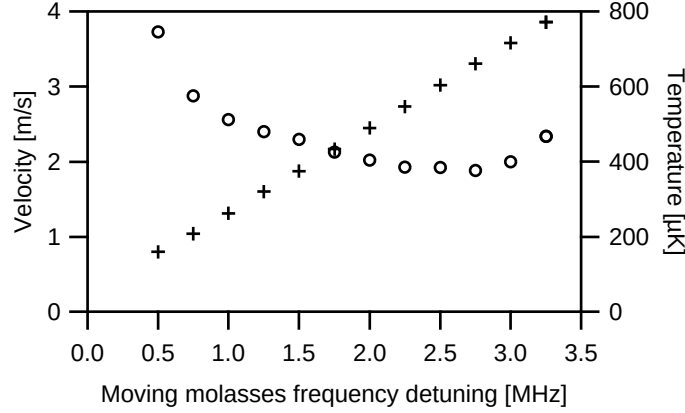


Fig. 4.7: Graphes de la vitesse $\bar{v}_z$ (+) et de la température longitudinale T (o) du jet atomique en fonction du désaccord de la mélasse défilante $\Delta/2\pi$. Ces valeurs de $\bar{v}_z$ et T ont été déduites à partir du centre et de la distance entre pics de la RIR. Elles ont le même comportement que les valeurs mesurées par TOF.

pouvons utiliser f_0 et Δf pour obtenir une mesure de la vitesse moyenne et de la température longitudinale du jet atomique. On obtient ainsi $\bar{v}_z = 1.3 \text{ m/s}$ et $T = 510 \mu\text{K}$. La vitesse ainsi mesurée est légèrement plus grande que la vitesse de lancement ce qui s'explique très bien par la gravitation et la fluorescence de la source qui accélèrent les atomes vers le bas. La température du jet, qui vaut environ $70 \mu\text{K}$ lorsqu'on la mesure par la méthode du temps de vol (TOF), est considérablement augmentée par la pompe qui réchauffe le jet dans les directions transverses. Nous avons aussi observé qu'un petit désalignement des faisceaux de refroidissement affecte $\bar{v}_z$ et T .

Nous avons mesuré la résonance induite par le recul pour des désaccords de la mélasse défilante compris entre 0.5 et 3.25 MHz ce qui correspond à des vitesses de lancement allant de 0.6 à 3.9 m/s. Ensuite nous avons calculé $\bar{v}_z$ et T en utilisant les formules ci-dessus et les résultats sont présentés dans la figure 4.7. Ces valeurs de $\bar{v}_z$ et T ont le même comportement en fonction du désaccord de la mélasse défilante que les valeurs mesurées par TOF [43]. Remarquons que nous avons répété la même expérience pour des désaccords de la pompe entre 2Γ et 10Γ et nous avons observé les mêmes comportements.

4.3.3 Comparaison de $\bar{v}_z$ avec un modèle théorique

La vitesse et la température longitudinale du jet atomique ont aussi été mesurées en utilisant la technique du temps de vol TOF (Time Of Flight) par P.Berthoud [43]. Il a montré que, lorsqu'on tient compte de la gravitation et de la fluorescence de la source, la vitesse mesurée par TOF est en accord avec la vitesse théorique de lancement $v_l = 1.205 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$.

Montrons qu'il en va de même pour les vitesses mesurées par RIR. En

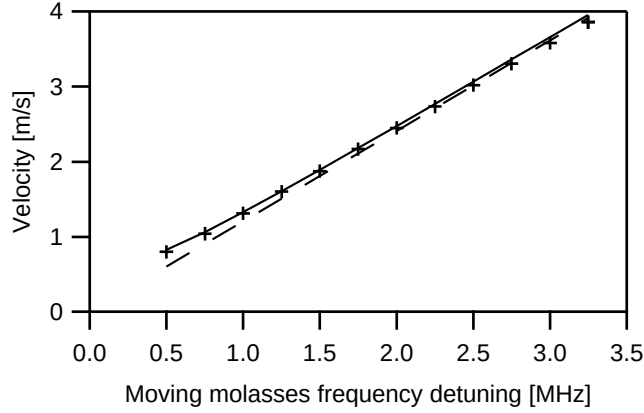


Fig. 4.8: Graphes de la vitesse théorique v_{theo} (trait continu), de la vitesse de lancement v_l (trait discontinu) ainsi que de la vitesse mesurée par RIR (+) en fonction du désaccord de la mélasse défilante $\Delta/2\pi$. Les vitesses mesurées par RIR diffèrent des vitesses de lancement théoriques à cause de la gravitation et de la fluorescence de la source. Elles sont en accord avec les vitesses mesurées par TOF.

effet considérons un modèle simple dans lequel la fluorescence de la source se manifeste par une accélération constante des atomes vers le bas. C'est une excellente approximation car la mesure de la RIR est effectuée 2 mm en-dessous de la source dont la dimension est de l'ordre de 30 mm. La vitesse théorique des atomes à l'endroit de la mesure de la RIR est donnée par :

$$v_{\text{theo}} = \sqrt{v_l^2 + 2(g + a_f)h} \quad (4.6)$$

où $v_l = 1.205 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$ est la vitesse de lancement des atomes à la sortie de la source, g est l'accélération de la gravité, a_f est l'accélération due à la fluorescence et $h = 2 \text{ mm}$ est la distance entre la sortie de la source et la mesure de la RIR. L'accélération due à la fluorescence a été calculée dans la section 4.2.1 de [42] et elle vaut $a_f \approx 7g$ à la sortie de la source.

On a reporté les vitesses v_l et v_{theo} dans le graphe de la figure 4.8 pour les comparer aux vitesses mesurées par RIR. On constate que les valeurs mesurées sont en accord avec les valeurs théoriques (erreur relative inférieure à 3%). On peut en conclure que la RIR donne effectivement une mesure locale de la vitesse du jet.

4.3.4 Comparaison de T avec un modèle théorique : réchauffement provoqué par la pompe

Lorsqu'on compare les températures mesurées par RIR à celles mesurées par TOF on constate que celles mesurées par RIR sont plus élevées à cause du réchauffement provoqué par la pompe. Pour évaluer l'effet de ce réchauffement nous avons mesuré la température longitudinale pour différentes intensités

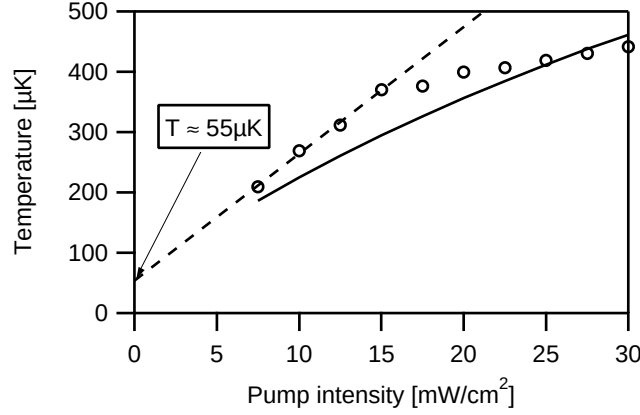


Fig. 4.9: Graphe de la température longitudinale du jet atomique en fonction de l'intensité de la pompe pour un jet atomique lancé avec une vitesse de 1.205 m/s (désaccord de 1MHz). Les valeurs mesurées par RIR ($\circ$) sont comparées au modèle théorique (trait continu). Dans les deux cas, la température augmente avec l'intensité de la pompe à cause du réchauffement transverse. L'extrapolation vers zéro donne $T \approx 55 \mu\text{K}$.

de la pompe. Les résultats sont présentés dans le graphe de la figure 4.9 pour un jet atomique lancé avec une vitesse de 1.205 m/s (désaccord de 1MHz). On constate que la température augmente avec l'intensité de la pompe comme le taux de diffusion des photons pompes, ce qui est en accord avec un modèle simple de réchauffement transverse. En effet, considérons le modèle suivant dans lequel l'impulsion de l'atome change d'une valeur $\hbar\vec{k}$ de direction aléatoire à chaque émission spontanée. Le taux d'émission spontanée est donné par [59] :

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{2\bar{s}}{2\bar{s} + 1} \quad (4.7)$$

où $\bar{s}$ est le paramètre de saturation moyen pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ qui vaut :

$$\bar{s} = w_{45'} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (4.8)$$

Le nombre de photons de fluorescence émis durant le transit d'un atome dans le faisceau pompe vaut $N = \gamma d/v$ où d est la distance parcourue à l'intérieur du faisceau pompe et v est la vitesse du jet atomique. A chaque cycle de fluorescence, la dispersion d'impulsion atomique $\overline{\Delta p^2}$ dans les directions transverses augmente de $\frac{1}{3}\hbar^2 k^2$. D'autre part, la température 1D est liée à la dispersion de l'impulsion par :

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{\overline{\Delta p^2}}{2M} \quad (4.9)$$

Donc l'augmentation de température dans chaque direction transverse vaut :

$$\Delta T = \frac{1}{3} \frac{N \hbar^2 k^2}{M k_B} \quad (4.10)$$

où $N = \gamma d/v$ et γ est donné par l'équation (4.7). Nous avons utilisé cette expression pour calculer ΔT avec $d = 1.5 \text{ mm}$, $v = 1.2 \text{ m/s}$, $\Delta = 2.5\Gamma$. Ensuite nous avons ajouté la température du jet avant réchauffement, que nous estimons à $55 \mu\text{K}$, pour obtenir la température théorique et les résultats sont reportés dans le graphe de la figure 4.9 (trait continu). On constate que les valeurs mesurées sont compatibles avec notre modèle théorique bien que le phénomène de saturation soit moins marqué sur la courbe théorique.

Pour obtenir la vraie température du jet atomique (i.e. sans réchauffement transverse) on devrait donc diminuer l'intensité de la pompe jusqu'à zéro. Toutefois c'est impossible car la RIR disparaît lorsque l'intensité de la pompe est trop faible. Néanmoins on peut obtenir une valeur approximative de la vraie température en extrapolant la courbe vers $I_{\text{pompe}} = 0$. On obtient ainsi $T \approx 55 \mu\text{K}$, ce qui est compatible avec la valeur mesurée par TOF [43].

4.4 Limites de résolution de la méthode

4.4.1 Limite due au recul

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 4.1.1, la résolution de notre méthode de vélocimétrie est fondamentalement limitée par le recul. Soyons plus précis. On a vu que la RIR est une différence finie qui donne en bonne approximation la dérivée de la distribution d'impulsion des atomes. L'erreur commise sur l'impulsion lors de cette approximation est plus petite que $\hbar q$ où $q = 2k \sin(\theta/2)$. Par conséquent, si on veut obtenir une bonne mesure de la distribution d'impulsion il faudra s'assurer que cette erreur reste petite vis-à-vis de la largeur de la distribution, c'est-à-dire :

$$\hbar q \ll 2\sqrt{Mk_B T} \quad (4.11)$$

Notons que pour notre expérience on a $\hbar q/M \approx 0.1 \text{ mm/s}$ et $\sqrt{k_B T/M} \approx 6 \text{ cm/s}$ donc cette condition est largement satisfaite. On devrait donc augmenter l'angle θ pour augmenter le signal comme expliqué au paragraphe 4.1.2.

4.4.2 Limite due au temps de transit

La résolution de notre méthode n'est pas seulement limitée par le recul. Il y a aussi la limite liée au temps de transit des atomes dans les faisceaux de mesure. Mais nous avons déjà soulevé ce problème d'origine technique au paragraphe 4.2 et nous avons choisi d'utiliser un temps d'interaction suffisamment grand pour que la modification du signal RIR soit négligeable. En effet nous avons une résolution de 1 kHz ce qui correspond à environ 3 mm/s . Puisqu'on veut mesurer des vitesses plus grandes que 6 cm/s , ce qui correspond à $T = 50 \mu\text{K}$, la résolution est meilleure que 5% ce qui est largement

suffisant. Toutefois pour mesurer des températures plus petites il faudra augmenter le temps de transit ou utiliser un angle θ plus grand pour ne pas être limité par l'élargissement du au temps de transit.

4.4.3 Rôle de l'émission spontanée

Les faisceaux Raman sont décalés vers le rouge mais il subsiste une petite probabilité de pompage optique suivi d'émission spontanée. On pourrait penser qu'un tel processus limite la durée de vie de l'état fondamental et par conséquent élargit la raie de la transition Raman. En fait il n'en est rien, les spectres observés possèdent des structures dont la largeur spectrale est bien plus petite que le taux de pompage calculé ! L'explication réside dans le fait que le processus Raman se produit entre deux états *externes* de l'atome (même états internes) et les cohérences entre ces états externes ne sont pas altérées par le processus d'émission spontanée. Ceci a aussi été observé par le groupe de H. Metcalf, voir la référence [56].

4.4.4 Limite due à l'angle θ

Il est clair que l'erreur sur la mesure de l'angle θ se reporte directement sur les valeurs de $\bar{v}_z$ et T car $\bar{v}_z = 2\pi f_0/q$ et $T = M(\pi\Delta f/q)^2/k_B$ où $q = 2k \sin(\theta/2)$. Pour un petit angle θ on a :

$$\frac{\Delta \bar{v}_z}{\bar{v}_z} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} \quad (4.12)$$

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 2 \frac{\Delta \theta}{\theta} \quad (4.13)$$

4.5 Mesures dans la source 2D MOT

En principe, l'observation d'une résonance induite par le recul requiert un mouvement atomique libre dans la direction selon laquelle le recul a lieu⁵, ce qui exclut la mesure de vitesse dans une mélasse 3D. Toutefois, des considérations théoriques préliminaires suggèrent que la RIR doit toujours être visible en présence d'une force de friction à condition que $k\theta\Delta v \gg \alpha/M$ où α est le coefficient de friction et Δv représente la largeur de la distribution de vitesse⁶ [60]. Par conséquent cette méthode peut être étendue pour mesurer les vitesses atomiques dans la source du jet continu d'atomes froids. Dans ce cas on utilise un des faisceaux de refroidissement (par exemple le faisceau

⁵C'est la direction donnée par $\vec{k}_p - \vec{k}$.

⁶Un calcul approximatif montre que cette condition n'est que marginalement vérifiée avec nos conditions expérimentales. Toutefois on observe quand même une RIR sur le spectre de transmission de la sonde.

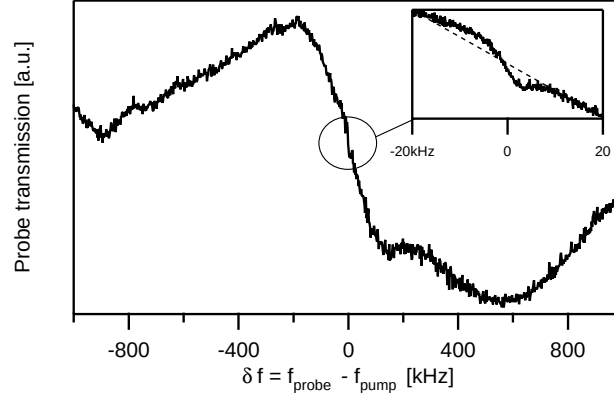


Fig. 4.10: Spectre de transmission de la sonde dans la source 2D MOT pour un désaccord de la mélasse mouvante égal à zéro (pas de mélasse mouvante). Il est possible de distinguer une petite résonance induite par le recul au centre du spectre.

Ox) en tant que faisceau pompe, donc il suffit d'ajouter un faisceau sonde et d'enregistrer son spectre de transmission. Le spectre obtenu est représenté sur le graphe de la figure 4.10. Par rapport aux mesures dans le jet, il est plus compliqué à cause de la géométrie 3D des faisceaux de refroidissement. De plus la polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$ donne lieu à des résonances Raman plus étendues. Toutefois on arrive quand même à distinguer une petite résonance induite par le recul au centre du spectre. On observe un déplacement de cette résonance lorsqu'on met la mélasse en mouvement. Nous avons donc utilisé le centre et la distance entre pics de la RIR pour évaluer la vitesse moyenne et la température longitudinale des atomes dans la source. Les résultats sont présentés dans le graphe de la figure 4.11. Ils ne peuvent pas être comparés aux valeurs mesurées par TOF car les domaines de validité des deux méthodes ne se recouvrent pas. En effet, pour des désaccords de la mélasse mouvante plus petits que 0.5MHz les mesures TOF ne fonctionnent plus, et pour des désaccords plus grands que 0.5MHz la RIR disparaît, noyée par les autres résonances (Raman et Rayleigh). Néanmoins on peut comparer la vitesse mesurée avec la vitesse théorique de lancement et on observe qu'elles sont en accord (erreur inférieure à 5%). La température mesurée est plus petite dans la source (figure 4.11) que dans le jet atomique (figure 4.7) car le faisceau de refroidissement Ox fait office de pompe et par conséquent il n'y a plus de réchauffement transverse. Par conséquent la mesure de la RIR donne directement la vraie température longitudinale des atomes dans la source. Le graphe de la figure 4.11 montre que la température est minimale pour un désaccord de la mélasse mouvante égal à zéro.

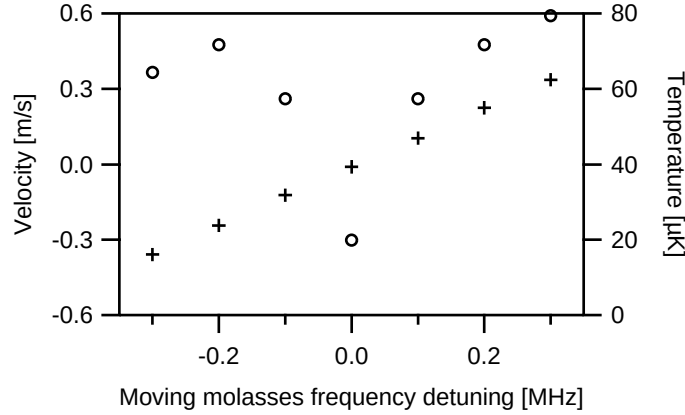


Fig. 4.11: Graphes de la vitesse $\bar{v}_z$ (+) et de la température longitudinale T (o) dans la source d'atomes froids en fonction du désaccord de la mélasse défilante $\Delta/2\pi$. Ces valeurs de $\bar{v}_z$ et T ont été déduites à partir du centre et de la distance entre pics de la RIR.

4.6 Carte de la source

Dans le but de mieux comprendre le fonctionnement de la source du jet continu, nous avons décidé de sonder plusieurs endroits de la mélasse mouvante pour mesurer la densité et la vitesse des atomes. Comme indiqué sur le schéma de la figure 4.12, nous avons découpé le coeur de la mélasse en neuf zones carrées de 10 mm de côté. Cette figure présente une coupe verticale de la source du jet continu. Les faisceaux lasers de refroidissement sont représentés en gris, il y en a quatre à 45° et deux selon Ox qui sont représentés par le cercle central. La flèche verticale représente le jet atomique. Les zones suivantes présentent un intérêt particulier :

- La zone (e) car elle est située au centre de la source.
- La zone (b) car elle constitue la sortie de la source, i.e. c'est là que les atomes sont éjectés pour former le jet continu.
- Les zones (a) et (c) où il pourrait bien y avoir des fuites d'atomes selon les diagonales à $\pm 45^\circ$. En effet, au centre de ces zones, les intensités des faisceaux laser à $\pm 45^\circ$ sont dans un rapport de 20.

Nous avons donc répété les mesures de spectroscopie pompe-sonde pour mesurer la transmission de la sonde dans chacune de ces zones. Notre objectif étant de déceler des fuites d'atomes dans les zones (a) et (c), nous avons incliné le faisceau sonde de sorte à mesurer la vitesse selon Oy (i.e. il est dans le plan horizontal et il fait un angle de 0.12 rad avec l'axe Ox).

Nous avons effectué une première série de mesures dans la source sans entraînement i.e. en mélasse fixe avec $v_z = 0$. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 4.13. Cette figure nous indique quelle est la répartition de la densité atomique au sein de la source lorsqu'il n'y a pas d'entraînement. On voit que la densité est maximale au centre (e), et

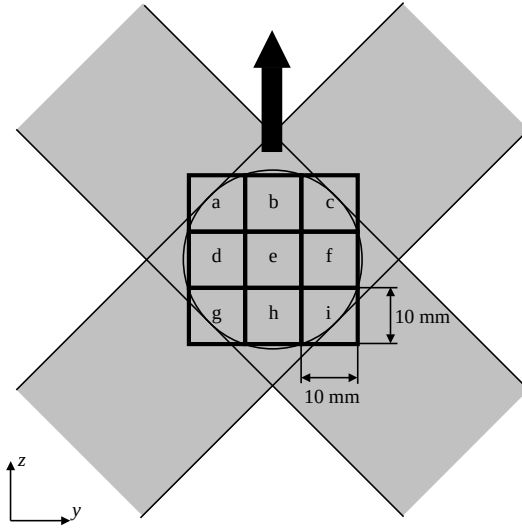


Fig. 4.12: Schéma de la source du jet atomique avec un découpage en neuf zones carrées de 10 mm de côté. Nous avons représenté une coupe verticale des six faisceaux lasers de refroidissement. Les lasers sont représentés en gris. Il y en a quatre à 45° , et deux selon Ox qui sont représentés par le cercle central. La flèche verticale représente le jet atomique.

qu'elle diminue d'un facteur 2 à 3 lorsqu'on s'éloigne de 10 mm du centre, voir les graphes (b),(d),(f) et (h). Remarquons toutefois qu'il faut rester prudent avec les conclusions concernant la densité atomique. En effet, l'amplitude de la résonance dépend aussi de l'intensité du faisceau pompe. Or, dans le cas présent, c'est le faisceau de refroidissement selon Ox qui joue le rôle de pompe, et son intensité varie sur les zones (a)-(i). En regardant la figure 4.13, on voit encore que toutes les courbes de résonance sont centrées sur $\Delta f = 0$, ce qui signifie qu'il n'y a pas de mouvement d'ensemble des atomes dans la source. Remarquons que la variation de l'intensité du faisceau pompe, qui affecte la mesure de la densité atomique, n'influence en rien les mesures de vitesses par déplacement de la courbe de résonance.

Ensuite, nous avons effectué une seconde série de mesures dans la source avec entraînement selon Oz , i.e. en mélasse mouvante avec $v_z = +6$ cm/s. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 4.14. Cette figure appelle plusieurs commentaires. Tout d'abord, on constate que les atomes se sont globalement déplacé dans le haut de la source. En effet, la densité mesurée dans les zones (g),(h),(i) est beaucoup plus faible que dans les autres zones. On voit aussi que la densité dans la zone de sortie (b) est pratiquement la même que celle dans la zone centrale (e). Enfin, les courbes de résonance sont toujours centrées sur $\Delta f = 0$, ce qui signifie qu'il n'y a aucun signe d'entraînement horizontal dans les zones (a) et (c). En effet,

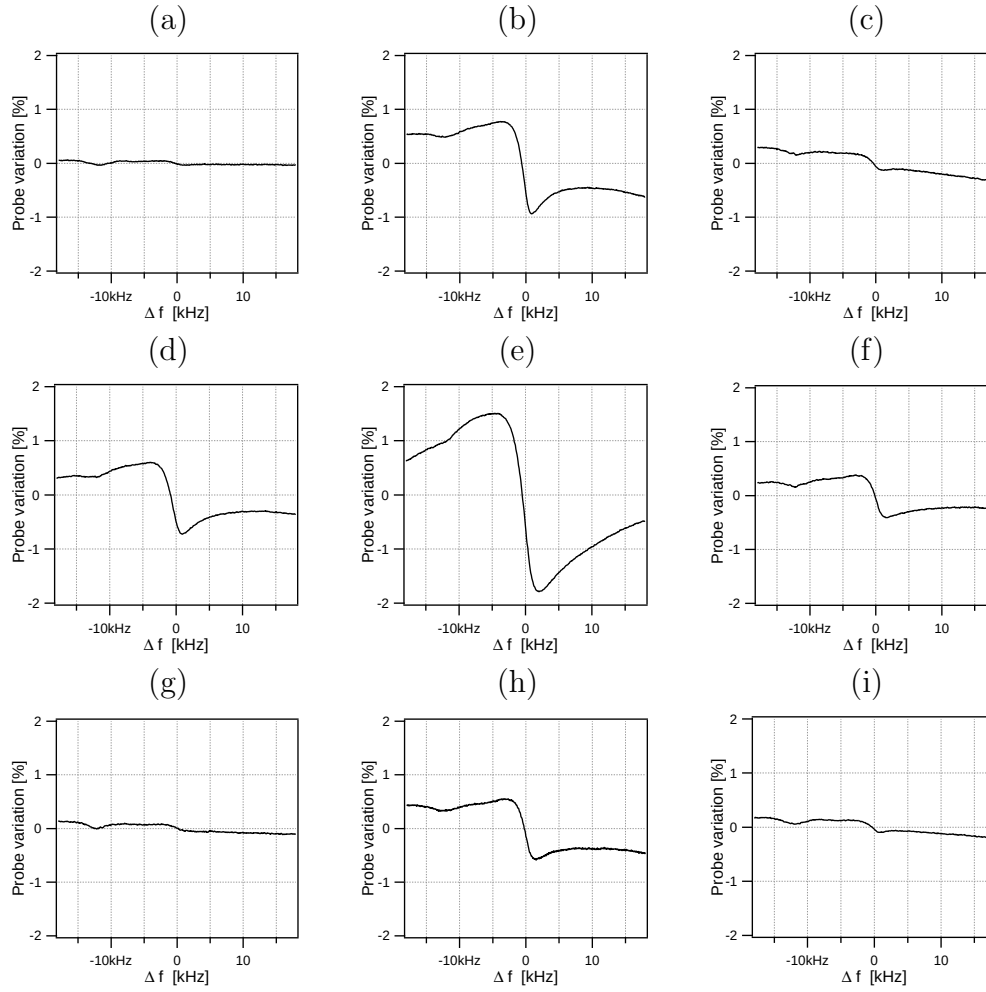


Fig. 4.13: Carte de la source en mélasse fixe i.e. avec $v_z = 0$. Chaque graphe représente la variation de l'intensité du faisceau laser sonde en fonction du désaccord $\Delta f = f_{\text{sonde}} - f_{\text{pompe}}$. Les graphes (a)-(i) ont été obtenus en sondant les zones (a)-(i) indiquées dans la figure 4.12.

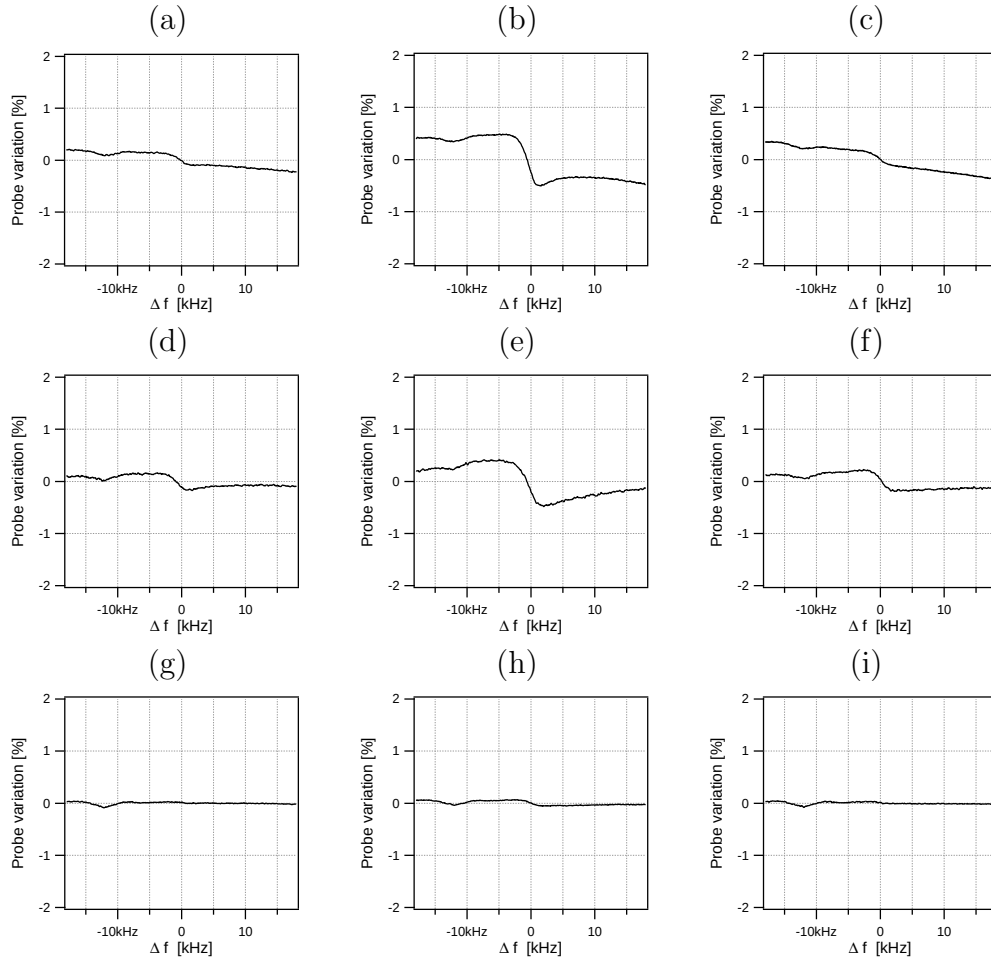


Fig. 4.14: Carte de la source en mélasse mouvante avec $v_z = +6$ cm/s. Chaque graphe représente la variation de l'intensité du faisceau laser sonde en fonction du désaccord $\Delta f = f_{\text{sonde}} - f_{\text{pompe}}$. Les graphes (a)-(i) ont été obtenus en sondant les zones (a)-(i) indiquées dans la figure 4.12.

un calcul⁷ simple montre que la courbe devrait se déplacer de 1.5 kHz par cm/s. Par conséquent, on devrait être à même d’observer un mouvement de quelques cm/s, et on ne voit rien, ce qui nous amène à conclure que les atomes se déplacent purement verticalement.

Finalement, nous avons effectué une dernière série de mesures pour vérifier que la méthode n’est pas en cause. Nous avons changé l’orientation du faisceau laser sonde de manière à mesurer la vitesse selon Oz. Cette fois, nous avons observé des résonances qui se déplacent avec la vitesse d’entraînement, conformément à la relation $2\pi\Delta f_0 = k\theta v$. Nous avons répété cette mesure en plusieurs endroits de la source et nous avons toujours fait les mêmes constatations. Ceci confirme le fait que les atomes se déplacent purement verticalement.

4.7 Conclusion

Nous avons observé des résonances Raman, Rayleigh et des résonances induites par le recul dans un jet continu d’atomes froids de césium. Nous avons montré qu’on peut utiliser la résonance induite par le recul pour mesurer la distribution de vitesse du jet atomique. Le centre de la distribution nous donne une mesure de la vitesse moyenne du jet qui est en bon accord avec la vitesse mesurée par TOF. La largeur de la distribution nous donne une mesure de la température longitudinale du jet qui est plus élevée que la température mesurée par TOF. Cette différence s’explique par le réchauffement provoqué par la pompe. Nous avons mesuré ce réchauffement et lorsqu’on le soustrait on retrouve bien la température mesurée par TOF.

Comparée à la technique du temps de vol TOF, la vélocimétrie RIR a l’avantage d’être locale, plus sensible dans le régime des faibles vitesses ($v < 1$ m/s) et elle donne accès aux vitesses et températures transverses. De plus, nous avons montré qu’elle peut être étendue pour mesurer les vitesses atomiques dans le centre de la source, et nous l’avons utilisée pour effectuer une carte détaillée de la source.

Toutefois, nous n’avons pas pu utiliser cette technique pour caractériser l’efficacité de la collimation. En effet, la densité du jet atomique à cet endroit s’est avérée trop faible pour mesurer la résonance induite par le recul. C’est pour cette raison que nous avons mis au point une autre technique de diagnostic du jet atomique qui utilise le vol balistique. Cette technique sera présentée dans le chapitre 5.

⁷Le déplacement de la courbe de résonance est donné par $2\pi\Delta f_0 = k\theta v$ avec $k = 2\pi/\lambda$. Pour $\lambda = 852$ nm, $\theta = 0.12$ rad et $v = 1$ cm/s on obtient $\Delta f_0 \approx 1.5$ kHz.

Chapitre 5

Outils de diagnostic utilisant le vol balistique

Pour évaluer l'efficacité de la collimation, il faut mesurer les caractéristiques du jet atomique comme le flux, la température longitudinale, et la température transversale. Pour déterminer les températures, nous mesurons les distributions des vitesses du jet atomique en mettant à profit le vol balistique entre la collimation et la détection. Ce vol balistique agit comme un révélateur indispensable pour la température transverse qui est de l'ordre du microkelvin, ce qui correspond à moins de 1 cm/s pour l'écart type de la distribution de vitesse.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire le système de détection ainsi que la façon dont la lumière de fluorescence est convertie en tension électrique. Puis, nous expliquons comment ce signal électrique peut être calibré pour mesurer la densité de flux atomique et comment on peut en déduire le flux total. Finalement, nous expliquons comment mesurer la température transverse à l'aide du profil du jet atomique, et la température longitudinale à l'aide de la technique du temps de vol.

5.1 Système de détection

5.1.1 Dispositif expérimental

Le système de détection que nous utilisons pour observer les atomes de césium après leur vol parabolique est présenté dans le schéma (b) de la figure 5.1. Nous utilisons un faisceau laser sonde aligné selon Oy et rétro-réfléchi pour exciter les atomes. Son diamètre est de 2 mm, son intensité est proche de l'intensité saturante et sa fréquence est ajustée en-dessous de la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$ de manière à optimiser le signal. Les atomes vont donc émettre des photons de fluorescence qui sont collectés et envoyés dans un photo-détecteur par deux lentilles de Fresnel L_1 et L_2 . Un faisceau laser

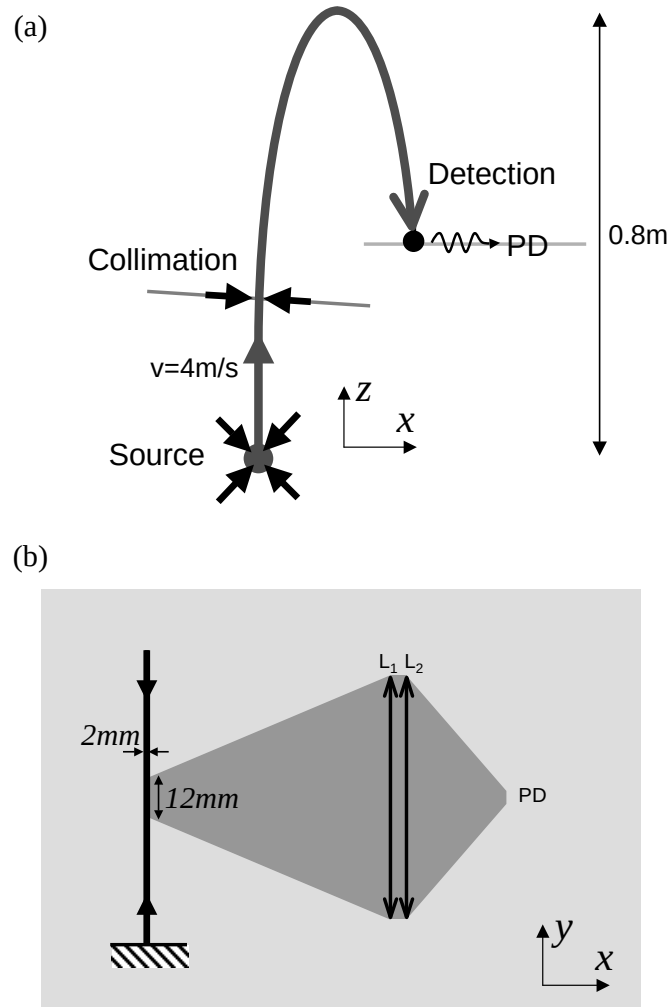


Fig. 5.1: (a) Schéma de l'expérience. Les atomes parviennent à la détection après un vol parabolique de 0.57 s. (b) Schéma du système de détection. Le faisceau laser sonde est aligné selon Oy et rétro-réfléchi. La lumière de fluorescence est collectée et envoyée sur le photo-détecteur PD par deux lentilles de Fresnel L_1 et L_2 de diamètre 100 mm et de focales $f_1 = 254$ mm et $f_2 = 127$ mm. Tout le système de détection est monté sur un chariot translatable selon Ox .

repompeur $F = 3 \rightarrow F' = 4$ permet de détecter aussi bien les atomes dans l'état fondamental $F=3$ que ceux dans l'état $F=4$.

Dans le but de déterminer le profil du jet atomique dans la zone de détection, nous avons monté tout le système de détection (faisceau sonde, lentilles de collimation et photo-détecteur) sur un chariot translatable selon Ox de sorte que la sensibilité de détection soit indépendante de Ox .

5.1.2 Signal de fluorescence

Dans ce paragraphe nous allons établir la relation entre la densité de flux atomique et le signal électrique donné par le photo-détecteur. Soit $N_{\text{at}}(t)$ le nombre d'atomes qui se trouvent en transit dans le faisceau sonde à l'instant t . Ces atomes émettent des photons de fluorescence à la fréquence $\tau_p^{-1} = \gamma_p$ qui n'est rien d'autre que le taux de pompage. Une partie de ces photons sont captés par le système de collection et parviennent au photo-détecteur qui les convertit en signal électrique. Ce signal électrique est donné par :

$$U_{\text{fluor}}(t) = \eta_{\text{PD}} \hbar\omega \gamma_p \Omega_{\text{det}} \eta_{\text{opt}} N_{\text{at}}(t) \quad (5.1)$$

où :

- η_{PD} est le rendement du photo-détecteur qui est donné par $\eta_{\text{PD}} = S_{\text{PD}} R_f$. $R_f = 500 \text{ M}\Omega$ est la résistance de rétro-action qui convertit le courant en tension et $S_{\text{PD}} = 0.5 \text{ A/W}$ est la sensibilité du photo-détecteur. On obtient finalement $\eta_{\text{PD}} = 250 \text{ V}/\mu\text{W}$.
- $\hbar\omega$ est l'énergie des photons de fluorescence.
- γ_p est le taux de pompage optique qui est donné par :

$$\gamma_p = \frac{\gamma s_o/2}{1 + s_o + (2\delta/\gamma)^2} = 2\pi \times 2.1 \text{ MHz}$$

où $s_o = I/I_s$ est le paramètre de saturation, $I = P_{\text{tot}}/2\pi\sigma^2$ est l'intensité au centre du faisceau sonde, $\delta = 0$ est le désaccord, $\gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$ est la largeur naturelle et $I_s = 1.1 \text{ mW/cm}^2$ est l'intensité saturante de la transition cyclante $F=4, m_F=+4 \rightarrow F'=5, m_{F'}=+5$. Pour comprendre la formule que nous avons utilisée pour calculer l'intensité, il faut connaître les propriétés géométriques du faisceau sonde. Il s'agit d'un faisceau gaussien d'écart type $\sigma = 2.84 \text{ mm}$ (waist de 5.68 mm) et de puissance totale $P_{\text{tot}} = 2.5 \text{ mW}$, qui est tronqué à l'aide d'un diaphragme de 2 mm de diamètre.

- Ω_{det} est l'angle solide de détection rapporté à 4π , il est donné par

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\pi r_1^2}{f_1^2}$$

La première lentille de Fresnel a un rayon $r_1 = 50 \text{ mm}$ et une focale $f_1 = 254 \text{ mm}$, ce qui donne $\Omega_{\text{det}} = 1\%$.

- η_{opt} est le rendement optique total, donné par

$$\eta_{\text{opt}} = 0.98 \times 0.7 \times 0.7 \times 0.7 = 0.34$$

car la transmission optique du hublot vaut 98%, celle des deux lentilles de Fresnel est estimée à 70%, et celle de la fenêtre du photo-détecteur est aussi estimée à 70%.

- $N_{\text{at}}(t)$ est le nombre d'atomes en transit dans le faisceau sonde.

En insérant ces valeurs numériques dans l'équation (5.1), nous obtenons :

$$U_{\text{fluo}}(t) = \kappa_N N_{\text{at}}(t) \quad \text{avec} \quad \kappa_N = 2.04 \cdot 10^{-6} \text{V/at} \quad (5.2)$$

Cette relation nous permet de déduire le nombre d'atomes $N_{\text{at}}(t)$ à partir d'une mesure du signal de fluorescence, toutefois les valeurs numériques utilisées ci-dessus sont loin d'être exactes. Il serait donc judicieux de procéder à une mesure de κ_N par une méthode indépendante des caractéristiques du système de détection. Celle-ci fait l'objet du paragraphe 5.2.

5.1.3 Lien entre le signal de fluorescence et la densité de flux

Il est utile d'exprimer le nombre d'atomes en transit dans le faisceau sonde en fonction de la densité d'atomes ρ dans le volume de détection V_{det} et aussi en fonction de la densité de flux φ dans ce même volume :

$$N_{\text{at}}(t) = \int_{V_{\text{det}}} \rho(x, y, z, t) dV = \frac{1}{v_d} \int_{V_{\text{det}}} \varphi(x, y, z, t) dV \quad (5.3)$$

car $\varphi = \rho v_d$ où v_d est la vitesse d'ensemble des atomes à l'endroit considéré de la zone de détection. En négligeant les fluctuations de ρ et de φ sur le volume de détection, on peut réécrire cette équation sous la forme suivante :

$$N_{\text{at}}(t) = V_{\text{det}} \rho(t) = \frac{V_{\text{det}}}{v_d} \varphi(t) . \quad (5.4)$$

Le volume de détection est un cylindre délimité par le faisceau sonde. Il a un diamètre de 2 mm et une longueur de 12 mm qui est limitée par la taille du photo-détecteur. Son volume vaut donc $V_{\text{det}} = 38 \text{ mm}^3$. D'autre part, la vitesse des atomes dans la zone de détection vaut $v_d = 2.5 \text{ m/s}$. En insérant ces valeurs numériques dans l'équation (5.4) et en substituant cette dernière dans l'équation (5.1), nous obtenons

$$U_{\text{fluo}}(t) = \kappa_\varphi \varphi(t) \quad \text{avec} \quad \kappa_\varphi = 3.1 \cdot 10^{-14} \frac{\text{V}}{\text{at s}^{-1} \text{m}^{-2}} . \quad (5.5)$$

Cette relation nous permet de déduire la densité de flux $\varphi(t)$ à partir d'une mesure du signal de fluorescence. Comme mentionné au paragraphe précédent,

il faut être prudent avec cette valeur de κ_φ qui pourrait être entachée d'une incertitude importante à cause des mauvaises connaissances sur les paramètres du système de détection. Au paragraphe 5.2 nous allons présenter une mesure de κ_φ par une méthode indépendante des caractéristiques du système de détection. C'est cette valeur mesurée que nous utiliserons pour calibrer le système de détection.

Il faut encore faire une remarque importante concernant les deux dernières équations. En effet, ces équations ne doivent pas nous faire oublier que nous obtenons $N_{\text{at}}(t)$ à partir de $\varphi(t)$ en intégrant sur le volume de détection. Cette intégration revient à moyennner $\varphi(t)$ comme on peut s'en convaincre facilement dans le cas où le volume de détection est un parallépipède rectangle. En effet, dans cette situation simplifiée, l'équation (5.3) peut s'écrire :

$$N_{\text{at}}(t) = \int_{-\Delta t/2}^{+\Delta t/2} \int_{S_{\text{det}}} \varphi(x, y, 0, t + \tau) dS d\tau \quad (5.6)$$

$$= S_{\text{det}} \int_{-\Delta t/2}^{+\Delta t/2} \varphi(t + \tau) d\tau \quad (5.7)$$

où Δt est le temps de transit des atomes dans le volume de détection et S_{det} est la surface de détection. Nous obtenons la première égalité en remarquant que $\varphi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, 0, t + z/v_d)$ et en substituant $z = v_d \tau$ dans l'intégrale. Quant à la deuxième égalité, elle revient à négliger les fluctuations de φ sur la surface de détection. Finalement, l'expression obtenue montre que $N_{\text{at}}(t)$ s'obtient en moyennnant $\varphi(t)$ sur le temps de transit. Ce moyennage se répercute par un filtre passe-bas pour la densité spectrale du signal. La fréquence de coupure se situe aux alentours de quelques centaines de hertz car le temps de transit Δt est de l'ordre de 1 ms.

5.1.4 Bruit du photo-détecteur

Le signal de fluorescence du jet atomique est très petit, le photo-courant est de quelques 10^{-10} ampères, il est donc très important d'ajuster les paramètres du circuit de photo-détection de sorte à obtenir un bon rapport signal sur bruit. D'une part, on peut augmenter le signal en augmentant la résistance de feedback, et d'autre part on peut diminuer le bruit en augmentant la résistance et la capacité de feedback, ce qui a pour effet de diminuer la bande passante et donc de mieux filtrer le bruit. Toutefois, il ne faut pas trop réduire la bande passante si on veut pouvoir effectuer les mesures de temps de vol.

Nous avons travaillé avec un photo-détecteur Hamamatsu H1336-8BK, un amplificateur opérationnel OP15 FJ, une résistance de rétro-action $R_f = 500 \text{ M}\Omega$ et une capacité de rétro-action $C_f = 1 \text{ pF}$. Nous avons calculé le spectre de bruit théorique correspondant à ces valeurs, il est présenté dans

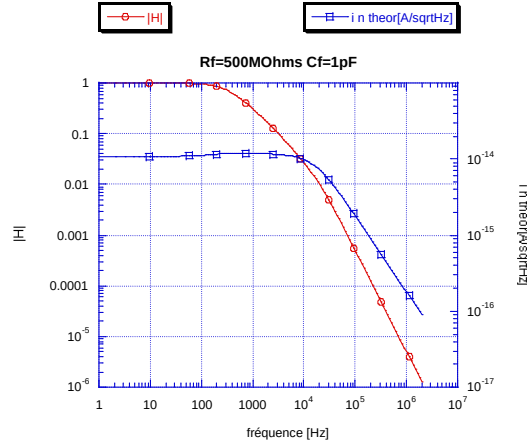


Fig. 5.2: Spectre de bruit théorique du photo-détecteur. $|H|$ est le module de la fonction de transfert, et $i_{n \text{ theor}}$ est la densité spectrale de bruit.

la figure 5.2. On obtient ainsi un rapport signal sur bruit acceptable avec une bande passante de 300 Hz. Notez que nous avons aussi mesuré la densité spectrale du bruit du photo-détecteur dans le noir et nous avons obtenu un résultat presque identique à la courbe théorique.

5.1.5 Suppression de la lumière parasite par détection synchrone

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, le signal de fluorescence du jet atomique est très petit. Par conséquent, il est très important de se débarrasser de la lumière parasite qui parvient au photo-détecteur sans avoir été émise par un atome de césium, par exemple par diffusion ou reflet parasite du faisceau laser sonde, lumière extérieure, etc. Malgré tout le soin que nous avons apporté au système de détection ainsi qu'à son isolation lumineuse, ce n'était pas suffisant pour pouvoir mesurer le profil du jet atomique. En effet, pour effectuer cette mesure, nous devons déplacer le système de détection selon x , ce qui modifie la lumière parasite et fausse le résultat (voir aussi le paragraphe 5.3).

La solution que nous avons mise en oeuvre consiste à moduler la fréquence du laser sonde et à détecter les variations du signal à l'aide d'un amplificateur lock-in. Lorsque la fréquence du laser sonde est sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ le photo-détecteur collecte la lumière de fluorescence des atomes et la lumière parasite. Par contre, lorsque la fréquence du laser sonde n'est pas sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ le photo-détecteur collecte la lumière parasite uniquement. Donc on doit pouvoir éliminer la lumière parasite en faisant la différence.

Pour moduler la fréquence du laser sonde, nous faisons varier le champ

magnétique de la cellule de césium qui est utilisée pour l'asservissement du laser (bobine Zeeman). Autrement dit, nous modulons la raie de référence sur laquelle la fréquence de laser est asservie. Pour que cela fonctionne, la fréquence de modulation doit être plus petite que la fréquence de coupure de la boucle d'asservissement du laser sonde, à savoir $f_c = 1$ kHz. Nous devons donc choisir une fréquence de modulation $f_{\text{mod}} < 1$ kHz. Mais il y a encore la limitation due à la bande passante du photo-détecteur qui vaut quelques centaines de hertz avec la résistance de 500 M Ω . Nous avons donc choisi une fréquence de modulation de 87 Hz.

Lors de la mesure du profil du jet, la résolution spatiale est limitée par la fréquence de coupure f_{out} du filtre de sortie de l'amplificateur lock-in ($f_{\text{out}} \ll f_{\text{mod}}$). Étant donnés la fréquence de modulation f_{mod} et le temps de balayage Δt_b , la structure la plus fine qu'on peut observer sur un profil de largeur $L = 50$ mm est donnée par $\Delta x_{\text{min}} \approx L/(f_{\text{out}} \Delta t_{\text{balayage}})$. Il faut encore préciser que dans notre situation expérimentale, la résolution est aussi limitée par le diamètre du faisceau sonde qui vaut 2 mm et que pour des raisons pratiques $\Delta t_{\text{balayage}} > 15$ s. Nous avons donc choisi de travailler avec une fréquence de coupure du filtre de sortie de l'amplificateur lock-in de $f_{\text{out}} = 3.3$ Hz (300 ms). Comme on voudrait que $f_{\text{out}} \Delta t_b > L/\Delta x_{\text{min}} \approx 50$ il reste à faire un balayage avec $\Delta t_{\text{balayage}} > 20$ s.

Il nous reste à déterminer l'amplitude de modulation pour que le signal atomique soit modulé en tout ou rien. La fréquence la plus élevée doit être pratiquement sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et celle qui est la plus basse doit être suffisamment décalée vers le rouge pour que la fluorescence qu'elle provoque soit négligeable. En pratique, il faut mettre 5 V crête-crête sur l'entrée modulation du module BobZeeman, ce qui correspond à une excursion de fréquence de 20 MHz. (0.1 A/V et 40 MHz/A). Pour terminer, les paramètres de la détection synchrone sont résumés dans le tableau 5.1.5.

Fréquence de modulation	f_{mod}	87 Hz
Amplitude de modulation	A_{mod}	20 MHz
Filtre de sortie du lock-in	f_{out}	3.3 Hz
Balayage du profil du jet	$\Delta t_{\text{balayage}}$	> 20 s

Tab. 5.1: Résumé des paramètres que nous avons utilisés pour la détection synchrone du signal de fluorescence.

5.2 Mesure de flux

5.2.1 Idée de la méthode

En analysant le processus de capture des atomes de césium dans la source du jet atomique, on se convainc facilement que le flux est un processus stochastique dont la distribution est poissonnienne. Ceci signifie que le bruit sur le flux augmente avec la racine carrée du flux moyen. Ainsi, en mesurant séparément le signal donné par le jet atomique et son bruit, on peut en déduire la valeur de flux¹. Nous n'en dirons pas plus sur le principe de cette méthode car il a déjà été décrit en détail dans la référence [42]. Toutefois, soulignons le fait que cette mesure du nombre d'atomes est indépendante des caractéristiques du système de détection, ce qui en fait un outil approprié pour la calibration.

5.2.2 Calibration du système de détection par rapport signal sur bruit

L'objectif de la calibration du système de détection est de mesurer la constante κ_φ qui permet de calculer la densité de flux φ à partir du signal de fluorescence U_{fluo} selon l'équation (5.5). Pour y parvenir, nous utilisons la méthode du rapport signal sur bruit dont l'idée a été brièvement exposée au paragraphe précédent. Pour mesurer le signal S_{at} , nous utilisons un voltmètre qui nous donne la valeur continue $\overline{U_{\text{fluo}}(t)}$. Pour mesurer le bruit B_{at} , nous utilisons un analyseur de spectre qui nous donne accès à la densité spectrale de bruit $u_{\text{fluo}}(\nu)$. Soulignons que cette densité spectrale serait celle d'un bruit blanc s'il n'y avait pas l'effet de moyennage dans le faisceau sonde que nous avons déjà mentionné au paragraphe 5.1.3. Ce moyennage se répercute sur le spectre par un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure vaut $\nu_c = 1/2\Delta t$ (voir [42]). Par conséquent, il faut être attentif à effectuer la mesure de la densité spectrale de bruit en-dessous de la fréquence de coupure. Finalement, il est démontré dans la référence [42] que :

$$\left(\frac{S_{\text{at}}}{B_{\text{at}}}\right)^2 \equiv \left(\frac{\overline{U_{\text{fluo}}(t)}}{u_{\text{fluo}}(\nu < \nu_c)}\right)^2 = \frac{1}{2}\overline{\varphi(t)}S_{\text{det}} \quad (5.8)$$

où $\overline{\varphi(t)}$ est la densité de flux et $S_{\text{det}} = 24 \text{ mm}^2$ est la surface de détection. Le bruit B_{at} qui apparaît dans cette équation est celui généré par les atomes. Toutefois, en pratique il y a d'autres sources de bruit qui s'ajoutent au bruit

¹Notons qu'il faut plus d'un photo-électron dans le photo-détecteur par atome traversant la zone de détection pour que le bruit du photo-courant soit une image fidèle du bruit du jet atomique [61]. Cette condition est largement vérifiée dans notre expérience.

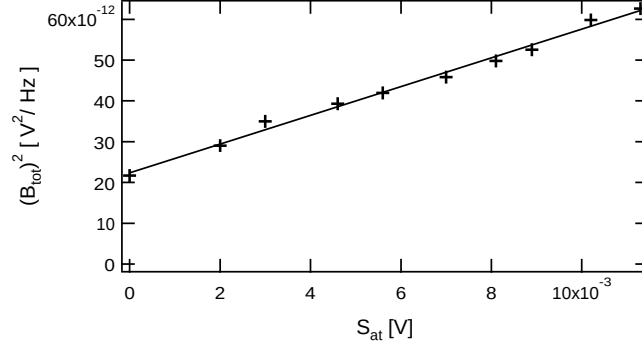


Fig. 5.3: Mesure de B_{tot}^2 en fonction de S_{at} . S_{at} est la composante continue du signal de fluorescence et B_{tot} est la densité spectrale du bruit total. Nous avons ajusté la courbe (5.10) sur les valeurs expérimentales pour obtenir les valeurs de $B_o = 4.7 \cdot 10^{-6} V/\sqrt{Hz}$ et de $\kappa_\varphi = 4.2 \cdot 10^{-14} Vm^2/(at/s)$.

atomique et nous mesurons le bruit total donné par

$$B_{tot} = \sqrt{B_{at}^2 + B_o^2} \quad (5.9)$$

où B_o représente toutes les autres sources de bruit. Pour faire une mesure correcte du flux, il faudrait être capable d'identifier et de déduire ces contributions du bruit total. En faisant l'hypothèse que B_o est indépendant du flux, on peut y parvenir en mesurant le signal S_{at} et le bruit total B_{tot} pour plusieurs valeurs du flux. En effet, en injectant les équations (5.5) et (5.9) dans (5.8), on obtient la relation suivante

$$B_{tot}^2 - B_o^2 = \frac{2\kappa_\varphi}{S_{det}} S_{at} \quad (5.10)$$

où B_o et $2\kappa_\varphi/S_{det}$ sont des constantes à déterminer. Ainsi il suffit d'ajuster cette courbe sur les données expérimentales pour obtenir les valeurs de B_o et de κ_φ .

Nous avons donc effectué la mesure du signal S_{at} et du bruit total B_{tot} pour plusieurs valeurs du flux et nous avons reporté B_{tot}^2 en fonction de S_{at} dans le graphe de la figure 5.3. Nous constatons que les valeurs mesurées s'alignent bien sur une droite ce qui signifie que l'hypothèse faite sur B_o est vérifiée. Pour être précis, on peut exclure toute dépendance de B_o en S_{at}^n pour $n = 1, 2, \dots$. Toutefois, la relation affine (5.10) n'est pas affectée si B_o contient un bruit proportionnel à $\sqrt{S_{at}}$. Ce bruit aurait pour effet de sur-évaluer κ_φ et par conséquent de sous-évaluer le flux. On peut estimer cette éventuelle erreur systématique en comparant la valeur de κ_φ obtenue par le rapport signal sur bruit et celle obtenue de l'analyse du système de détection (voir le paragraphe 5.1.2). Toutefois, la valeur obtenue par le rapport signal sur bruit nous intéresse plus que la vraie valeur, car c'est elle qu'il faut utiliser

pour déterminer la stabilité de l'horloge atomique. Par conséquent, pour tous les calculs de flux qui vont suivre, nous utiliserons la valeur de κ_φ issue de l'ajustement de la courbe (5.10) sur les données expérimentales de la figure 5.3, elle vaut

$$\kappa_\varphi = 4.2 \cdot 10^{-14} \frac{\text{V}}{\text{at s}^{-1} \text{m}^{-2}} . \quad (5.11)$$

Cette valeur est plus grande que celle obtenue de l'analyse du système de détection (voir l'équation (5.5) du paragraphe 5.1.2). Toutefois la différence n'est pas très importante étant donné les incertitudes sur les caractéristiques du système de détection.

5.2.3 Densité de flux et flux total

La densité de flux que nous mesurons dans la zone de détection est une fonction de la position $\varphi(x, y, z)$, mais dans la suite nous omettrons la variable z car la détection se fait toujours à la même hauteur. La courbe expérimentale, que l'on appelle le profil du jet atomique, est en très bonne approximation donnée par une gaussienne

$$\varphi(x, y) = \frac{\phi_{\text{tot}}}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{(x-x_o)^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{(y-y_o)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (5.12)$$

où ϕ_{tot} est le flux total et σ_x, σ_y sont les écarts types selon x, y . Le flux total se déduit facilement à partir du maximum de la densité de flux selon l'équation

$$\phi_{\text{tot}} = 2\pi\sigma_x\sigma_y\varphi(x_o, y_o) \quad (5.13)$$

Notre système de détection permet de mesurer le profil seulement dans la direction x . Nous ferons donc l'hypothèse que le profil est identique dans la direction y ce qui revient à poser $\sigma_y = \sigma_x$ dans les équations qui précèdent. Cette hypothèse est bien vérifiée car nous utilisons des processus de refroidissement isotropes pour la collimation.

5.3 Mesure de la température transverse

5.3.1 Idée de la méthode

Pour déterminer la température transverse, nous mesurons l'expansion du jet entre la collimation et la détection. Nous commençons donc par produire un jet de taille connue au niveau de la collimation. Pour cela, nous utilisons un faisceau laser pousseur qui ne laisse passer les atomes que dans un canal de taille connue. Ensuite, nous mesurons le profil du jet atomique dans la zone de détection. Pour cela, nous avons monté tout le système de détection (faisceau sonde, lentilles de collimation et photo-détecteur) sur un chariot translatable

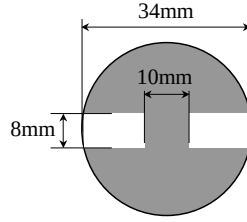


Fig. 5.4: Profil du faisceau laser pousseur utilisé pour produire un jet atomique de taille connue avant la collimation. Il s'agit d'un faisceau laser gaussien avec $\sigma = 12$ mm, ce qui correspond à un waist de 24 mm. Son rôle est de stopper les atomes qui passent en-dehors de $-5 \text{ mm} < x < +5 \text{ mm}$ par rapport au centre du faisceau.

selon Ox de sorte que la sensibilité de détection soit indépendante de x . Notons encore que la température longitudinale se répercute sur le profil du jet atomique à la détection pour des raisons balistiques. Nous déduisons cette contribution ainsi que celle due à la taille du faisceau sonde lors du calcul de la température transverse.

5.3.2 Comment fixer la taille du jet atomique à la collimation

Pour produire un jet atomique de taille connue, nous utilisons un faisceau laser pousseur avec le profil présenté dans le schéma de la figure 5.4. Il s'agit d'un faisceau gaussien d'écart type $\sigma = 12$ mm (ce qui correspond à un waist de 24 mm) et de diamètre 34 mm. De plus, il est tronqué sur le domaine $\{z < -4 \text{ mm}\} \cup \{z > +4 \text{ mm}\} \cup \{-5 \text{ mm} < x < +5 \text{ mm}\}$ qui est représenté en gris dans la figure 5.4. Le rôle du pousseur est de stopper, ou disons plutôt de dévier, une partie des atomes pour qu'ils ne parviennent pas à la détection. Donc dans un premier temps, nous avons commencé par déterminer la puissance nécessaire pour stopper le jet atomique en ne tronquant que le domaine $\{z < -4 \text{ mm}\} \cup \{z > +4 \text{ mm}\}$. Nous avons accordé le laser à résonance sur la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$ de sorte à maximiser le taux de diffusion des photons et nous avons observé une diminution de 90% des atomes détectés pour une puissance totale $P_{\text{tot}} = 0.8 \text{ mW}$ (avec 0.04 mW de repompeur). Bien entendu, il suffit d'augmenter la puissance pour augmenter encore l'efficacité du pousseur. Toutefois, il ne faut pas que la puissance soit trop élevée. En effet, notre but est de laisser passer les atomes dans un canal vertical $\{-5 \text{ mm} < x < +5 \text{ mm}\}$. Il faut donc que cette zone ne contienne pas de lumière du pousseur. Mais, à forte puissance il est difficile d'assurer que ce canal soit complètement noir à cause de la diffraction ou encore de la diffusion par les fenêtres du système à vide.

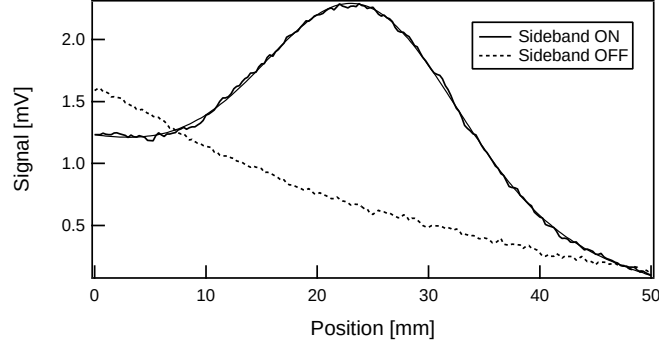


Fig. 5.5: Exemple de profil du jet atomique mesuré dans la zone de détection. La courbe discontinue représente l'extrémité droite du profil lorsqu'il n'y a pas de collimation. La courbe continue est le profil mesuré avec la collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. La courbe lisse est un ajustement par une courbe de gauss plus une droite affine. Dans ce cas, la température transverse calculée à partir des paramètres de l'ajustement vaut $T_{\text{trans}} = 2.6 \mu\text{K}$.

5.3.3 Mesure du profil du jet atomique

Nous mesurons le profil du jet dans la zone de détection en déplaçant le système de détection selon x tout en enregistrant le signal de fluorescence. La figure 5.5 présente un exemple de profil du jet atomique ainsi mesuré.

La courbe discontinue a été mesurée sans collimation. Il s'agit d'une courbe de gauss très étalée et décentrée vers la gauche. Dans ce cas, la température transverse est difficile à mesurer avec précision car on ne voit qu'une petite portion de la gaussienne. Toutefois, on estime que la température est comprise entre $60 \mu\text{K}$ et $90 \mu\text{K}$ par un ajustement gaussien.

La courbe continue a été mesurée avec la collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman (voir le chapitre 7). On voit clairement qu'il s'agit d'une gaussienne étroite qui se superpose à une gaussienne très étalée due aux atomes du jet qui sont parvenus à la zone de détection sans avoir été collimatés. Pour déterminer la température transverse après la collimation, il faut soustraire ce fond diffus d'atomes non collimatés. Pour cela, nous procédons à l'ajustement d'une courbe de gauss plus une droite affine sur la courbe expérimentale. L'ajustement est excellent comme on peut s'en convaincre en regardant la courbe lisse de la figure 5.5. Finalement, nous calculons la température transverse à partir des paramètres de l'ajustement selon une procédure qui est expliquée en détail dans le paragraphe suivant. Dans le cas de la courbe continue de la figure 5.5, la température est estimée à $2.6 \mu\text{K}$.

5.3.4 Calcul de la température transverse

Pour déduire la température transverse à partir du profil du jet à la détection, il faut tenir compte de la taille du jet atomique au niveau du pousseur, de l'expansion du jet entre le pousseur et la collimation, de l'effet de la taille du faisceau sonde, et aussi de la température longitudinale. Voici comment nous avons traité chacun de ces effets.

Expansion entre le pousseur et la collimation

Même si la durée du trajet entre le pousseur et la collimation est petite, l'expansion qui en résulte n'est pas négligeable car la température du jet est encore élevée. En effet, un calcul simple montre que 19 ms à 60 μK donne une expansion de $\sigma(\Delta x_{pc}) = 1.16$ mm.

Taille du faisceau sonde

Le faisceau sonde a un diamètre qui n'est pas négligeable, donc son écart quadratique moyen s'ajoute à celui du profil du jet à la détection. Pour un diamètre de 2 mm, l'écart quadratique moyen vaut $\sigma(x_s) = 0.58$ mm

Rôle de la température longitudinale

A cause de la trajectoire parabolique dans le champ de gravitation, la température longitudinale provoque aussi un élargissement du profil du faisceau à la détection. Un calcul de trajectoire montre que cet élargissement est donné par :

$$\sigma(x_d)_{T_{\text{long}}} = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{long}}}{M}} \sin \alpha \Delta t_{cd} \left[1 + \frac{v_{cz}}{\sqrt{v_{cz}^2 - 2g\Delta H_{cd}}} \right] \quad (5.14)$$

où $\alpha = 0.047$ rad est l'angle du jet au niveau du plan de collimation, $\Delta t_{cd} = 0.57$ s est le temps écoulé entre le plan de collimation et la détection, $v_{cz} = 3.1$ m/s est la composante verticale de la vitesse au niveau du plan de collimation et $\Delta H_{cd} = 0.199$ m est la différence de hauteur entre le plan de collimation et la détection. Comme l'angle α est petit, la contribution de la température longitudinale à la largeur du jet est plus petite que pour la température transverse. Mais on s'attend à ce que la température longitudinale soit beaucoup plus grande que la température transverse, raison pour laquelle son influence ne peut pas être négligée. Une valeur typique est de $T_{\text{long}} = 100$ μK ce qui conduit à un élargissement $\sigma(x_d)_{T_{\text{long}}} = 4.7$ mm.

Résultat

La température transverse se calcule à partir de l'écart quadratique moyen de la vitesse transverse :

$$T_{\text{trans}} = \frac{M}{k_B} \left[\frac{\sigma(v_{cx})}{\cos \alpha} \right]^2 \quad (5.15)$$

où M est la masse atomique du césium, k_B est la constante de Boltzman, $\alpha = 0.047$ rad est l'angle du jet au niveau du plan de collimation et $\sigma(v_{cx})$ est l'écart type de la distribution de vitesses transverses juste après la collimation. Cette dernière est donnée par :

$$\sigma(v_{cx}) = \frac{1}{\Delta t_{cd}} \sqrt{\sigma(x_d)_{\text{mes}}^2 - \sigma(x_s)^2 - \sigma(x_p)^2 - \sigma(\Delta x_{pc})^2 - \sigma(x_d)_{T_{\text{long}}}^2} \quad (5.16)$$

où $\Delta t_{cd} = 0.57$ s est le temps écoulé entre la collimation et la détection, $\sigma(x_d)_{\text{mes}}$ est l'écart type du profil du jet atomique qui est mesurée à la détection, $\sigma(x_s)$ représente la contribution du diamètre de la sonde, $\sigma(x_p)$ représente la contribution du diamètre du jet au niveau du pousueur, $\sigma(\Delta x_{pc})$ représente l'expansion entre le pousueur et la collimation, et enfin $\sigma(x_d)_{T_{\text{long}}}$ représente la contribution due à la température longitudinale.

5.3.5 Calcul d'erreur

Pour la mesure de température à partir du profil du jet atomique, le calcul d'erreur doit tenir compte des incertitudes sur le signal de fluorescence $U_{\text{flu}}(t)$ et sur la position du faisceau sonde $x_{\text{sonde}}(t)$ avant d'effectuer l'ajustement de la courbe théorique sur les données expérimentales. Les diverses contributions sont :

1. *Contribution due à l'échantillonnage du signal de fluorescence.* Nous avons évalué l'incertitude de l'oscilloscope numérique Lecroy que nous utilisons pour l'acquisition des signaux. Elle est plus petite que 1% de l'échelle totale. Avec notre dispositif de détection synchrone, l'amplificateur produit une tension entre -10V et $+10\text{V}$ et l'échelle totale de l'oscilloscope Lecroy va de -8V à $+8\text{V}$. On utilise donc 80% de la dynamique. Il reste à rapporter cette contribution sur le signal et on obtient $\Delta U_{\text{Lecroy}} = 0.01 \times 0.8 \times 2\sqrt{2} \times (\text{sensibilité de la détection synchrone})$.
2. *Contribution due au bruit grenaille sur le signal de fluorescence.* On sait qu'il y a en moyenne 10^6 atomes par volt de signal, mais ce nombre d'atomes fluctue, ce qui produit des fluctuations du signal données par $\Delta U_{\text{sn}} = 10^{-6} \sqrt{N_{\text{atomes}}}$ où $N_{\text{atomes}} = 10^6 U$.
3. *Contribution due à la mesure de position.* Pour la mesure de position nous avons effectué une évaluation expérimentale de l'erreur commise.

Elle vaut $\Delta x = 0.17$ mm. Comme cette incertitude n'est pas prise en compte par la procédure d'ajustement du programme d'analyse que nous utilisons (Igor), nous devons la reporter sur le signal $U_{\text{flu}}(t)$ en utilisant $\Delta U_x = (dU/dx)\Delta x$ avant de faire l'ajustement.

L'incertitude totale sur $U_{\text{flu}}(t)$ est donnée par la racine de la somme des carrés de ces trois contributions. Il faut la calculer pour chaque mesure de $U_{\text{flu}}(t)$. Reste ensuite à faire un ajustement de la gaussienne sur le profil expérimental avec un calcul de la variance des paramètres et à propager ces erreurs dans le calcul de la température transverse.

5.4 Mesure de la température longitudinale

5.4.1 La technique du temps de vol

Nous mesurons la température longitudinale en utilisant la technique du temps de vol. Cette méthode consiste à mesurer l'expansion d'un nuage d'atomes froids avec le temps. Nous commençons donc par produire de fines tranches d'atomes froids en découpant le jet au niveau de la collimation puis nous enregistrons l'arrivée de ces tranches à la détection. Le signal ainsi obtenu est la distribution des temps de vol $\rho(T_v)$. Cette technique est décrite avec plus de détails dans les thèses de G. Dudle [62] chapitre 6, P. Berthoud [42] annexe B, et A. Joyet [4] paragraphe 3.4.1.

5.4.2 Mesure de signaux de temps de vol

Pour produire les tranches d'atomes froids, nous utilisons le faisceau laser pousseur qui se trouve juste avant la collimation. Il suffit de l'éteindre durant 10 ms pour produire une tranche d'épaisseur 31 mm car la vitesse longitudinale du jet est de 3.1 m/s à cet endroit. Ensuite, nous attendons 0.57 s pour que cette tranche parvienne à la détection et nous enregistrons le signal de fluorescence donné par le photo-détecteur. La figure 5.6 présente un exemple de distribution des temps de vol obtenue expérimentalement.

5.4.3 Analyse des signaux de temps de vol

Pour extraire la température longitudinale T_{long} de la distribution des temps de vol $\rho(T_v)$ nous utilisons la méthode développée par A. Joyet en se basant sur les travaux de G. Dudle et P. Berthoud. Elle consiste à ajuster une distribution des temps de vol théorique sur la courbe expérimentale. Voici

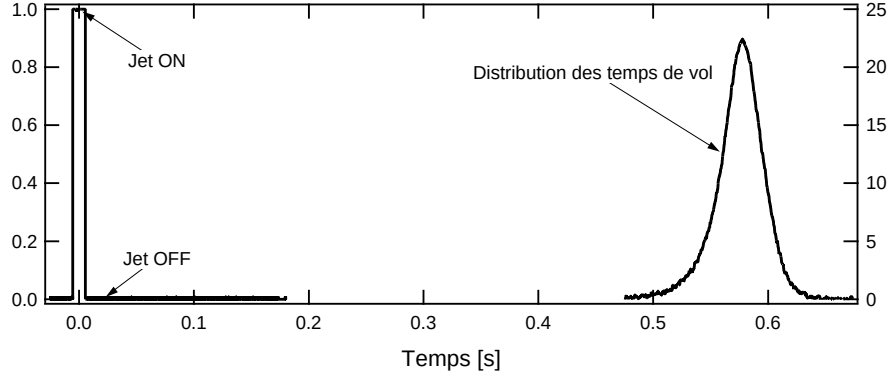


Fig. 5.6: Exemple de distribution des temps de vol obtenue expérimentalement. Le signal carré centré sur zéro est l'impulsion sur le faisceau laser pousseur pour qu'il laisse passer une tranche de jet. La cloche centrée sur 0.57 s est le signal mesuré à la détection.

l'expression de la distribution des temps de vol théorique

$$\rho(T_v) = \frac{1}{2\Delta t_p} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\Delta t_p/2 - \bar{T}_v + T_v}{\sqrt{2}T_{v\text{rms}}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{-\Delta t_p/2 - \bar{T}_v + T_v}{\sqrt{2}T_{v\text{rms}}} \right) \right] \quad (5.17)$$

où Δt_p est la durée de l'impulsion qui laisse passer la tranche du jet atomique. Les paramètres à ajuster sont le temps de vol moyen $\bar{T}_v$ et le temps de vol rms $T_{v\text{rms}}$. Ils sont reliés à la vitesse longitudinale moyenne $\bar{v}_{\text{long}}$ et à la température longitudinale T_{long} par les équations suivantes

$$\bar{v}_{\text{long}} = \frac{1}{\bar{T}_v} \left[\Delta H_{cd} + \frac{g}{2} \bar{T}_v^2 \right] \quad (5.18)$$

$$T_{\text{long}} = \frac{M}{k_B} v_{\text{rms}}^2 \quad (5.19)$$

$$v_{\text{rms}} = T_{v\text{rms}} g \left[1 + \frac{\bar{v}_{\text{long}}}{\sqrt{\bar{v}_{\text{long}}^2 - 2g\Delta H_{cd}}} \right]^{-1} \quad (5.20)$$

où v_{rms} est la vitesse longitudinale rms, ΔH_{cd} est la différence de hauteur entre la collimation et la détection, $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ est l'accélération due à la gravité, M est la masse atomique du césium et k_B est la constante de Boltzmann.

5.4.4 Quelques considérations expérimentales

Distance pousseur-collimation Pour des raisons pratiques, le pousseur se trouve 59 mm au-dessous du plan de collimation, et le temps qu'il faut aux atomes pour parcourir cette distance vaut $\Delta t_{pc} = 19 \text{ ms}$ (car $v = 3.1 \text{ m/s}$). Il faudra donc soustraire Δt_{pc} au temps de vol obtenu de l'ajustement.

Fréquence de coupure du photo-détecteur Cette fréquence de coupure vaut 400 Hz. Considérons le cas le plus défavorable où la largeur de la distribution des temps de vol est de 10 ms, ce qui correspond à environ 25 μ K. Pour que le filtre ne déforme pas la distribution des temps de vol, il faut que sa fréquence de coupure soit plus grande que $f_{\min}$ la fréquence qui correspond à 1ms (car on veut pouvoir résoudre des structures 10 fois plus petite que la largeur du signal). Donc $2\pi f_{\min} = \omega_{\min} = 1/(1 \text{ ms}) = 1000 \text{ rad/s}$ et par conséquent $f_{\min} = 160 \text{ Hz}$. On peut donc conclure que la fréquence du photo-détecteur est suffisamment élevée pour ne pas déformer la distribution des temps de vol.

5.4.5 Calcul d'erreur

Pour la mesure de température longitudinale à partir du signal de temps de vol, le calcul d'erreur doit tenir compte des incertitudes sur le signal de fluorescence, mais aussi de l'incertitude dans la détermination de l'offset du signal. En effet, avant de pouvoir ajuster la courbe théorique de distribution des temps de vol sur les données expérimentales, il faut commencer par déterminer l'offset afin de pouvoir le soustraire. Mais, celui-ci étant calculé à partir des données expérimentales, il est entaché d'une incertitude qui se reporte de façon non négligeable sur la valeur de la température. On commence donc le traitement des données en calculant la moyenne et la variance des premiers points (environ 5%) du signal des temps de vol. Ensuite on calcule l'erreur sur chaque point du signal de fluorescence avec les contributions suivantes :

1. *Contribution due à l'échantillonnage du signal de fluorescence.* Nous avons évalué l'incertitude de l'oscilloscope numérique Lecroy utilisé pour l'acquisition des signaux, et elle est plus petite que 1% de l'échelle totale. On calcule l'erreur dans la situation la plus défavorable $\Delta U_{\text{Lecroy}} = 0.01 \times (\text{échelle totale})$.
2. *Contribution due au bruit grenaille sur le signal de fluorescence.* On sait qu'on a en moyenne 10^6 atomes par volt de signal, mais ce nombre d'atomes fluctue, ce qui produit des fluctuations du signal données par $\Delta U_{\text{sn}} = 10^{-6} \sqrt{N_{\text{atomes}}}$ où $N_{\text{atomes}} = 10^6 U$.

L'erreur totale sur le signal U est donnée par la racine de la somme des carrés de ces contributions. Notons encore que si la distribution des temps de vol est obtenu en faisant la moyenne de N courbes, il faut diviser l'erreur totale (c'est-à-dire l'écart type) par la racine de N . Il reste ensuite à faire un ajustement de la courbe théorique sur la distribution des temps de vol, avec un calcul de la variance des paramètres $\bar{T}_v$ et $T_{v\text{rms}}$, et à propager ces erreurs sur la température.

Chapitre 6

Refroidissement Sisyphe

Dans ce chapitre, nous présentons la première expérience de collimation que nous avons effectuée sur le jet continu d’atomes froids de césium de la fontaine expérimentale. Pour cela, nous avons utilisé la technique bien connue du refroidissement Sisyphe, en configuration 2D, dans les directions transverses au jet atomique. Grâce à cette technique de refroidissement, nous réduisons la température transverse de $60\ \mu\text{K}$ à $4\ \mu\text{K}$ en quelques millisecondes. La température longitudinale, qui vaut environ $80\ \mu\text{K}$, est augmentée d’une vingtaine de microkelvins. La densité de flux, mesurée après un vol parabolique de $0.57\ \text{s}$, a été augmentée d’un facteur 20 pour atteindre environ $4 \cdot 10^7\ \text{at s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante. Nous allons commencer par décrire brièvement le principe du refroidissement Sisyphe, en insistant sur certains aspects qui seront utiles pour la réalisation pratique, comme le rôle de la structure des niveaux d’énergie de l’atome de césium, et celui de la géométrie des faisceaux de refroidissement. Ensuite, nous donnerons une description détaillée du dispositif expérimental, avec les deux configurations des faisceaux lasers que nous avons expérimentées (mélasses et réseau optique). Puis nous présenterons les résultats expérimentaux dans la configuration à deux mélasses optiques $\text{lin}\perp\text{lin}$ orthogonales. Nous verrons que ces résultats peuvent être améliorés en passant au refroidissement Sisyphe en réseau optique. Enfin, nous présenterons une étude expérimentale détaillée du refroidissement Sisyphe dans la configuration de réseau optique 1D replié, et nous terminerons par une discussion de ces résultats.

6.1 Principe de refroidissement

Le principe de base du refroidissement Sisyphe, qui explique le refroidissement d’atomes $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ dans une mélasse optique $\text{lin}\perp\text{lin}$ unidimensionnelle, a déjà été décrit de façon détaillée, et à maintes reprises, dans la littérature [20, 63, 64, 65, 1]. Pour cette raison, nous nous conten-

terons de rappeler le principe de base de façon succincte, tout en faisant référence aux travaux antérieurs lorsque c'est nécessaire. Puis, nous allons discuter avec plus de détails de certains aspects liés à la mise en pratique du refroidissement Sisyphe avec des atomes de césium. En particulier, le rôle de la structure des niveaux d'énergie qui est plus complexe que celle du modèle d'atomes $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$, et nous mentionnerons aussi l'importance d'effectuer ce refroidissement dans un réseau optique intrinsèquement stable.

6.1.1 Atome $1/2 \rightarrow 3/2$ dans une mélasse optique 1D

L'article théorique de référence concernant le refroidissement Sisyphe est celui publié en 1989 par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji [20]. Dans cet article, ils ont considéré un atome $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ dans une mélasse optique unidimensionnelle en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$. Dans ces conditions, ils ont montré que les deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux subissent des déplacements lumineux périodiques en opposition de phase, ce sont les potentiels optiques. D'autre part, ils ont montré que la probabilité de pompage optique est aussi périodique dans l'espace, de sorte à toujours peupler le sous-niveau Zeeman d'énergie minimale. Par conséquent, un atome en mouvement passe, en moyenne, plus de temps à gravir qu'à descendre les puits de potentiel. C'est ainsi qu'il perd son énergie cinétique jusqu'à ce qu'il soit piégé au fond d'un puits de potentiel. Puisque le refroidissement Sisyphe s'arrête lorsque l'atome est piégé, l'énergie cinétique moyenne finale doit être de l'ordre de la profondeur des puits de potentiel. On comprend ainsi aisément que la température finale est donnée par

$$k_B T = C \Delta E \quad (6.1)$$

où C est une constante qui dépend du modèle considéré et ΔE représente la profondeur des puits de potentiel. Pour le modèle d'atome $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ en dimension 1, le calcul donne $k_B T = \hbar \Omega^2 / (8|\Delta|)$ où Ω est la fréquence de Rabi et Δ le désaccord du faisceau laser [20].

En 1990, le groupe de C. Salomon a mené une étude expérimentale détaillée du refroidissement Sisyphe dans une superposition de trois mélasses $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales [25]. Dans ce travail, ils ont vérifié que la température finale est effectivement proportionnelle au rapport entre l'intensité I et le désaccord Δ des faisceaux laser. Mais ils ont aussi montré que l'on ne peut pas réduire la température finale indéfiniment en diminuant le rapport I/Δ . Selon leurs propres termes, il existe une limite d'intensité en-dessous de laquelle la mélasse optique se "désintègre", et le refroidissement ne fonctionne plus. Cette limite fournit une température minimale d'environ $2.5 \mu\text{K}$, ce qui est douze fois plus élevé que la température de recul. Notez que, peu après, ce phénomène a été expliqué par Y. Castin [26] dans le cadre d'une analyse purement quantique du refroidissement Sisyphe.

6.1.2 Atomes ayant plusieurs niveaux

En considérant un atome ayant deux niveaux $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$, J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji ont réduit l'explication du mécanisme de refroidissement Sisyphe à l'essentiel. Toutefois, le cas de l'atome de césium est plus complexe puisqu'il y a plusieurs niveaux fondamentaux ($F = 3, 4$) et excités ($F' = 2, 3, 4, 5$ pour la raie D_2). En pratique, nous utilisons un laser repompeur pour pomper les atomes du niveau fondamental $F=3$ vers $F=4$, ce qui nous permet de faire abstraction du niveau fondamental $F=3$. Il y a donc trois transitions à considérer, à savoir $F=4 \rightarrow F'=3$, $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$, si l'on se restreint à la raie D_2 .

Commençons par remarquer que le refroidissement Sisyphe est plus efficace s'il est effectué avec une transition cyclante, soit la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ pour la raie D_2 du césium. Toutefois, pour avoir une faible température finale, il faut utiliser un grand désaccord, et alors on ne peut plus négliger l'effet de la transition voisine $F=4 \rightarrow F'=4$.

Quoi qu'il en soit, il est intéressant de mentionner que le refroidissement Sisyphe peut se produire sur chacune des trois transitions $F=4 \rightarrow F'=3$, $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$. Une étude expérimentale a été menée par M. Drewsen *et al.* pour des atomes de chrome [66]. Ils ont montré que le refroidissement Sisyphe se produit pour $\Delta > 0$ lorsque $J_e \leq J_g$, et pour $\Delta < 0$ lorsque $J_e > J_g$, où J_g est le moment angulaire total de l'état fondamental, J_e est celui de l'état excité, et $\Delta = \omega_{\text{laser}} - \omega_{\text{at}}$ est le désaccord du laser de refroidissement par rapport à la transition atomique $J_g \rightarrow J_e$. Notons que le refroidissement Sisyphe ne fonctionne qu'à condition que le pompage optique peuple toujours le sous-niveau Zeeman d'énergie minimale, et on peut montrer que c'est cette condition qui impose le signe du désaccord [31]. Bien que le principe du refroidissement Sisyphe soit le même pour les trois transitions précitées, il accumule les atomes dans les régions où le couplage au rayonnement est maximum lorsque $\Delta < 0$ (i.e. pour $J_e > J_g$), et dans les régions où le couplage au rayonnement est minimum lorsque $\Delta > 0$ (i.e. pour $J_e \leq J_g$). Ainsi, lorsque $\Delta > 0$, on parle de mélasse grise car les atomes terminent dans un état où ils sont pratiquement découplés du rayonnement, ce qui réduit le réchauffement par diffusion de photons et devrait ainsi permettre d'obtenir une température d'équilibre plus basse.

Ainsi, d'une part les mélasses grises (i.e. lorsque $\Delta > 0$) permettent d'atteindre des températures d'équilibre inférieures à celles des mélasses brillantes (i.e. lorsque $\Delta < 0$), et d'autre part le refroidissement Sisyphe est plus efficace dans le rouge de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ puisque c'est une transition cyclante. Il est donc naturel de se demander s'il est possible de combiner ces deux avantages en accordant le laser de refroidissement entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$. Cette question a déjà été abordée, aussi bien théoriquement [67] qu'expérimentalement [28, 29]. Les si-

mulations numériques [67] indiquent qu'il est possible d'avoir aussi bien une forte décélération qu'une faible température d'équilibre pour un désaccord d'environ -180 MHz par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Quand aux études expérimentales [28, 29], elles ont montré que la température minimale (i.e. au décrochage) dépend du désaccord, elle atteint un minimum d'environ 1 μK pour un désaccord de -200 MHz par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

6.1.3 Sisyphe dans les réseaux optiques

Les deux ingrédients essentiels au fonctionnement du refroidissement Sisyphe sont des déplacements lumineux périodiques dans l'espace et un taux de pompage optique qui peuple toujours le sous-niveau Zeeman d'énergie minimale. Ces deux ingrédients ne sont pas propres aux mélasse optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$, ils sont présents dans tous les réseaux optiques à gradient de polarisation ayant des sites distincts de polarisation σ_+ et σ_- . D'ailleurs, si on cherche à effectuer du refroidissement Sisyphe en dimension 2 en superposant deux mélasse optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales, on obtient un réseau optique qui résulte de l'interférence des quatre faisceaux laser¹. Toutefois, le réseau optique ainsi obtenu a l'inconvénient d'être instable, car il est constitué de plus de trois faisceaux indépendants alors que sa dimension vaut deux (voir les explications du paragraphe 2.2). Cette instabilité est provoquée par la variation des phases relatives des quatre faisceaux lasers et, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.1, elle peut changer la structure du réseau optique de façon dramatique. En effet, suivant la valeur des phases relatives, on peut obtenir un réseau optique qui autorise le refroidissement Sisyphe, ou bien un réseau optique qui l'interdit. Il est difficile de dire quel sera le comportement d'un atome qui se trouve dans un tel réseau instable, car cela dépend fortement du contenu spectral des phases relatives. Pour une phase qui varie beaucoup plus vite que les degrés de liberté internes de l'atome, on peut calculer un réseau optique moyen et étudier le refroidissement Sisyphe dans ce réseau moyen. Par contre, si les variations de phase sont lentes alors il peut y avoir des périodes de refroidissement suivies de périodes de réchauffement. Quoi qu'il en soit, il semblerait que cette instabilité va diminuer l'efficacité du refroidissement Sisyphe.

Ainsi, en dimension 1, la mélasse optique $\text{lin} \perp \text{lin}$ constitue un réseau optique intrinsèquement stable qui permet le bon fonctionnement du refroidissement Sisyphe. Par contre, en dimension 2, il semblerait qu'il vaut mieux utiliser un réseau optique intrinsèquement stable qu'une superposition de deux mélasse optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales. Toutefois, ceci reste à

¹Les atomes interagissent avec le champ électrique total, donné par la somme des champs électriques des quatre faisceaux laser, et c'est cette interaction qui provoque les déplacements lumineux.

confirmer expérimentalement. Pour terminer, rappelons qu'il y a plusieurs méthodes pour obtenir un réseau optique stable. Deux d'entre elles ont été exposées au paragraphe 2.2, à savoir, les réseaux optiques qui satisfont la condition $d = l - 1$ où d est la dimension du réseau optique et l le nombre de faisceaux lasers, et les réseaux optiques repliés. Mentionnons qu'il y a encore d'autres méthodes pour obtenir un réseau optique stable. Par exemple, il est possible de stabiliser mécaniquement la différence de phase des faisceaux laser [21], ou encore d'utiliser deux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales, dont les fréquences sont différentes, de sorte à provoquer un moyennage sur la phase relative qui varie. Toutefois, nous n'avons pas retenu ces solutions car elles nous paraissent techniquement plus compliquées.

Plusieurs groupes ont étudié le refroidissement de type Sisyphe dans les réseaux optiques de dimension supérieure à 1. Mentionnons les travaux des groupes de P.S. Jessen [27, 24] et de A. Kastberg [28, 29, 30, 31]. Tous ces travaux ont été effectués avec des réseaux optiques intrinsèquement stables qui satisfont la condition $d = l - 1$.

6.2 Dispositif expérimental

Le schéma de principe de l'expérience est représenté sur le diagramme de la figure 6.1. La source du jet continu d'atomes froids a été décrite en détail dans [43]. C'est une mélasse optique chargée par une vapeur thermique de césium $p = 10^{-8}$ mbar. Les atomes sont refroidis puis éjectés vers le haut par la technique de la mélasse mouvante. On obtient ainsi un jet d'atomes de césium avec un flux de quelques 10^8 at/s, une température comprise entre 50 et $100 \mu\text{K}$ et une vitesse ajustable proche de 4 m/s [43]. La collimation est effectuée 22 cm en-dessus de la source dans un plan incliné à 3° par rapport à l'horizontale. Après la collimation les atomes effectuent un vol parabolique de 0.57 s jusqu'à la détection. Nous détectons le jet atomique par fluorescence à l'aide d'un faisceau laser sonde rétro-réfléchi aligné selon Oy. Pour plus de détails sur le système de détection, ainsi que sur les mesures de flux et de température, voir le chapitre 5.

La figure 6.2 montre la géométrie des faisceaux lasers dans le plan de collimation. Nous avons expérimenté deux configurations différentes. La première configuration, qui est représentée dans la figure 6.2 (a), est constituée de deux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales, selon les directions Ox et Oy . Dans la seconde configuration, qui est représentée dans la figure 6.2 (b), les deux mélasses sont obtenues par repliement sur lui-même d'un seul faisceau rétro-réfléchi. Il faut souligner que ces deux configurations ne sont pas équivalentes. En effet, comme nous l'avons montré au chapitre 2, la première donne lieu à un réseau optique qui est instable, alors que la seconde donne lieu à un réseau optique intrinsèquement stable.

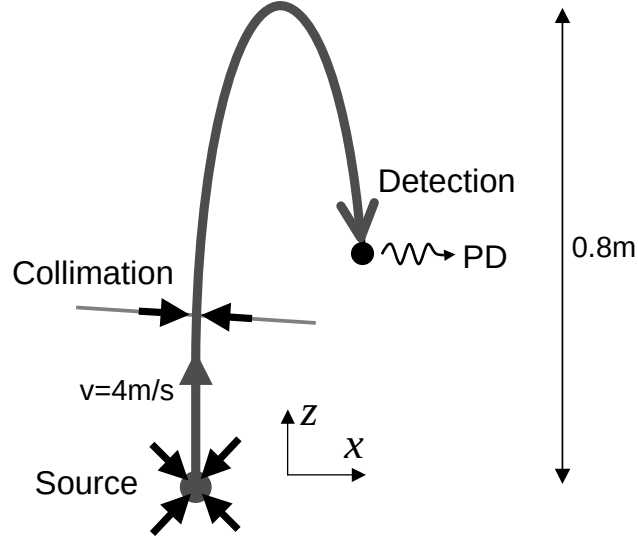


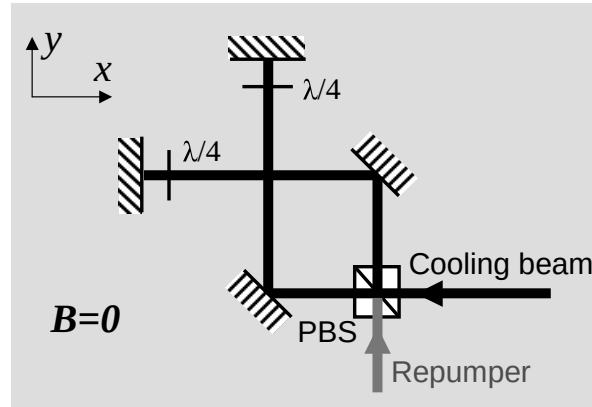
Fig. 6.1: Schéma de l'expérience (plan vertical). La source du jet continu d'atomes froids est une mélasse mouvante constituée de six faisceaux laser, dont quatre seulement sont représentés dans le plan vertical. Elle décrite en détail dans [43]. Le plan de collimation est légèrement incliné, d'environ 3° , pour que les atomes parviennent à la détection après un vol parabolique. PD : photo-détecteur. Voir le texte pour les détails.

Dans la configuration (a), la polarisation initiale du faisceau laser de refroidissement est linéaire. Son angle avec la verticale est ajusté de sorte à équilibrer les puissances des faisceaux selon Ox et Oy . Le faisceau laser repompeur est superposé au faisceau de refroidissement grâce au cube séparateur de polarisations. Le champ magnétique doit être nul à quelques dizaines de milligauss près.

Dans la configuration (b), la polarisation initiale du faisceau laser de refroidissement est linéaire et verticale. La lame demi-onde qui se trouve après le cube séparateur de polarisations tourne cette polarisation de $2\alpha = +45^\circ$ par rapport à la verticale. Enfin, la lame quart-d'onde, avec $\beta = 0$, inverse cet angle de sorte que le faisceau rétro-réfléchi ait une polarisation linéaire orthogonale à celle du faisceau incident. Les miroirs sont tous métalliques de manière à ne pas altérer la polarisation. Notez que le faisceau laser repompeur est aussi dans le plan de collimation. Son vecteur d'onde fait un angle d'environ 5° avec celui du faisceau de refroidissement, angle qui est imposé par l'accès au système à vide.

Nous savons que le laser de refroidissement doit être accordé dans le rouge de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ de la raie D_2 du césium. Toutefois, la fréquence pour laquelle la collimation est la plus efficace reste à déterminer. Nous allons donc balayer la fréquence de ce laser sur toutes les transitions $F=4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 . Quand au faisceau laser repompeur, il doit être

(a)



(b)

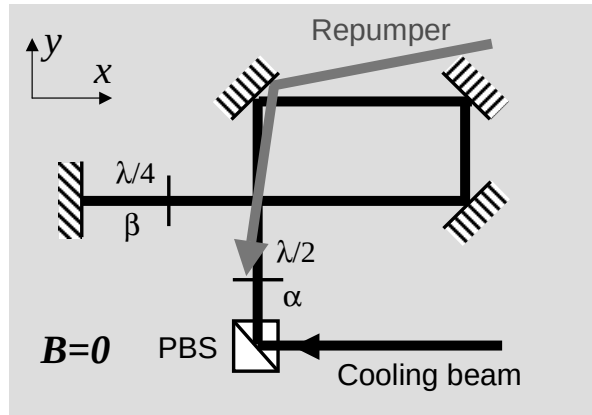


Fig. 6.2: Géométrie des faisceaux laser dans le plan de collimation. Nous avons expérimenté les deux configurations suivantes. (a) Configuration constituée de deux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales, selon Ox et Oy . (b) Configuration constituée d'une mélasse optique 1D repliée. PBS : cube séparateur de polarisations. $\lambda/2$: lame demi-onde avec axe lent faisant un angle α par rapport à l'axe Oz . $\lambda/4$: lame quart d'onde avec axe lent faisant un angle $\beta = 0$ par rapport à l'axe Oz . La seconde configuration donne lieu à un réseau optique intrinsèquement stable, alors que ce n'est pas le cas pour la première. Voir le texte pour les détails.

accordé sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$ de la raie D_2 . Ces deux faisceaux ont les mêmes propriétés géométriques. Ce sont des faisceaux gaussiens, d'écart type $\sigma = 2.84$ mm (waist $w = 5.68$ mm), et ils sont tronqués en $r = 9$ mm à l'aide d'un diaphragme. Les puissances optimales des deux faisceaux sont aussi à déterminer. Toutefois, nous savons que la puissance du faisceau de refroidissement doit être de l'ordre d'une dizaine de milliwatts, alors que celle du repompeur doit être de l'ordre d'un dixième de milliwatt.

6.3 Expériences dans la configuration (a) : avec deux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales

Pour commencer notre étude expérimentale de la collimation avec le refroidissement Sisyphe, nous avons adopté la configuration (a) de la figure 6.2. Cette configuration utilise deux mélasses optiques $\text{lin} \perp \text{lin}$ orthogonales, disposées dans les directions transverses au jet atomique. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette configuration est instable, toutefois elle mérite d'être étudiée pour être comparée à la configuration (b) qui est stable.

6.3.1 Balayage de la fréquence du laser de refroidissement

Nous savons que l'efficacité du refroidissement Sisyphe dépend de la fréquence et de l'intensité du laser de refroidissement, et dans une moindre mesure du laser repompeur. Pour découvrir les domaines de fréquences qui méritent une investigation plus poussée, nous avons commencé par enregistrer le signal de fluorescence à la détection, au centre du jet atomique, tout en balayant la fréquence du laser de refroidissement sur toutes les transitions $F=4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 6.3. Le signal reporté sur ces graphes est une mesure de l'efficacité de la collimation. En effet, une collimation efficace se manifeste par un pic positif, alors qu'une décollimation se manifeste par un creux. Toutefois, remarquons qu'il n'y a pas de corrélation directe entre la taille du pic et la température transverse obtenue après collimation. Les pics nous aident à identifier les fréquences intéressantes, et ensuite il faut asservir le laser de refroidissement sur ces pics pour mesurer la température transverse.

Pour balayer la fréquence, nous avons varié la tension appliquée à l'élément piezzo-électrique qui permet de varier la longueur de la cavité étendue du laser de refroidissement. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser de refroidissement. Bien que cette méthode permette de situer les transitions atomiques avec une bonne précision, il faut

garder à l'esprit que cette calibration est approximative.

En observant le graphe (a) de la figure 6.3, nous constatons que le refroidissement Sisyphe fonctionne au voisinage des trois transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium. De plus, le refroidissement a lieu du côté rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, et du côté bleu des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 4$, ce qui est en accord avec les prédictions théoriques (voir le paragraphe 6.1.2).

6.3.2 Rôle de l'intensité du laser de refroidissement

Pour déterminer le rôle de la puissance des faisceaux lasers de refroidissement, nous avons répété la mesure du paragraphe précédent, mais pour plusieurs valeurs de la puissance. Les résultats sont tous présentés dans les graphes de la figure 6.3. Nous constatons que la collimation devient plus efficace lorsqu'on augmente la puissance des faisceaux laser de refroidissement, en particulier dans la zone entre les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$ où l'on ne distingue plus qu'une grosse bosse au lieu de deux pics distincts. Ceci signifie que le mécanisme de refroidissement Sisyphe dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, et celui dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, sont "compatibles". Leurs effets s'additionnent de sorte à obtenir un optimum d'efficacité à mi-chemin entre les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Toutefois, pour bien comprendre ce qui se passe, il faudra étudier de façon détaillée les températures obtenues en différents points de ces graphes.

6.3.3 Rôle du repompeur

Le faisceau laser repompeur est indispensable pour éviter de perdre les atomes qui sont dépompés vers le niveau hyperfin $F = 3$. Toutefois, on peut se demander si l'efficacité de collimation dépend de la puissance du repompeur. C'est pour répondre à cette question que nous avons répété la mesure du paragraphe précédent pour diverses puissances du repompeur. Les résultats sont présentés dans les graphes la figure 6.4.

Tout d'abord, le graphe (a) montre que le laser repompeur est essentiel pour le refroidissement Sisyphe. Ensuite, en regardant les graphes (b) et (c), on constate qu'il faut plus de repompeur pour refroidir sur les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4$ que sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Ceci provient du fait que la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ est fermée, alors que les deux autres sont ouvertes, et par conséquent susceptibles de provoquer du dépompement hyperfin vers $F = 3$. Finalement, on voit qu'il est inutile de trop augmenter la puissance du repompeur. En effet, l'efficacité du refroidissement Sisyphe n'augmente plus au delà de 20 μW de repompeur.

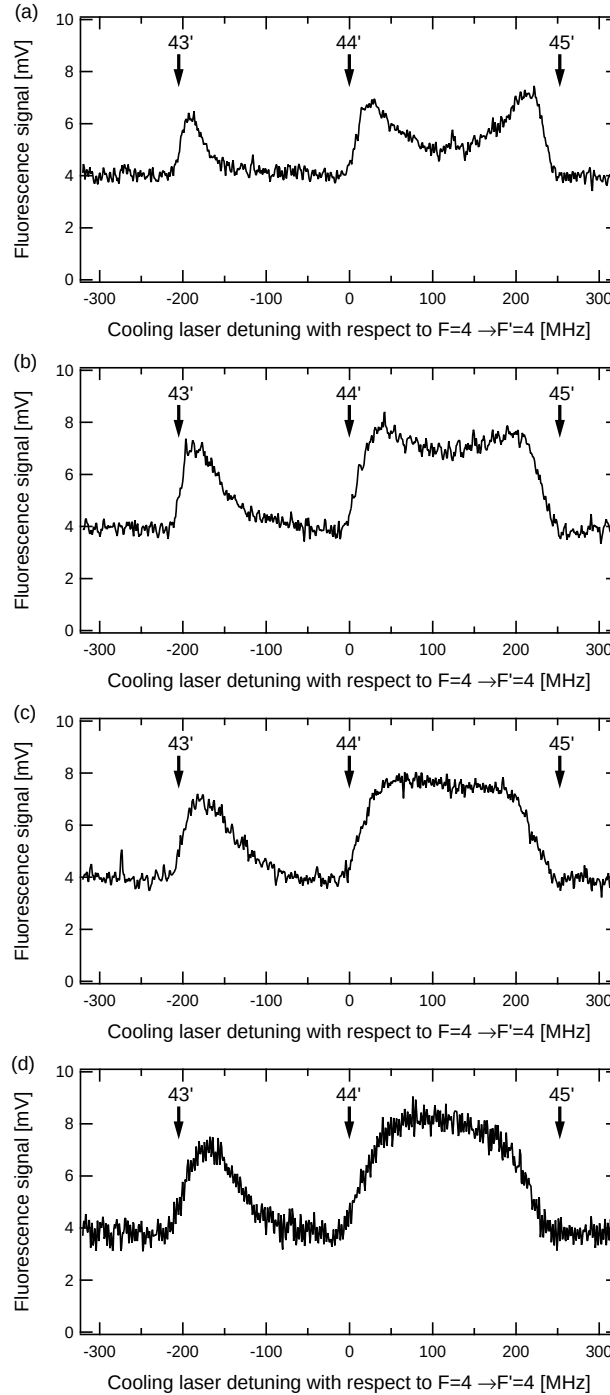


Fig. 6.3: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser de refroidissement. Nous avons obtenu ces graphes en balayant la fréquence du laser sur toutes les transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D₂ du césium, en 5 secondes. La puissance par faisceau de refroidissement, vaut 2.5 mW pour le graphe (a), 5 mW pour le graphe (b), 10 mW pour le graphe (c) et 20 mW pour le graphe (d). La puissance laser repompeur vaut 100 μ W. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser de refroidissement (sans oublier de tenir compte du temps de fontaine). Attention : ces mesures sont particulièrement bruyantes car elles ont été effectuées avant la mise au point du système de détection tel qu'il est décrit dans le paragraphe 5.1. En particulier, le photo-détecteur était beaucoup plus bruyant.

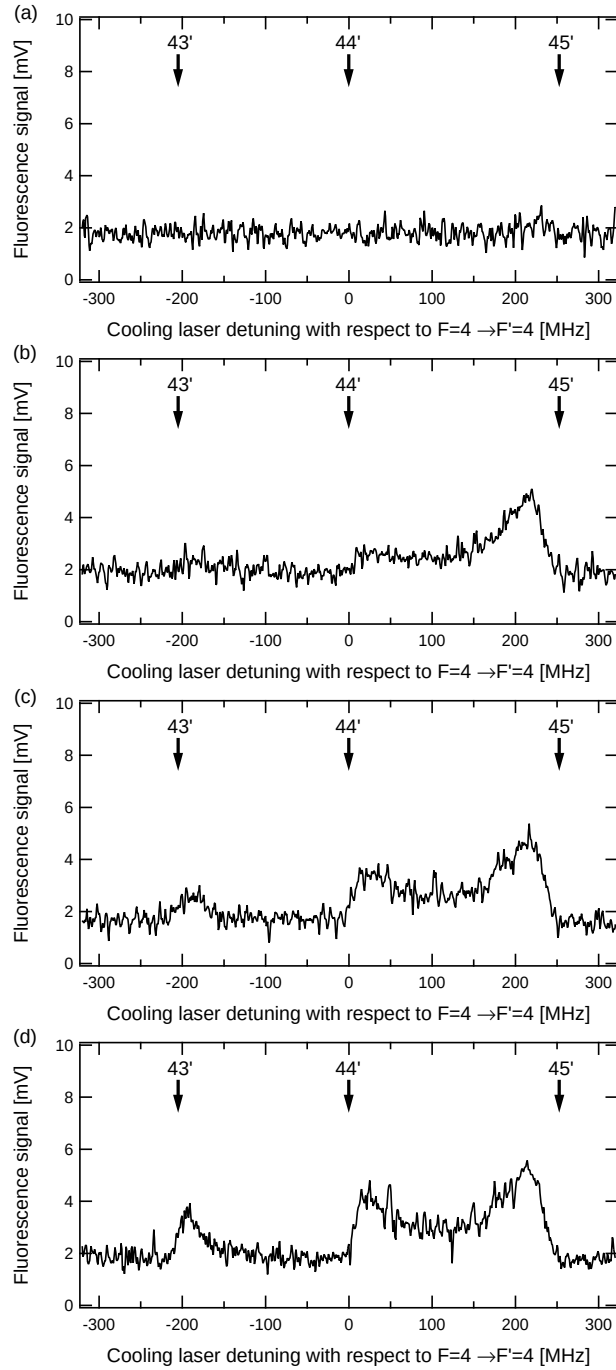


Fig. 6.4: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser de refroidissement. Nous avons obtenu ces graphes en balayant la fréquence du laser de refroidissement sur toutes les transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium, en 5 secondes. La puissance du faisceau laser repompeur vaut $0 \mu\text{W}$ pour le graphe (a) $5 \mu\text{W}$ pour le graphe (b), $15 \mu\text{W}$ pour le graphe (c) et $23 \mu\text{W}$ pour le graphe (d). La puissance de chaque faisceau de refroidissement vaut 2.5 mW . Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser de refroidissement (sans oublier de tenir compte du temps de fontaine). Attention : ces mesures sont particulièrement bruyantes car elles ont été effectuées avant la mise au point du système de détection tel qu'il est décrit dans le paragraphe 5.1. En particulier, le photo-détecteur était beaucoup plus bruyant.

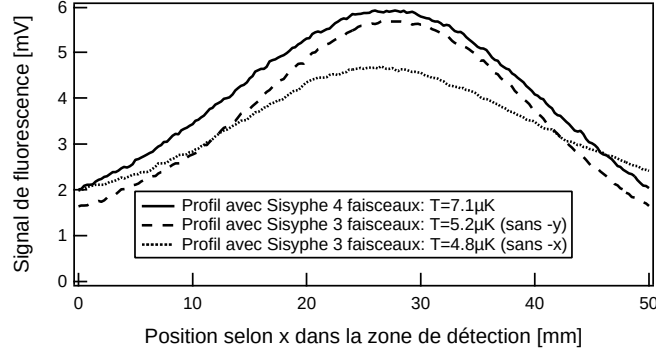


Fig. 6.5: Profil du jet atomique mesuré dans la zone de détection. La courbe en trait plein a été obtenue avec le refroidissement Sisyphe dans la configuration (a) de la figure 6.2, i.e. avec deux mélasse orthogonales selon O_x et O_y . La courbe discontinue a été obtenue en supprimant le faisceau laser rétro-réfléchi selon O_y , et la courbe pointillée a été obtenue en supprimant le faisceau laser rétro-réfléchi selon O_x .

6.3.4 Rôle de la stabilité du réseau optique

Toujours dans la configuration (a) de la figure 6.2, i.e. avec deux mélasse orthogonales, nous avons cherché les conditions qui optimisent la collimation, c'est-à-dire qui minimisent la température transverse. Nous avons obtenu une température transverse de $7.1 \mu\text{K}$ avec le laser de refroidissement accordé sur le crossover entre les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$, le laser repompeur accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$, une puissance de 15 mW par faisceau de refroidissement, et environ $50 \mu\text{W}$ pour le repompeur. Cette température reste assez élevée si on la compare aux valeurs minimales obtenues dans d'autres expériences qui sont de l'ordre de 1 à $2 \mu\text{K}$ [25, 28, 29]. Nous avons donc cherché à comprendre les raisons qui nous empêchent de descendre plus bas en température. Parmi les limitations possibles², il y a l'instabilité du réseau optique qui résulte de la configuration avec deux mélasse orthogonales. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 6.1.3, cette configuration à quatre faisceaux laser est instable. Toutefois, si on supprime un de ces faisceaux laser, on obtient un réseau optique intrinsèquement stable puisqu'il satisfait la condition $d = l - 1$ où $d = 2$ est la dimension du réseau optique et $l = 3$ le nombre de faisceaux lasers. C'est pour cette raison que nous avons répété l'expérience dans les mêmes conditions, mais en supprimant un des quatre faisceaux laser. Les profils du jet atomique que nous avons mesurés à la détection sont présentés dans la figure 6.5. En premier lieu, nous constatons que la collimation utilisant le refroidissement Sisyphe fonctionne encore avec trois faisceaux laser, et cela malgré l'imbalance de la pression de radiation dans la direction selon

²Le temps de transit dans les faisceaux lasers de refroidissement vaut environ 3 ms , ce qui est certainement un autre facteur limitant.

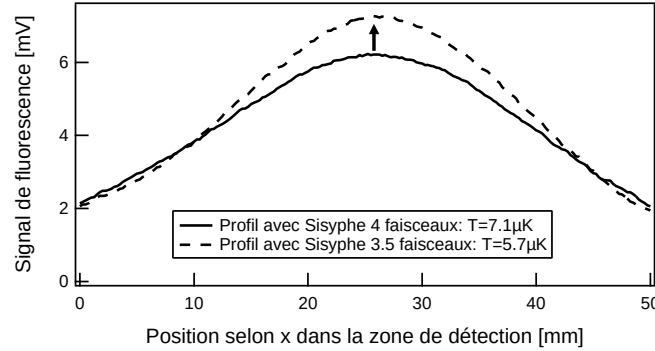


Fig. 6.6: Profil du jet atomique mesuré dans la zone de détection. La courbe en trait plein a été obtenue avec le refroidissement Sisyphes dans la configuration (a) de la figure 6.2, i.e. avec deux mélasses orthogonales selon Ox et Oy . La courbe discontinue a été obtenue en supprimant la moitié supérieure du faisceau laser rétro-réfléchi selon Oy .

laquelle on a supprimé le faisceau rétro-réfléchi. Mieux encore, la température mesurée est plus basse qu’avec quatre faisceaux laser. En effet, nous obtenons $5.2 \mu K$ lorsque nous supprimons le faisceau rétro-réfléchi selon Oy , et $4.8 \mu K$ lorsque nous supprimons le faisceau rétro-réfléchi selon Ox . Toutefois, dans les deux cas, le flux mesuré est plus faible. On peut en déduire que la capture est moins efficace avec trois faisceaux lasers. On peut donc se demander s’il est possible d’avoir simultanément la capture efficace de la situation à quatre faisceaux laser et les températures de la situation à trois faisceaux laser ? La réponse est oui, il suffit de diviser la zone d’interaction en deux parties. Une partie inférieure dans laquelle on garde les quatre faisceaux et une partie supérieure dans laquelle on coupe l’un des faisceaux. Nous avons répété la mesure de profil du jet atomique dans ces conditions, et les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 6.6. Nous constatons que nous avons ainsi gagné 20% en flux tout en abaissant la température. Ce gain n’est pas significatif mais il est encourageant dans la mesure où il montre qu’on peut diviser la zone d’interaction pour combiner plusieurs types de refroidissements.

6.3.5 Discussion

Les expériences qui précèdent ont montré qu’on peut collimater le jet atomique en utilisant le refroidissement Sisyphes sur chacune des trois transitions $F=4 \rightarrow F'=3, 4, 5$ de la raie D_2 du césium. Le laser de refroidissement doit être accordé dans le bleu pour les deux premières transitions, et dans le rouge pour la dernière. Nous avons obtenu les températures les plus basses avec le laser accordé à mi-chemin entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$, et pour une puissance d’environ 15 mW par faisceau. Toutefois, nous n’avons pas réussi à descendre en-dessous de $7 \mu K$ dans cette

configuration à deux mélasses orthogonales, et cette valeur est assez élevée en comparaison des valeurs minimales obtenues dans d'autres expériences qui sont de l'ordre de 1 à 2 μK [25, 28, 29]. Parmi les limitations possibles, nous avons identifié l'instabilité du réseau optique. En effet, en supprimant un des quatre faisceaux laser, nous obtenons des températures plus basses malgré l'imbalance de la pression de radiation qui en résulte. Nous pensons que cette baisse de température est liée à la stabilité du réseau optique. Pour cette raison, nous allons poursuivre notre étude de la collimation en adoptant la configuration (b) de la figure 6.2. Cette configuration produit un réseau optique intrinsèquement stable, symétrique, et avec une pression de radiation équilibrée.

6.4 Expériences dans la configuration (b) : avec un réseau optique stable

Nous allons poursuivre notre étude expérimentale de la collimation avec le refroidissement Sisyphe en adoptant la configuration (b) de la figure 6.2. Cette configuration repliée fournit un réseau optique qui est intrinsèquement stable, symétrique, et avec une pression de radiation équilibrée. L'intérêt pour cette configuration est double. D'une part, il devrait nous permettre d'améliorer la collimation tout en diminuant la puissance optique nécessaire car la lumière y est recyclée. D'autre part, c'est le même réseau optique que nous allons utiliser par la suite pour effectuer les expériences de refroidissement sideband Raman dégénéré (voir les chapitres 7 et 8). Or, nous verrons que ce refroidissement sideband est pleinement efficace seulement s'il est précédé par une étape de pré-refroidissement où les atomes sont amenés au fond des puits de potentiels du réseau optique. Le refroidissement Sisyphe dans un tel réseau est le candidat idéal pour effectuer ce pré-refroidissement.

6.4.1 Balayage de la fréquence du laser de refroidissement

Nous avons commencé notre étude de la nouvelle configuration en répétant les mesures du paragraphe 6.3.2. Pour plusieurs valeurs de l'intensité du laser de refroidissement, nous avons balayé sa fréquence sur toutes les transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium, tout en enregistrant le signal de fluorescence à la détection, au centre du jet atomique. Les résultats que nous avons obtenus sont reportés dans la figure 6.7. Nous constatons que ces graphes sont similaires à ceux du paragraphe 6.3.2. En effet, on voit que la collimation par refroidissement Sisyphe se produit sur les trois transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$, dans le bleu des deux premières, et dans le rouge de

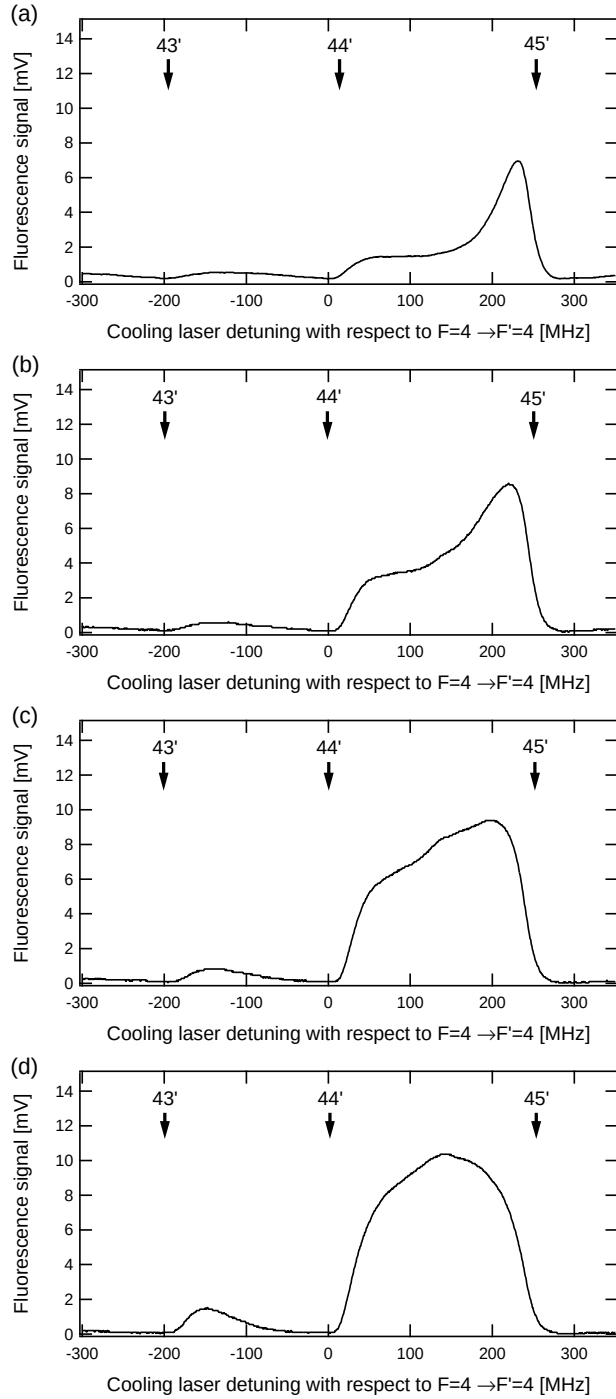


Fig. 6.7: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser de refroidissement. Nous avons obtenu ces graphes en balayant la fréquence du laser sur toutes les transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium, en 20 secondes. La puissance par faisceau de refroidissement, vaut 1.6 mW pour le graphe (a), 3.2 mW pour le graphe (b), 6.4 mW pour le graphe (c) et 16 mW pour le graphe (d). La puissance laser repompeur vaut 80 μ W. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser de refroidissement. Note : ces courbes sont moins bruyantes que celles des figures 6.3 et 6.4 car nous avons effectué beaucoup d'améliorations du système de détection entre les séries de mesures effectuées avec la configuration (a) et celles avec la configuration (b).

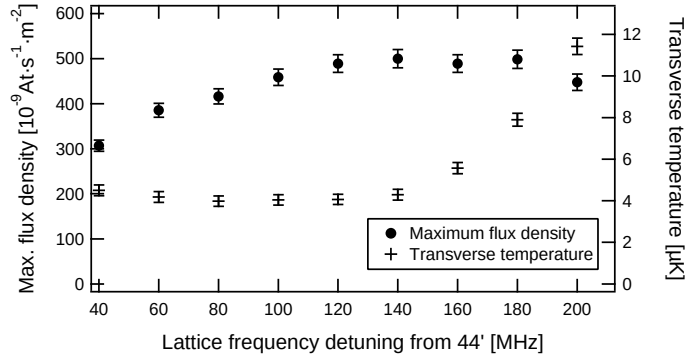


Fig. 6.8: Densité de flux atomique et température transverse en fonction de la fréquence du laser de refroidissement, i.e. celui qui crée le réseau optique. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. La puissance par faisceau laser de refroidissement vaut 16 mW, la puissance du faisceau repompeur vaut 80 μW et $B \approx 0$.

la dernière. De même, l'optimum d'efficacité se trouve pratiquement à mi-chemin entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$. Toutefois, une investigation détaillée de la température et du flux entre ces deux transitions est nécessaire, c'est ce que nous allons faire dans les paragraphes suivants. Avant de terminer, mentionnons encore que nous avons augmenté la puissance jusqu'à 160 mW par faisceau de refroidissement. A partir de 16 mW, les graphes que nous avons enregistré se ressemblent tous, mais l'efficacité de collimation diminue de façon progressive. Nous avons aussi répété les mesures du paragraphe 6.3.3 pour déterminer si l'efficacité de la collimation dépend de la puissance du laser repompeur. Les résultats que nous avons obtenus sont très similaires à ceux du paragraphe 6.3.3, si bien que nous ne les avons pas reproduits ici. Nous avons observé que l'efficacité de collimation atteint son maximum à partir de 50 μW de puissance de repompeur.

6.4.2 Rôle de la fréquence du réseau optique

Nous avons vu au paragraphe précédent que la collimation est particulièrement efficace entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$. Toutefois, ces mesures où l'on balaye la fréquence du laser de refroidissement ne nous donnent pas d'informations sur la température transverse, i.e. sur la qualité de la collimation. Pour cette raison, nous avons effectué une étude plus approfondie où nous avons mesuré la densité de flux atomique ainsi que la température transverse pour plusieurs valeurs de la fréquence du laser de refroidissement entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 6.8. Nous avons mesuré le désaccord du laser de refroidissement en effectuant un battement avec un autre laser qui est accordé sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$.

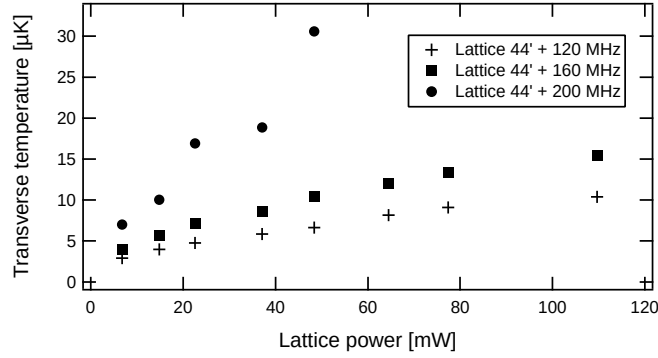


Fig. 6.9: Température transverse en fonction de la puissance des faisceaux laser du réseau optique (il s’agit de la puissance par faisceau). Nous avons effectué trois séries de mesures, pour des valeurs différentes de la fréquence du laser du réseau optique : (+) 44' + 120 MHz, (■) 44' + 160 MHz, (●) 44' + 200 MHz. La puissance du faisceau repompeur vaut 80 μ W et le champ magnétique est nul.

Nous constatons que le minimum de la température transverse coïncide pratiquement avec le maximum de la densité de flux, et ces conditions optimales sont obtenues environ à mi-chemin entre les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

6.4.3 Rôle de l’intensité du réseau optique

Nous avons vu au paragraphe 6.1 que la température finale du refroidissement Sisyphe est proportionnelle à la profondeur des puits du potentiel optique (voir l’équation (6.1)). Par conséquent, dans notre expérience de collimation, la température transverse obtenue après collimation doit être proportionnelle à l’intensité des faisceaux laser du réseau optique. Pour vérifier cette relation, nous avons mesuré la température transverse en fonction de la puissance des faisceaux laser, pour plusieurs valeurs du désaccord. Les résultats que nous avons obtenus sont reportés dans la figure 6.9. Tout d’abord, nous constatons que la température augmente presque linéairement avec la puissance optique, conformément à ce qu’on attendait. Ensuite, nous voyons que la pente des courbes expérimentales dépend de la fréquence du laser de refroidissement, ce qui vient de l’expression du déplacement lumineux.

Pour mettre en évidence le lien entre la température et la profondeur des puits de potentiel, nous avons reporté la température transverse en fonction du déplacement lumineux du niveau fondamental dans la figure 6.10. Insistons sur le fait qu’il s’agit des mêmes mesures que celles de la figure 6.9, mais représentées différemment. Pour calculer le déplacement lumineux du niveau fondamental, nous avons procédé de la manière suivante. Selon [1], celui-ci

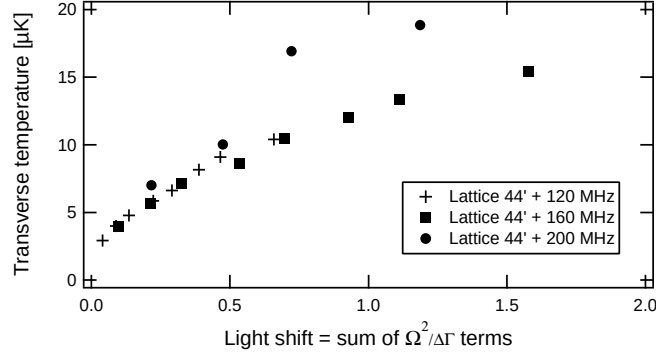


Fig. 6.10: Température transverse en fonction de $\Delta E_g(\hbar\Gamma)^{-1}$, i.e. du déplacement lumineux du niveau fondamental divisé par $\hbar\Gamma$ pour qu'il soit sans dimension. Nous avons effectué trois séries de mesures, pour des valeurs différentes de la fréquence du laser du réseau optique : (+) 44' + 120 MHz, (■) 44' + 160 MHz, (●) 44' + 200 MHz. Nous avons calculé $\Delta E_g(\hbar\Gamma)^{-1}$ à partir de l'intensité et du désaccord du laser du réseau optique, en utilisant l'expression (6.4). La puissance du faisceau repompeur vaut 80 μW et le champ magnétique est nul. Notez qu'il s'agit des mêmes mesures que celles de la figure 6.9, mais représentées différemment.

est donné par l'équation :

$$\Delta E_g = \sum_{e'} \frac{\hbar \Omega_{ge'}^2}{\Delta_{ge'}} \quad (6.2)$$

où g désigne le niveau fondamental, e' les niveaux excités, $\Omega_{ge'}$ la fréquence de Rabi, $\Delta_{ge'}$ le désaccord du laser par rapport à la transition $g \rightarrow e'$, et la somme porte sur tous les niveaux excités qui sont couplés à g . En exprimant la fréquence de Rabi en fonction de l'intensité du laser, on obtient :

$$\Delta E_g = \sum_{e'} \hbar \frac{I}{2I_s} \frac{w_{ge'} \Gamma^2}{\Delta_{ge'}} \quad (6.3)$$

où I est l'intensité de chacun des faisceaux laser, I_s l'intensité saturante de la transition cyclante $F=4, m_F=+4 \rightarrow F'=5, m_{F'}=+5$, $w_{ge'}$ les rapports de branchement en absorption du tableau A.4, et Γ la largeur naturelle de la transition. Dans le cas qui nous intéresse, le niveau fondamental est $F=4$, et il faut sommer sur les niveaux excités $F'=3, 4, 5$. Après avoir divisé par $\hbar\Gamma$ pour avoir une grandeur sans dimension, nous obtenons :

$$\Delta E_g(\hbar\Gamma)^{-1} = \frac{I}{2I_s} \left(\frac{w_{43'}\Gamma}{|\Delta_{43'}|} + \frac{w_{44'}\Gamma}{|\Delta_{44'}|} - \frac{w_{45'}\Gamma}{|\Delta_{45'}|} \right) \quad (6.4)$$

avec $w_{43'} = 7/108$, $w_{44'} = 7/36$, $w_{45'} = 11/27$ et $\Delta_{ge'} = \omega_{\text{laser}} - \omega_{ge'}$.

Lorsqu'on reporte les mesures de température transverse en fonction du déplacement lumineux calculé selon (6.4), on obtient le graphe de la figure 6.10, et on constate que, dans la limite de faible saturation, les points

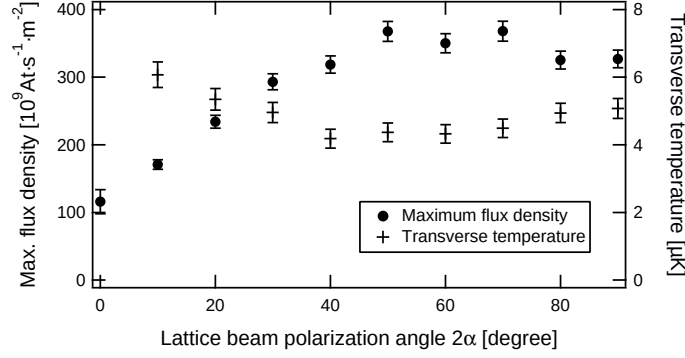


Fig. 6.11: Densité de flux atomique et température transverse en fonction de la polarisation du réseau optique. Cette polarisation est linéaire, elle fait un angle de $\pm 2\alpha$ par rapport à la verticale. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. La puissance est de 18 mW par faisceau laser de refroidissement, 80 μ W pour le faisceau repompeur, et le champ magnétique est nul.

s'alignent sur une seule droite. Ceci signifie que la température est effectivement proportionnelle au déplacement lumineux du niveau fondamental.

6.4.4 Rôle de la polarisation

La polarisation du réseau optique est essentielle au bon fonctionnement du refroidissement Sisyphé. Par exemple, on s'attend à ce que celui-ci fonctionne pour $2\alpha = 45^\circ$ car dans cette situation les paires de faisceaux contre-propageants forment des mélasse lin $\perp$ lin. Par contre, on s'attend à ce qu'il ne fonctionne pas pour $\alpha = 0$ car dans ce cas la polarisation est partout linéaire verticale, donc il n'y a pas de gradient de polarisation. Pour en savoir plus sur le rôle de la polarisation du réseau optique, nous avons effectué une série de mesures en variant l'angle α de la lame demi-onde (voir la figure 6.2(b)). Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 6.11. On constate que le refroidissement Sisyphé ne fonctionne pratiquement pas lorsque $\alpha = 0$ (le point n'est pas sur le graphe car la température vaut 43 μ K). Puis, lorsque on augmente l'angle α , la température diminue jusqu'à atteindre un minimum pour $2\alpha \approx 45^\circ$. Au delà de cette valeur, la température augmente à nouveau mais pas autant que pour les petits angles. En effet, elle atteint un maximum local de 5 μ K lorsque $2\alpha \approx 90^\circ$, ce qui reste bien plus petit que pour $\alpha = 0$.

Il faut souligner que, sur le plan théorique, la situation où $2\alpha \approx 90^\circ$ est radicalement différente de celle où $\alpha = 0$. En effet, nous avons déjà mentionné que pour $\alpha = 0$ il n'y a pas de gradient de polarisation. Par contre, pour $2\alpha \approx 90^\circ$ on retrouve le réseau optique étudié au paragraphe 2.2.1 avec $\phi = 0$ dont la polarisation est représentée sur la figure 2.3. La polarisation est partout linéaire, ce qui exclut le refroidissement Sisyphé. Toutefois il y

a un fort gradient de polarisation, donc il n'est pas étonnant qu'un autre mécanisme de refroidissement sub-Doppler prenne le relais, par exemple un mécanisme similaire au refroidissement par orientation [20]. C'est bien ce qu'on observe en pratique puisque la température reste très basse.

Pour terminer, remarquons que la densité de flux varie presque en opposition avec la température, ce qui signifie que le flux total est pratiquement constant. Elle atteint son maximum lorsque la température est minimale, i.e. pour $2\alpha \approx 45^\circ$.

6.4.5 Réchauffement longitudinal

La collimation refroidit dans les directions transverses au jet atomique, mais elle provoque un réchauffement dans la direction longitudinale à cause de l'émission spontanée. Bien que la température longitudinale du jet atomique ne soit pas critique pour notre application, i.e. l'horloge atomique FOCS, il ne faut pas qu'elle soit significativement plus grande que $100 \mu\text{K}$ sous peine d'anéantir le gain de densité de flux apporté par la collimation. Nous avons mesuré la température longitudinale avant la collimation, elle vaut environ $80 \mu\text{K}$. Puis, nous avons répété la mesure avec la collimation et nous avons observé une augmentation de l'ordre de $20 \mu\text{K}$, ce qui est tout à fait acceptable³.

Dans le but de confirmer le fait que ce réchauffement vient de l'émission spontanée, nous avons estimé le nombre de photons diffusés durant le processus de collimation par un calcul similaire à celui du paragraphe 4.3.4. Tenant compte du fait qu'il y a deux mélasse superposées, nous avons obtenu le chiffre de 240 photons, ce qui donne une augmentation de la température longitudinale de $16 \mu\text{K}$. L'ordre de grandeur est en accord avec ce que nous avons mesuré.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une expérience de collimation d'un jet continu d'atomes froids de césium en utilisant le refroidissement Sisyphe. Nous sommes partis d'un jet atomique ayant une température transverse initiale de $60 \mu\text{K}$, pour atteindre des températures transverses finales de l'ordre de $4 \mu\text{K}$ à l'aide d'une seule interaction de quelques millisecondes avec un réseau optique. La densité de flux que nous mesurons dans la zone de détection, i.e. après un vol parabolique de 0.57 s , a été augmentée d'un facteur

³Cette mesure est délicate car la distribution des vitesses longitudinales que nous mesurons n'est pas tout à fait gaussienne. Notez que ceci a déjà été observé dans d'autres conditions, voir [68, 3].

20 pour atteindre environ $4 \cdot 10^7 \text{ at s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La température longitudinale, qui vaut environ $80 \mu\text{K}$, est augmentée d'une vingtaine de microkelvins.

Nous avons observé qu'il est important d'utiliser un réseau optique stable pour effectuer du refroidissement Sisyphe. En effet, nous avons mesuré des températures transverses presque deux fois plus basses avec le réseau stable qu'avec celui qui ne l'est pas.

Nous avons utilisé un réseau optique 2D original qui résulte de l'interaction de quatre faisceaux laser (voir la figure 6.2(b)). L'intérêt pour cette configuration repliée est multiple. D'une part, elle fournit un réseau optique qui est intrinsèquement stable, symétrique, et qui recycle la lumière. La stabilité permet d'améliorer la collimation, la symétrie est importante pour avoir une pression de radiation équilibrée, et le recyclage de la lumière nous permet de faire des économies de puissance optique. D'autre part, c'est le même réseau optique que nous allons utiliser pour effectuer les expériences de refroidissement sideband Raman dégénéré (voir les chapitres 7 et 8). Or, nous verrons que le refroidissement sideband est pleinement efficace seulement s'il est précédé par une étape de pré-refroidissement où les atomes sont amenés au fond des puits de potentiels du réseau optique. Le refroidissement Sisyphe dans un tel réseau optique est le candidat idéal pour effectuer ce pré-refroidissement.

Notons encore que les faisceaux laser sont tous dans un plan perpendiculaire au jet atomique, ce qui est un avantage pratique en vue des applications attendues, comme les horloges atomiques, les interféromètres atomiques, et les expériences d'optique atomique en général.

Chapitre 7

Refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman

Dans ce chapitre, nous présentons la première expérience utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman pour collimater un jet continu d'atomes froids de césium. Grâce à cette puissante technique de refroidissement nous réduisons la température transverse du jet atomique de $60\text{ }\mu\text{K}$ à $1.6\text{ }\mu\text{K}$ en quelques millisecondes. La température longitudinale, qui vaut environ $80\text{ }\mu\text{K}$, n'est pratiquement pas modifiée. La densité de flux, mesurée après un vol parabolique de 0.57 s , a été augmentée d'un facteur 4 pour atteindre environ $10^7\text{ at s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. De plus, nous avons identifié un mécanisme de pré-refroidissement de type Sisyphe qui devrait permettre d'augmenter cette densité de flux d'un ordre de grandeur.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante. Nous commençons par décrire le principe du refroidissement sideband dégénéré par effet Zeeman. Ensuite, nous donnons une description théorique du réseau optique et nous calculons ses propriétés physiques qui seront utiles pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Puis, nous donnons une description détaillée du dispositif expérimental, nous présentons les résultats expérimentaux, et enfin nous terminons par une discussion de ces résultats.

Dans le but de passer au refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark, nous avons commencé une collaboration avec A.V. Taichenachev et V.I. Yudin de l'Université de Novosibirsk. Cette collaboration a été très fructueuse et a dépassé le cadre du refroidissement Stark. A.V. Taichenachev et V.I. Yudin nous ont aussi aidé à bien comprendre le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Ils sont à l'origine des modèles théoriques présentés dans ce chapitre, dans les paragraphes 7.7.4 et 7.7.5.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication, voir la référence [69].

7.1 Principe du refroidissement sideband

La technique du refroidissement sideband a été mise au point par D.J. Wineland dans les trappes à ions [32, 33, 34]. Ensuite, suivant une proposition théorique de Taïeb *et al.* [35], elle a été adaptée aux atomes neutres dans les réseaux optiques par les groupes de P. Jessen, C. Salomon et S. Chu [37, 36, 38]. Récemment, l'équipe de S. Chu a mis au point une variante particulièrement efficace [39] qui a été utilisée pour le refroidissement 3D d'un jet pulsé d'atomes de césium [40]. C'est cette méthode que nous avons modifiée pour l'adapter au refroidissement transverse 2D d'un jet atomique continu.

Rappelons brièvement son principe de fonctionnement. Les atomes de césium sont piégés dans un réseau optique loin de la résonance et leur mouvement est quantifié. Dans ce contexte, le refroidissement des atomes consiste à diminuer leur niveau vibrationnel n jusqu'à ce qu'ils atteignent le niveau fondamental $n = 0$. On y parvient en effectuant une succession de cycles de refroidissement qui diminuent n . Comme indiqué sur la figure 7.1, pour $n > 1$, chaque cycle est constitué de deux transitions Raman $|F = 3, m_F = 3, n\rangle \rightarrow |3, 2, n - 1\rangle \rightarrow |3, 1, n - 2\rangle$ suivies d'un pompage optique vers $|3, 3, n - 2\rangle$. Chaque transition Raman enlève un quanta de vibration alors que le pompage optique conserve n avec une grande probabilité car l'atome est dans le régime Lamb-Dicke¹. Notez que, pour $n = 1$, il faut un cycle différent, constitué d'une seule transition Raman $|F = 3, m_F = 3, n = 1\rangle \rightarrow |3, 2, 0\rangle$ suivie d'un pompage optique, pour amener les atomes dans le niveau fondamental $|3, 3, 0\rangle$. Le refroidissement Raman sideband s'arrête là puisque le niveau fondamental est découplé du rayonnement, aussi bien pour le laser du réseau que pour le laser pompe. On dit que le niveau fondamental est un état noir. Notez qu'on peut encore abaisser la température des atomes en faisant une expansion adiabatique des puits de potentiels, voir le chapitre 2 et la référence [41].

En pratique, il faut un minimum de deux faisceaux lasers pour réaliser ce schéma de refroidissement. Premièrement, pour créer le réseau optique, il faut un laser puissant et fortement désaccordé vers le rouge par rapport aux transitions $F = 3 \rightarrow F'$ de la raie D₂ du césium. En accordant ce laser sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ ou $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D₂, le désaccord vaut $\Delta = -2\pi \times 9$ GHz et le laser fait simultanément office de repompeur vers l'état fondamental hyperfin $F = 3$. Deuxièmement, pour terminer le cycle de refroidissement, il faut un laser pompe accordé au voisinage de la transition

¹La probabilité relative que l'émission spontanée change la valeur de n est proportionnelle à $E_r/\hbar\Omega_{\text{vib}}$ où E_r est l'énergie de recul donnée par $E_r = \hbar^2 k^2/2M$. En effet, pour obtenir les probabilités relatives des transitions $|F' = 2, m_{F'} = 2, n\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 3, n'\rangle$, il faut considérer l'élément de matrice suivant $\langle n' | e^{ik\hat{x}} | n \rangle \approx \delta_{n',n} + \langle n' | ik\hat{x} | n \rangle = \delta_{n',n} + i\sqrt{E_r/\hbar\Omega_{\text{vib}}} (\delta_{n',n+1}\sqrt{n+1} + \delta_{n',n-1}\sqrt{n})$. L'approximation de la fonction exponentielle est justifiée dans le régime de Lamb-Dicke qui est caractérisé par $E_r \ll \hbar\Omega_{\text{vib}}$ [70, 71]

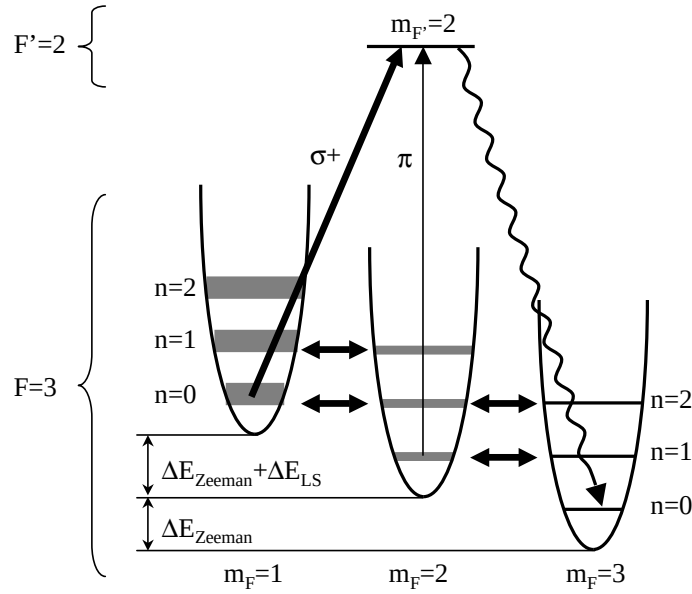


Fig. 7.1: Schéma de refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman, adapté de la référence [39] avec la permission des auteurs. Les atomes piégés dans les puits de potentiel du réseau optique sont amenés dans le niveau vibrationnel fondamental $n = 0$ par une succession de cycles de refroidissement. Chaque cycle est composé de deux transitions Raman (représentées par des doubles flèches) suivies par un pompage optique rapide σ^+ . Le dernier cycle fait exception, il est composé d'une seule transition Raman suivie d'un pompage optique π lent. Le refroidissement s'arrête dans l'état $|F=3, m_F=3, n=0\rangle$ qui est noir aussi bien pour le laser du réseau optique que pour le pompeur. Les différents niveaux vibrationnels des sous-niveaux Zeeman adjacents sont amenés en dégénérescence par effet Zeeman (ΔE_{Zeeman}). Le laser pompe σ^+ induit un déplacement lumineux sur les sous-niveaux $m_F = 1$ (ΔE_{LS}). Heureusement il élargit aussi ces sous-niveaux ce qui permet de préserver la dégénérescence.

$F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 . La lumière de ce laser doit être en majorité σ^+ pour favoriser les cycles à deux transitions Raman tout en contenant une petite composante π pour permettre de terminer le refroidissement avec un cycle à une transition Raman. Les transitions Raman dégénérées peuvent être stimulées par le même laser qui crée le réseau optique. Pour cela, il faut ajuster la polarisation pour induire des couplages entre les états suivants $|F = 3, m_F = 3, n\rangle$, $|3, 2, n - 1\rangle$, $|3, 1, n - 2\rangle$ et aussi appliquer un champ magnétique pour provoquer la dégénérescence de ces différents sous-niveaux.

Le temps de refroidissement typique est de l'ordre de quelques millisecondes et le jet atomique traverse la zone de refroidissement avec une vitesse d'environ 3 m/s. Par conséquent, on doit pouvoir réaliser ce type de refroidissement en continu avec des faisceaux lasers ayant quelques millimètres de diamètre.

Notre expérience se distingue des travaux précédents [37, 39, 40] pour les raisons suivantes. Tout d'abord, nous effectuons du refroidissement sideband *en mode continu* pour collimater un jet d'atomes froids. La température initiale du jet, à la sortie de notre source d'atomes froids, vaut environ 60 μK ce qui est bien plus élevé que dans les expériences pulsées où elle vaut 2-3 μK [37, 39, 40]. Ensuite, la profondeur des puits de potentiels vus par les atomes lorsqu'ils traversent la zone de collimation n'est pas constante à cause de la forme gaussienne des faisceaux lasers. Enfin, nous utilisons un réseau optique 2D qui combine symétrie, stabilité de phase et recyclage de puissance. Voir le paragraphe 7.3 pour les détails.

7.2 Etude du réseau optique

Dans ce paragraphe, nous désirons calculer les propriétés physiques du réseau optique que nous allons utiliser pour effectuer le refroidissement sideband. Nous calculerons successivement l'opérateur de déplacement lumineux, les potentiels diabatiques, la position des minimums, les fréquences de vibration, le couplage Raman, ainsi que le nombre d'états liés. Notez que la réalisation expérimentale de ce réseau est présentée dans le paragraphe 7.3. Toutefois, nous n'avons pas besoin de connaître tous ces détails pour effectuer les calculs, il suffit de connaître le champ électrique total.

7.2.1 Champ électrique total

Considérons la configuration constituée de quatre faisceaux laser polarisés linéairement qui se propagent dans le plan xy selon les axes x et y . Comme les faisceaux lasers ont tous la même fréquence ω_L ainsi que la même amplitude E , le champ électrique résultant peut s'écrire de la manière suivante

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{x}, t) = \text{Re} \left[E \vec{\epsilon}_L(\mathbf{x}) e^{-i\omega_L t} \right] \quad (7.1)$$

où $\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})$ désigne le vecteur de polarisation local donné par

$$\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) = \mathbf{n}_1 e^{iky} + \mathbf{n}_2 e^{-ikx} + \mathbf{n}_3 e^{ikx} + \mathbf{n}_4 e^{-iky} . \quad (7.2)$$

Dans la configuration optimale ($\alpha = \pi/8$ et $\beta = 0$, voir le paragraphe 7.3 pour les détails) les vecteurs de polarisation $\mathbf{n}_i$ sont donnés par

$$\mathbf{n}_1 = (\mathbf{e}_z - \mathbf{e}_x)/\sqrt{2} \quad (7.3)$$

$$\mathbf{n}_2 = (\mathbf{e}_z - \mathbf{e}_y)/\sqrt{2} \quad (7.4)$$

$$\mathbf{n}_3 = (\mathbf{e}_z + \mathbf{e}_y)/\sqrt{2} \quad (7.5)$$

$$\mathbf{n}_4 = (\mathbf{e}_z + \mathbf{e}_x)/\sqrt{2} . \quad (7.6)$$

En insérant ces vecteurs dans l'expression (7.2) du vecteur de polarisation local, on obtient :

$$\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) = \sqrt{2} [i \sin(ky) \mathbf{e}_x + i \sin(kx) \mathbf{e}_y + (\cos(kx) + \cos(ky)) \mathbf{e}_z] . \quad (7.7)$$

7.2.2 Opérateur de déplacement lumineux

Nous désirons calculer les déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental $F = 3$. Comme la fréquence ω_L des faisceaux laser est très désaccordée dans le rouge des transition $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ de la raie D₂ du césium, nous pouvons utiliser l'expression (2.10) de l'opérateur de déplacement lumineux qui est donnée dans le paragraphe 2.1.4. Dans notre situation, $F = 3$, donc $g(F) = -1/4$, et l'expression (2.10) devient :

$$\hat{U}_F(\mathbf{x}) = -\frac{2}{3} U_s |\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})|^2 \hat{I} - \frac{i}{12} U_s [\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})^* \times \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})] \cdot \hbar^{-1} \hat{\mathbf{F}} \quad (7.8)$$

où $\hat{\mathbf{F}}$ est l'opérateur de moment cinétique et $U_s = -AI/\Delta$ est le déplacement lumineux provoqué par un seul faisceau laser d'intensité I et de désaccord $\Delta = \omega_L - \omega_{F, F'_{max}}$ (voir l'équation (2.14)). La constante A est donnée par $A = \hbar \Gamma^2 / (8I_s)$ où Γ est la largeur naturelle de la transition et I_s est l'intensité saturante. Il est pratique d'exprimer les déplacements lumineux en termes de l'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k^2 / (2M)$. En utilisant les valeurs numériques données dans la table 2.1, on obtient $A/E_r \approx 1.54 \text{ GHz}/(\text{mWcm}^{-2})$.

Rappelons que le premier terme de l'expression (7.8) est un scalaire qui décrit un déplacement lumineux identique pour tous les sous-niveaux Zeeman, alors que le deuxième terme agit comme un champ magnétique effectif d'amplitude et de direction donnés par le vecteur $i [\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})^* \times \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})]$. Calculons explicitement ces deux termes pour notre configuration expérimentale. En utilisant l'expression (7.7), on obtient pour le premier terme :

$$\begin{aligned} U_J(\mathbf{x}) &= -\frac{2}{3} U_s |\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})|^2 \\ &= -\frac{8}{3} U_s [1 + \cos(kx) \cos(ky)] \end{aligned} \quad (7.9)$$

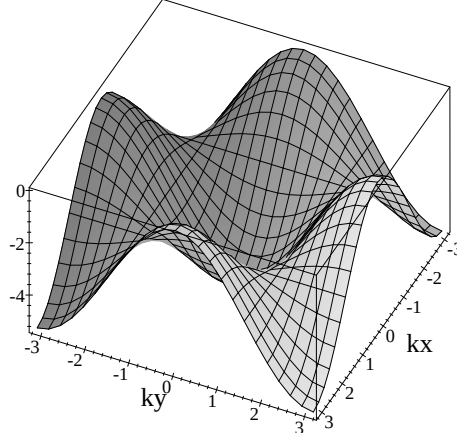


Fig. 7.2: Dépendance spatiale de la partie scalaire de l'opérateur de déplacement lumineux. Nous avons représenté $U_J(x, y)/U_s$ (équation (7.9)) sur le domaine qui correspond à un puits de potentiel, $-\pi < kx < +\pi$ et $-\pi < ky < +\pi$.

et pour le champ magnétique effectif :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{x}) &= -\frac{i}{12}U_s [\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})^* \times \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})] \\
 &= -\frac{1}{3}U_s [\cos(kx) + \cos(ky)] \\
 &\quad \times [\mathbf{e}_x \sin(kx) + \mathbf{e}_y \sin(ky)]
 \end{aligned} \tag{7.10}$$

Nous avons représenté graphiquement ces deux parties de l'opérateur de déplacement lumineux dans les figures 7.2 et 7.3. La figure 7.2 montre que le minimum du puits de potentiel se trouve à l'origine, et la figure 7.3 montre que la partie vectorielle est impaire, ce qui fournit le couplage Raman entre niveaux vibrationnels adjacents $|n - n'| = 1$.

7.2.3 Potentiels diabatiques

Nous avons vu au paragraphe 2.1.2 que le potentiel diabatique du sous-niveau Zeeman $|F, m\rangle$ est l'élément de matrice $U_{m,m}(\mathbf{x}) = \langle F, m | \hat{U}(\mathbf{x}) | F, m \rangle$ de l'opérateur de déplacement lumineux. Autrement-dit, pour obtenir les potentiels diabatiques, il faut choisir un axe de quantification, écrire l'opérateur $\hat{U}_F(\mathbf{x})$ sous forme matricielle, et considérer les éléments qui se trouvent sur la diagonale. Dans notre expérience, l'axe de quantification est donné par le champ magnétique statique qui est orienté selon Oy. Dès lors, la partie

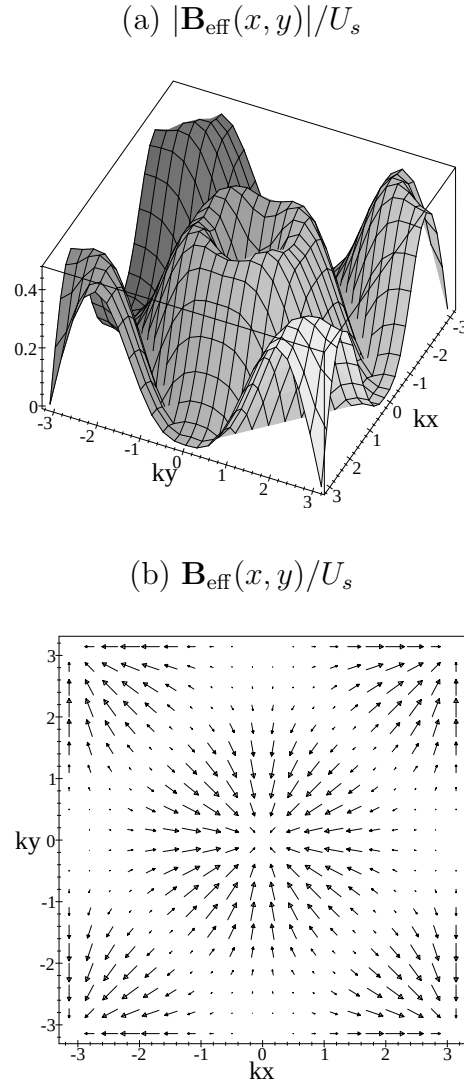


Fig. 7.3: Dépendance spatiale de la partie vectorielle de l'opérateur de déplacement lumineux sur le domaine qui correspond à un puits de potentiel, $-\pi < kx < +\pi$ et $-\pi < ky < +\pi$. (a) Graphe de la norme du champ de vecteur $\mathbf{B}_{\text{eff}}(x, y)/U_s$ (équation (7.10)) en fonction de kx et ky . (b) Graphe de la direction du champ de vecteur $\mathbf{B}_{\text{eff}}(x, y)/U_s$ (équation (7.10)) en fonction de kx et ky . Remarquez que $\mathbf{B}_{\text{eff}}(x, y)$ est impaire, ce qui fournit le couplage Raman entre niveaux vibrationnels adjacents.

diagonale de l'opérateur de déplacement lumineux (7.8) s'écrit

$$\begin{aligned}\hat{U}^{(diag)}(\mathbf{x}) &= -\frac{8}{3}U_s[1 + \cos(kx)\cos(ky)] \\ &\quad -\frac{1}{3}U_s\sin(ky)[\cos(kx) + \cos(ky)]\hbar^{-1}\hat{F}_y, \quad (7.11)\end{aligned}$$

elle définit les $2F + 1 = 7$ potentiels diabatiques différents pour les sous-niveaux Zeeman de l'état $F = 3$:

$$\begin{aligned}U_{m,m}(\mathbf{x}) &= -\frac{8}{3}U_s[1 + \cos(kx)\cos(ky)] \\ &\quad -\frac{m}{3}U_s\sin(ky)[\cos(kx) + \cos(ky)]. \quad (7.12)\end{aligned}$$

On constate ainsi que l'atome voit des potentiels optiques différents suivant le sous-niveaux Zeeman dans lequel il se trouve.

7.2.4 Fréquences de vibration

Pour obtenir les fréquences de vibration Ω_{vib_x} et Ω_{vib_y} de l'atome dans les puits de potentiel, il faut calculer l'approximation harmonique du potentiel diabatique $U_{m,m}(x, y)$ au voisinage de son minimum. Commençons par calculer la position du minimum en résolvant $\vec{\nabla}U_{m,m}(x_0, y_0) = 0$. Les valeurs de x_0 et y_0 que nous avons obtenues pour les différents sous-niveaux Zeeman sont reportées dans le tableau 7.1. Nous avons aussi reporté $U_{m,m}(x_0, y_0)$ qui donne la profondeur des puits de potentiel. Ensuite, nous calculons l'approximation harmonique des potentiels diabatiques en procédant à un développement en série de Taylor à l'ordre deux autour de (x_0, y_0) :

$$\begin{aligned}U_{m,m}(x, y) \approx U_{m,m}(x_0, y_0) &+ \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}U_{m,m}(x_0, y_0)(x - x_0)^2 \\ &+ \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}U_{m,m}(x_0, y_0)(y - y_0)^2 \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}U_{m,m}(x_0, y_0)(x - x_0)(y - y_0)\end{aligned} \quad (7.13)$$

Enfin, nous calculons la fréquence de vibration selon x en identifiant le terme quadratique en $(x - x_0)$ avec le potentiel harmonique $\frac{1}{2}M\Omega_{\text{vib}_x}^2(x - x_0)^2$, et il en va de même selon y . Les résultats que nous avons obtenus sont reportées dans le tableau 7.1. On constate que les fréquences de vibration dépendent du sous-niveau Zeeman, et qu'elles ne sont pas les mêmes selon x et selon y . Toutefois, leur variation n'est pas significative, elle ne dépasse pas 30%.

Pour terminer, donnons un exemple numérique qui correspond aux conditions expérimentales moyennes. Pour $I = 100 \text{ mWcm}^{-2}$ et $\Delta = -2\pi \times 9 \text{ GHz}$,

Tab. 7.1: Propriétés des potentiels diabatiques $U_{m,m}(x, y)$ correspondants aux différents sous-niveaux Zeeman de l'état $F = 3$. Pour toutes les valeurs de m , nous avons reporté successivement la position du minimum, la profondeur des puits, et les fréquences de vibration selon x et y . Rappelons que U_s représente le déplacement lumineux provoqué par un seul faisceau laser d'intensité I et de désaccord Δ . En pratique, nous avons montré dans la section 2.1.4 que $U_s = -A \frac{I}{\Delta} \approx -1.54 E_r \frac{I[\text{mWcm}^{-2}]}{\Delta[\text{GHz}]}$ où E_r est l'énergie de recul.

m	kx_0	ky_0	$U_{m,m}(x_0, y_0)$	$\hbar\Omega_{\text{vib}_x}$	$\hbar\Omega_{\text{vib}_y}$
-3	0	+0.531	$-5.9 U_s$	$2.37\sqrt{U_s E_r}$	$3.02\sqrt{U_s E_r}$
-2	0	+0.411	$-5.6 U_s$	$2.33\sqrt{U_s E_r}$	$2.72\sqrt{U_s E_r}$
-1	0	+0.235	$-5.4 U_s$	$2.31\sqrt{U_s E_r}$	$2.44\sqrt{U_s E_r}$
0	0	0	$-\frac{16}{3} U_s$	$\frac{4}{\sqrt{3}}\sqrt{U_s E_r}$	$\frac{4}{\sqrt{3}}\sqrt{U_s E_r}$
+1	0	-0.235	$-5.4 U_s$	$2.31\sqrt{U_s E_r}$	$2.44\sqrt{U_s E_r}$
+2	0	-0.411	$-5.6 U_s$	$2.33\sqrt{U_s E_r}$	$2.72\sqrt{U_s E_r}$
+3	0	-0.531	$-5.9 U_s$	$2.37\sqrt{U_s E_r}$	$3.02\sqrt{U_s E_r}$

on obtient $U_s \approx 17 E_r$ et $\sqrt{U_s E_r} \approx 4.1 E_r$. Par conséquent, pour $m = 0$, les fréquences de vibration valent $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 20$ kHz, la profondeur des puits de potentiel vaut $U_{m,m}(x_0, y_0) \approx 91 E_r$, et il y a environ 9 états liés. Notez encore que pour $m = +3$, les fréquences de vibration valent $\Omega_{\text{vib}_x} \approx 2\pi \times 20$ kHz et $\Omega_{\text{vib}_y} \approx 2\pi \times 26$ kHz, soit $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 23$ kHz en moyenne.

7.2.5 Couplage Raman

Nous avons vu au paragraphe 2.1.3 que le couplage Raman entre sous-niveaux Zeeman adjacents est produit par les éléments hors diagonale de l'opérateur de déplacement lumineux. Avec l'axe de quantification orienté selon Oy, la partie non-diagonale de l'opérateur de déplacement lumineux (7.8) est donnée par :

$$\hat{U}^{(R)}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{3} U_s \sin(kx) [\cos(kx) + \cos(ky)] \hbar^{-1} \hat{F}_x . \quad (7.14)$$

Pour le refroidissement sideband Raman dégénéré, on s'intéresse au couplages suivants :

$$U_R^{23} = \langle F=3, m_F=2, n-1 | \hat{U}^{(R)}(\mathbf{x}) | F=3, m_F=3, n \rangle_{|x_0, y_0} \quad (7.15)$$

$$U_R^{12} = \langle F=3, m_F=1, n-1 | \hat{U}^{(R)}(\mathbf{x}) | F=3, m_F=2, n \rangle_{|x_0, y_0} . \quad (7.16)$$

Commençons par calculer U_R^{23} . En remplaçant $\hat{U}^{(R)}(\mathbf{x})$ par son expression (7.14) on obtient :

$$\begin{aligned} U_R^{23} &= -\frac{1}{3} U_s \langle n-1 | \sin(kx)(\cos(kx) + \cos(ky)) | n \rangle_{|x_0, y_0} \\ &\quad \times \hbar^{-1} \langle F=3, m_F=2 | \hat{F}_x | F=3, m_F=3 \rangle \\ &\approx -\frac{1}{3} U_s (\cos(kx_0) + \cos(ky_0)) \langle n-1 | k\hat{x} | n \rangle \\ &\quad \times \hbar^{-1} \langle F=3, m_F=2 | \hat{F}_x | F=3, m_F=3 \rangle. \end{aligned} \quad (7.17)$$

où nous avons développé $\sin(kx)(\cos(kx) + \cos(ky))$ en série de Taylor autour de (x_0, y_0) et nous n'avons retenu que le terme en x . Cette approximation est justifiée, d'une part parce que les états $|n\rangle$ et $|n-1\rangle$ ne sont couplés que par les puissances impaires de x , et d'autre part parce que les termes d'ordre supérieur à un sont négligeables dans le régime de Lamb-Dicke. On voit ainsi que le couplage Raman U_R^{23} est le produit de deux éléments de matrice qui correspondent aux degrés de liberté externes et internes des atomes. Ces éléments de matrice sont calculés dans la plupart des livres de mécanique quantique. Par exemple dans [72] on trouve que :

$$\langle n-1 | k\hat{x} | n \rangle = k \sqrt{\frac{n\hbar}{2M\Omega_{\text{vib}}}} = \sqrt{\frac{nE_r}{\hbar\Omega_{\text{vib}}}} \quad (7.18)$$

et

$$\langle F=3, m_F=2 | \hat{F}_x | F=3, m_F=3 \rangle = \hbar \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (7.19)$$

Finalement, on obtient l'expression suivante pour le couplage Raman U_R^{23} :

$$U_R^{23} = -\frac{1}{3} U_s (\cos(kx_0) + \cos(ky_0)) \sqrt{\frac{3n}{2}} \sqrt{\frac{E_r}{\hbar\Omega_{\text{vib}}}} \quad (7.20)$$

et en procédant de la même façon pour U_R^{12} , on obtient :

$$U_R^{12} = -\frac{1}{3} U_s (\cos(kx_0) + \cos(ky_0)) \sqrt{\frac{5n}{2}} \sqrt{\frac{E_r}{\hbar\Omega_{\text{vib}}}} \quad (7.21)$$

Terminons ce paragraphe en faisant le calcul des couplages pour notre application numérique, celle qui correspond aux conditions expérimentales moyennes. Pour $I = 100 \text{ mWcm}^{-2}$ et $\Delta = -2\pi \times 9 \text{ GHz}$, on obtient $U_s \approx 17E_r$ et $\sqrt{U_s E_r} \approx 4.1E_r$. Les positions des minimums ainsi que les fréquences de vibration sont données dans le tableau 7.1. Lorsque l'atome est dans l'état $m_F = 3$, on a $kx_0 = 0$, $ky_0 = -0.531$ et $\hbar\Omega_{\text{vib}_x} = 2.37\sqrt{U_s E_r} \approx 9.7E_r$. Par conséquent, pour $n = 1$, on a $U_R^{23} \approx -4E_r \approx 2\pi \times 8 \text{ kHz}$. Lorsque l'atome est dans l'état $m_F = 2$, on a $kx_0 = 0$, $ky_0 = -0.411$ et $\hbar\Omega_{\text{vib}_x} = 2.33\sqrt{U_s E_r} \approx 9.5E_r$. Par conséquent, pour $n = 1$, on a $U_R^{23} \approx -6E_r \approx 2\pi \times 12 \text{ kHz}$.

7.2.6 Taux de diffusion des photons du réseau optique

Le réseau optique est fortement désaccordé pour limiter le réchauffement par diffusion de photons. Vérifions par calcul que le taux de diffusion des photons du réseau optique est négligeable pour un désaccord $\Delta = -2\pi \times 9$ GHz et une intensité $I = 100$ mWcm⁻². Dans le cas d'un système à deux niveaux, le taux de diffusion est donné par (voir par exemple [1]) :

$$\gamma_p = \frac{s_0 \Gamma/2}{1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (7.22)$$

où $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ est le paramètre de saturation et $I_{\text{sat}} = 1.1$ mW/cm² est l'intensité saturante. Pour l'atome de césium, il faut tenir compte de tous les sous-niveaux hyperfins de l'état excité. L'intensité saturante moyenne pour la transition $g \rightarrow e'$ est donnée par $\bar{I}_{\text{sat}} = I_{\text{sat}}/w_{ge'}$ où les rapports de branchement en absorption $w_{ge'}$ sont donnés dans le tableau A.4. Dans le cas d'un grand désaccord (limite de faible saturation) et en sommant sur toutes les transitions permises depuis $F = 3$, on obtient l'approximation suivante :

$$\gamma_p^{\text{lattice}} \approx \frac{\Gamma^3}{8\Delta^2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \sum_{F'=2,3,4} w_{ge'} \quad (7.23)$$

ce qui donne $\gamma_p^{\text{lattice}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \Gamma \approx 2\pi \times 16$ Hz dans nos conditions expérimentales. Etant donné que le temps de transit des atomes dans la zone de collimation est de quelques millisecondes, on peut conclure que la diffusion des photons du réseau optique est négligeable.

7.2.7 Discussion

Nous avons reporté tous les résultats de notre application numérique, celle qui correspond aux conditions expérimentales moyennes, dans le tableau 7.2.

On constate que les fréquences de vibration sont comparables au couplages Raman. Par conséquent, le refroidissement est dans le régime de couplage Raman fort et l'image physique des articles [37, 18] n'est pas applicable à notre situation. En particulier, les transitions Raman perturbent la structure des niveaux d'énergie, en introduisant une déformation du potentiel scalaire. Autrement dit, les potentiels adiabatiques diffèrent de façon significative des potentiels scalaires. D'autre part, le taux de diffusion des photons du réseau optique est suffisamment faible pour qu'on puisse négliger le réchauffement qu'il provoque.

Avant de terminer cette discussion, il est intéressant de calculer le taux de pompage optique pour le comparer au couplage Raman et aux fréquences de vibration. L'intensité du faisceau pompe est en moyenne de $I_{\text{pompe}} = 0.3$ mW/cm² et son désaccord par rapport à la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$

Tab. 7.2: Résumé des propriétés du réseau optique que nous avons calculées pour nos conditions expérimentales moyennes.

Intensité	$I = 100 \text{ mWcm}^{-2}$
Désaccord	$\Delta = -2\pi \times 9 \text{ GHz}$
Light-shift pour un faisceau	$U_s \approx 17E_r$
Fréquences de vibration	$\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 20 \text{ kHz}$
Profondeur des puits de potentiel	$U_{m,m}(x_0, y_0) \approx 91E_r$
Nombre de niveaux piégés	$N_{\text{trap}} = 9$
Couplage Raman 23	$U_R^{23} \approx 2\pi \times 8 \text{ kHz}$
Couplage Raman 12	$U_R^{12} \approx 2\pi \times 12 \text{ kHz}$
Taux de diffusion des photons du réseau optique	$\gamma_p^{\text{lattice}} \approx 2\pi \times 16 \text{ Hz}$

vaut environ $\Delta_{\text{pompe}} \approx \Gamma$. Le taux de diffusion correspondant γ_p^{pompe} est donné par l'équation (7.22) avec $s_0 = I/(21I_{\text{sat}})$ pour la transition $F=3, m_F=1 \rightarrow F'=2, m_{F'}=2$. En insérant ces valeurs numériques, on obtient $\gamma_p^{\text{pompe}} \approx 2\pi \times 7 \text{ kHz}$. En comparant γ_p^{pompe} aux fréquences de vibration, on constate que les niveaux de vibration sont très élargis, mais qu'ils ne se chevauchent pas. D'autre part, en comparant γ_p^{pompe} au couplage Raman, on constate qu'ils sont du même ordre de grandeur, donc ni l'un ni l'autre ne limite la vitesse des cycles de refroidissement. On peut estimer la durée d'un cycle en sommant l'inverse de ces fréquences, on obtient approximativement 0.3 ms. Ceci signifie qu'il peut y avoir une dizaine de cycles durant le transit des atomes dans la zone de collimation, ce qui est juste suffisant pour atteindre le niveau fondamental.

7.3 Dispositif expérimental

Le schéma de principe de l'expérience est représenté sur le diagramme de la figure 7.4(a). La source du jet continu d'atomes froids a été décrite en détail dans [43]. C'est une mélasse optique chargée par une vapeur thermique de césium $p = 10^{-8} \text{ mbar}$. Les atomes sont refroidis puis éjectés vers le haut par la technique de la mélasse mouvante. On obtient ainsi un jet d'atomes de césium avec un flux de quelques 10^8 at/s , une température comprise entre 50 et 100 μK et une vitesse ajustable proche de 4 m/s [43].

La collimation est effectuée 22 cm au-dessus de la source dans un plan incliné à 3° par rapport à l'horizontale. Après la collimation les atomes effectuent un vol parabolique de 0.57 s jusqu'à la détection. La figure 7.4(b) montre la géométrie des faisceaux lasers dans le plan de collimation. Nous avons choisi un schéma proposé par A.Rauschenbeutel et al. [9] pour obtenir

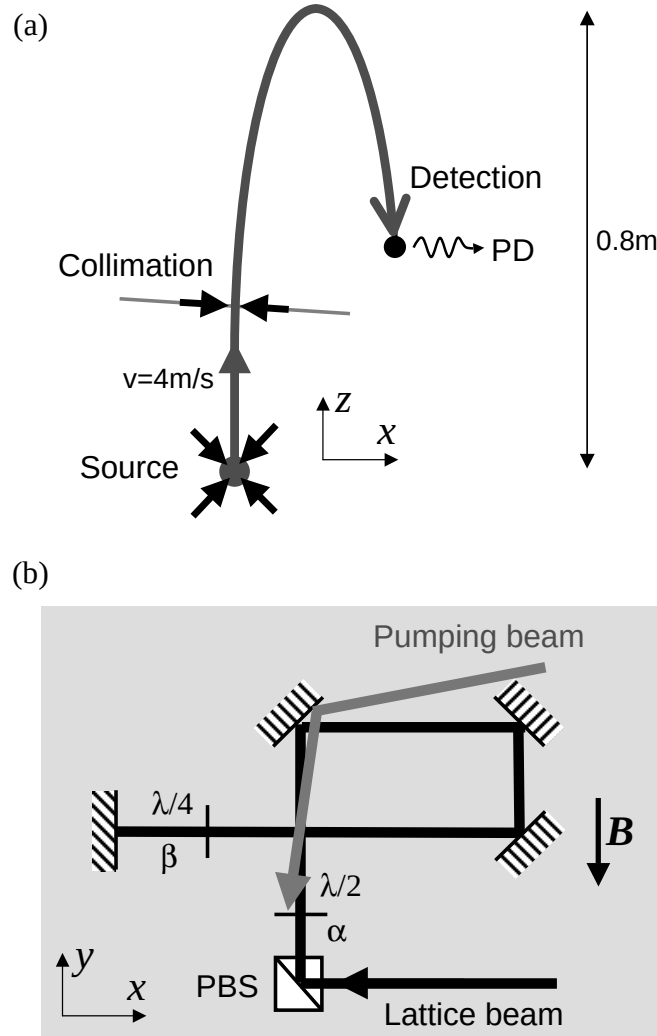


Fig. 7.4: Schéma de l'expérience. (a) Plan vertical. La source du jet continu d'atomes froids est une mélasse mouvante constituée de six faisceaux laser, dont quatre seulement sont représentés dans le plan vertical. Elle décrite en détail dans [43]. Le plan de collimation est légèrement incliné, d'environ 3° , pour que les atomes parviennent à la détection après un vol parabolique. PD : photo-détecteur. (b) Géométrie des faisceaux dans le plan de collimation. PBS : cube séparateur de polarisations. $\lambda/2$: lame demi-onde avec axe lent faisant un angle α par rapport à l'axe Oz . $\lambda/4$: lame quart d'onde avec axe lent faisant un angle β par rapport à l'axe Oz . La polarisation initiale du faisceau laser du réseau optique est verticale. Voir le texte pour les détails.

un réseau optique 2D intrinsèquement stable² tout en recyclant la lumière pour avoir l'intensité lumineuse la plus élevée possible. Notez que la stabilité du réseau optique est évidente dès que l'on prend conscience qu'il s'agit d'un réseau unidimensionnel que l'on a replié pour qu'il se superpose à lui-même. Toutefois, nous n'en dirons pas plus car nous avons discuté de façon détaillée des critères de stabilité au chapitre 2. La polarisation des quatre faisceaux laser du réseau optique est linéaire. La lame demi-onde qui se trouve après le cube polarisant tourne la polarisation pour qu'elle fasse un angle de 2α par rapport à sa direction initiale Oz. La lame quart d'onde, avec $\beta = 0$, inverse cet angle de sorte que le faisceau rétro-réfléchi ait une polarisation linéaire faisant un angle -2α avec l'axe Oz. Le faisceau pompeur et le champ magnétique sont aussi dans le plan de collimation. Le faisceau pompeur fait un angle d'environ 5° par rapport au réseau optique (cet angle est imposé par l'accès au système à vide). Le champ magnétique, qui détermine l'axe de quantification, est presque aligné selon Oy. Une petite composante Ox est ajoutée pour ajuster la composante π du faisceau pompeur qui est presque entièrement σ^+ . Finalement, l'ellipticité du faisceau pompeur est optimisée pour annuler la composante σ^- . En effet une petite composante σ^- conduit à des cycles de réchauffement, qui sont exactement l'inverse des cycles de refroidissement, comme on peut s'en convaincre en regardant la figure 7.1. L'effet de ce dernier ajustement sur la composante π de la polarisation est négligeable.

Le laser du réseau optique peut être accordé sur la transition $F=4 \rightarrow F'=3$ ou $F=4 \rightarrow F'=4$. C'est un faisceau gaussien d'écart type $\sigma = 2.84$ mm (waist $w = 5.68$ mm) tronqué à $r = 9$ mm à l'aide d'un diaphragme. Il a une puissance totale de 190 mW ce qui fait une intensité au centre de 380 mW/cm². Le faisceau laser pompe possède les mêmes caractéristiques géométriques avec une puissance typique de l'ordre de 0.6 mW. Il est accordé quelques MHz dans le bleu de la transition $F=3 \rightarrow F'=2$.

Après la collimation, les atomes effectuent un vol parabolique de 0.57 s avant de parvenir à la zone de détection. Nous détectons le jet atomique par fluorescence à l'aide d'un faisceau laser sonde rétro-réfléchi aligné selon Oy. Son diamètre est de 2 mm, son intensité est proche de l'intensité saturante et il est accordé sur la transition cyclante $F=4 \rightarrow F'=5$. Un repompeur $F=3 \rightarrow F'=4$ permet de détecter aussi bien les atomes dans l'état fondamental $F=3$ que ceux dans l'état $F=4$. Pour plus de détails sur le système de détection, ainsi que sur les mesures de flux et de température, voir le chapitre 5.

²On dit que le réseau est intrinsèquement stable si le seul effet d'un changement de phase de l'un ou l'autre des faisceaux laser, dû par exemple à la vibration d'un miroir, est de déplacer le réseau optique.

7.4 Étude expérimentale du lien entre le refroidissement sideband et la présence d'un état noir

La présence d'un état noir ainsi que l'étroite relation entre le champ magnétique et la polarisation du faisceau pompe sont des propriétés caractéristiques du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Ainsi nous avons décidé de commencer notre étude en explorant diverses situations pour lesquelles le refroidissement sideband Raman dégénéré a lieu. Nous avons procédé de la manière suivante. Pour différentes configurations du champ magnétique et de la polarisation du faisceau pompe, nous avons balayé la fréquence du laser pompe et nous avons enregistré le signal de fluorescence à la détection au centre du jet atomique. Les résultats sont présentés dans la figure 7.5. Sur ces graphes, la collimation se manifeste par un pic positif. Toutefois, il n'y a pas de corrélation directe entre la taille du pic et la température transverse. En particulier, un grand pic ne signifie pas forcément une température très basse et un creux n'implique pas une température élevée (ceci sera clarifié plus tard). Les pics nous aident à identifier les fréquences intéressantes et ensuite il faut asservir le laser pompe sur ces pics pour mesurer la température transverse.

Situation de pompage σ^+ avec état noir $|F = 3, m_F = 3, n = 0\rangle$ La première situation que nous avons étudié est la configuration décrite dans le paragraphe 7.1 c'est-à-dire que la polarisation du faisceau pompe est σ^+ et que le champ magnétique est presque parallèle au vecteur d'onde du faisceau pompe. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le graphe (a) de la figure 7.5. On observe des pics de collimation dûs au refroidissement sideband sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$ et $F = 3 \rightarrow F' = 3$ mais pas sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Ceci est consistant avec le fait qu'il y a un état noir $|F = 3, m_F = 3, 0\rangle$ sur les deux premières transitions mais pas sur la troisième. Notez aussi que le pic 32' est deux fois plus grand que le pic 33', ce qui peut s'expliquer par la conjonction de plusieurs mécanismes. La raison principale est que la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ est ouverte, de sorte que les atomes sont dé pompés vers le niveau fondamental $F = 4$ où ils interagissent fortement avec le réseau optique, ce qui les réchauffe. D'ailleurs, ceci devient évident lorsque l'intensité de la pompe est plus élevée, voir la figure 7.6 et la discussion du paragraphe 7.5. Notez qu'il est aussi possible que les atomes soient poussés hors du volume de collimation par la pression de radiation du faisceau pompe avant qu'ils ne soient piégés dans les puits de potentiel. Un autre effet qui pourrait expliquer la différence d'efficacité du refroidissement sideband sur les transitions 32' et 33' est qu'il n'y a qu'un pompage pour deux transitions Raman sur la 32' alors qu'il y a un pompage

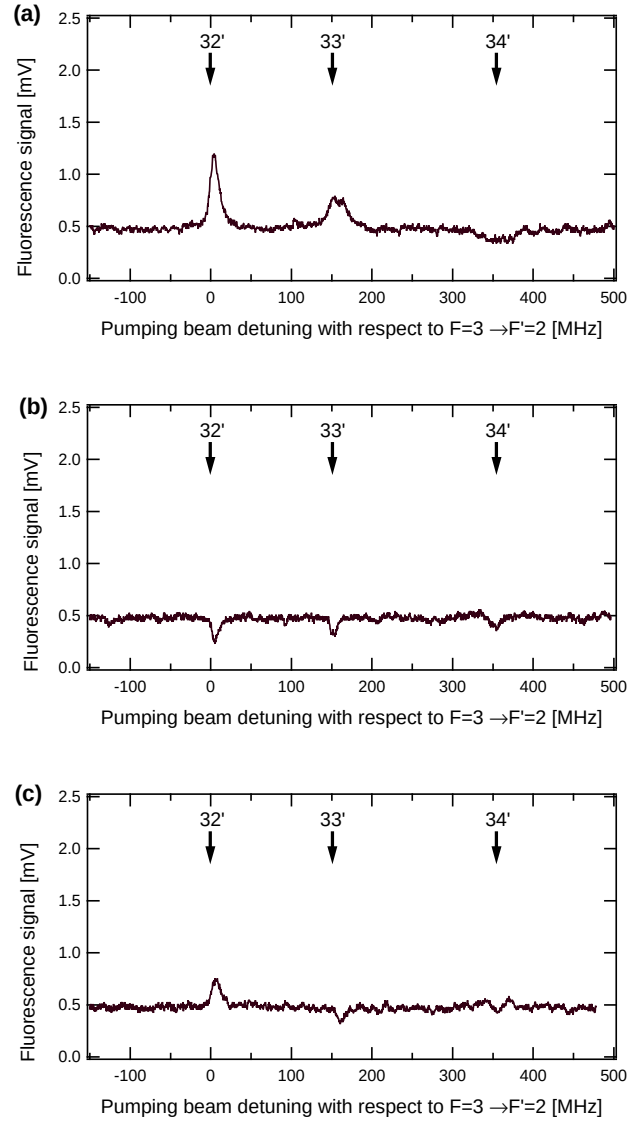


Fig. 7.5: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe. Nous avons obtenu ces graphes en balayant la fréquence du laser pompe sur toutes les transitions $F=3 \rightarrow F'$ de la ligne D_2 du césium en 20 secondes. Nous avons exploré trois configurations différentes. Pour le graphe (a) nous avons adopté la configuration décrite dans le paragraphe 7.1, la polarisation du faisceau pompe est σ^+ et le champ magnétique B est presque parallèle au faisceau pompe, $B = 150$ mG. Pour le graphe (b), nous avons changé la polarisation du faisceau pompe, elle est linéaire et dirigée selon Oz, par contre le champ magnétique B est toujours presque parallèle au faisceau pompe. Pour le graphe (c), la polarisation du faisceau pompe est linéaire alignée selon Oz et le champ magnétique B est aussi aligné selon Oz, $B = 200$ mG. Autres conditions communes aux trois graphes : $\alpha = 22.5^\circ$, réseau optique asservi sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, puissance du réseau optique 190 mW et puissance de la pompe $20 \mu\text{W}$. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

pour chaque transition Raman sur la $33'$. Ceci a deux conséquences. Tout d'abord, pour un même taux de pompage optique, le taux de transitions Raman (ce qui produit le refroidissement) serait plus élevé sur la transition $32'$ que sur la $33'$. Mais, en pratique c'est l'inverse qui se produit car le taux de pompage optique est plus grand sur la transition $33'$. En effet, une estimation simple³ du taux de transitions Raman donne 2 kHz pour la transition $32'$ et 3 kHz pour la $33'$. Ensuite, le taux d'émissions spontanées avec recul (ce qui produit le réchauffement) est plus faible sur la transition $32'$ que sur la $33'$. En effet, la même estimation simple donne 1 kHz (car il y a un recul par cycle) pour la transition $32'$ et 3 kHz pour la $33'$. Toutefois, l'énergie de recul est environ dix fois plus petite que le quantum de vibration, donc cet effet n'est pas très important, il ne suffit pas à expliquer la différence d'efficacité du refroidissement sideband.

Situation sans état noir La deuxième situation que nous avons considéré est la suivante. La polarisation du faisceau pompe est linéaire alignée selon Oz et le champ magnétique est presque parallèle au faisceau pompe (Oy). Dans ce cas, la polarisation du faisceau pompe est une superposition de σ^+ et de σ^- . Par conséquent, il n'y a pas d'état noir et nous n'attendons pas de collimation due au refroidissement sideband. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le graphe (b) de la figure 7.5. Comme prévu, il n'y a pas de pics de collimation. Bien au contraire, on observe de petits creux sur chacune des transitions $F = 3 \rightarrow F'$, ce qui s'explique de la manière suivante. La présence de la composante de polarisation σ^- dans le faisceau pompe conduit à des cycles de réchauffement, qui sont exactement l'opposé des cycles de refroidissement, comme on peut s'en convaincre en contemplant le schéma de la figure 7.1.

Situation de pompage π avec état noir $|F = 3, m_F = \pm 3, n = 0\rangle$ Dans la dernière situation, la polarisation du faisceau pompe est linéaire alignée selon Oz et le champ magnétique est aussi aligné selon Oz. Ce cas correspond à du pompage π . Toutefois, à cause de l'effet combiné du pompage optique et des transitions Raman dégénérées, il n'y a qu'un état noir possible, à savoir lorsque le laser pompe est sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Cet état noir est

³Il faut commencer par calculer le taux de pompage optique en utilisant l'équation (7.22). L'intensité du faisceau pompe est en moyenne de $I_{\text{pompe}} = 0.010 \text{ mW/cm}^2$ et son désaccord est pratiquement nul. Pour la transition $32'$, on a $s_0 = I/(21I_{\text{sat}})$ et par conséquent $\gamma_p^{\text{pompe}}(32') \approx 2\pi \times 1.2 \text{ kHz}$. Pour la transition $33'$, on a $s_0 = 3I/(16I_{\text{sat}})$ et par conséquent $\gamma_p^{\text{pompe}}(33') \approx 2\pi \times 4.5 \text{ kHz}$. Les couplages Raman sont donnés dans le tableau 7.2, ils valent $U_R^{23} \approx 2\pi \times 8 \text{ kHz}$ et $U_R^{12} \approx 2\pi \times 12 \text{ kHz}$. Finalement, on peut estimer la durée d'un cycle en sommant les durées des transitions qui le composent, on obtient approximativement 1 ms pour la transition $32'$ et 0.35 ms pour la $33'$. Les taux de transitions Raman correspondants valent donc 2 kHz pour la transition $32'$ (car il y a deux transitions Raman par cycle) et 3 kHz pour la $33'$.

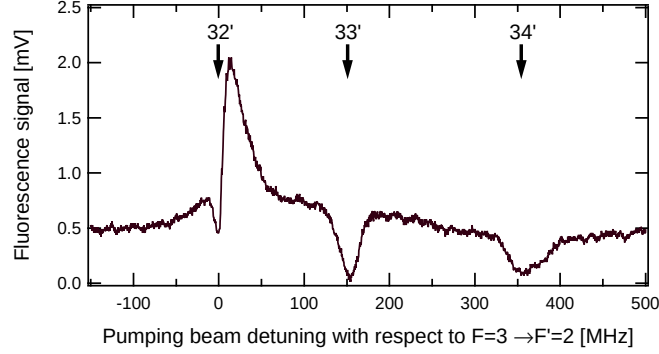


Fig. 7.6: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe. Nous avons obtenu ce graphe en balayant la fréquence du laser pompe sur toutes les transitions $F=3 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium en 20 secondes. La polarisation du faisceau pompe est σ^+ et le champ magnétique B est presque parallèle au faisceau pompe, comme décrit dans le paragraphe 7.1. Autres conditions : $\alpha = 22.5^\circ$, réseau optique asservi sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, $B = 60$ mG, puissance du réseau optique 190 mW et puissance de la pompe 0.6 mW. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

$|F = 3, m_F = +3, n = 0\rangle$ lorsque $B_z > 0$ et $|F = 3, m_F = -3, n = 0\rangle$ lorsque $B_z < 0$. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le graphe (c) de la figure 7.5. Comme prévu, il y a un pic de collimation sur la transition $F=3 \rightarrow F'=2$ mais pas sur les autres transitions.

7.5 Refroidissement sideband efficace : schéma à deux transitions Raman de S.Chu

Dans les trois graphes de la figure 7.5, nous voulions mettre en évidence les effets liés au pompage Zeeman dans le niveau fondamental $F=3$. C'est pour cette raison que nous avons utilisé une puissance aussi faible que possible pour le faisceau pompe de sorte à limiter le pompage hyperfin vers l'état fondamental $F=4$. Toutefois, pour que le refroidissement sideband soit efficace, il faut augmenter l'intensité du faisceau pompe. Par conséquent, nous avons répété la mesure de la figure 7.5(a) mais avec une puissance plus élevée du faisceau pompe (0.6 mW) et les résultats expérimentaux sont présentés dans la figure 7.6. Sur les deux transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ nous observons de larges creux car les atomes sont pompés vers le niveau hyperfin fondamental $F=4$ où ils sont réchauffés par la lumière très intense du réseau optique. Le creux 34' est plus large que le creux 33' à cause de l'élargissement radiatif provoqué par le réseau optique qui est asservi sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$. Nous observons un grand pic de refroidissement sideband du côté bleu de la

transition $F=3 \rightarrow F'=2$ ainsi qu'un creux plus étroit du côté rouge. Notez que le creux est dû à des cycles de réchauffement mais ceci sera expliqué avec plus de détails dans le paragraphe suivant.

7.6 Étude expérimentale du schéma à deux transitions Raman de S.Chu

Pour la suite, nous allons nous concentrer sur la première situation, celle où la polarisation du faisceau pompe est σ^+ et le champ magnétique presque parallèle au faisceau pompe, comme décrit dans le paragraphe 7.1. C'est la situation pour laquelle nous avons observé le plus grand pic de refroidissement sideband lorsque le faisceau pompe est du côté bleu de la transition $F=3 \rightarrow F'=2$, voir la figure 7.6. Dans cette situation, nous avons étudié le rôle des paramètres des lasers ainsi que du champ magnétique, de sorte à déterminer l'optimum en termes de flux et de température.

7.6.1 Rôle du champ magnétique

Commençons par étudier le rôle du champ magnétique. En théorie la valeur du champ magnétique doit être ajustée de sorte à provoquer un déplacement entre sous-niveaux Zeeman voisins qui corresponde à la distance entre niveaux vibrationnels dans les puits de potentiels. Toutefois, dans notre expérience, un jet atomique continu traverse une zone de refroidissement composée de l'intersection de plusieurs faisceaux lasers gaussiens. Par conséquent, la profondeur des puits de potentiel que voient les atomes dépend de leur position dans les faisceaux lasers et il en va de même pour la fréquence de vibration Ω_{vib} . La dépendance temporelle satisfait la condition d'adiabaticité $1/\Omega_{\text{vib}} \times d\Omega_{\text{vib}}/dt \ll \Omega_{\text{vib}}$ mais la condition de résonance du champ magnétique ne peut être satisfaite qu'en moyenne et à condition d'élargir les niveaux énergétiques avec une forte intensité de pompage.

Nous avons mesuré la température transverse et la densité de flux atomique en fonction de l'amplitude du champ magnétique. Les résultats sont reportés dans la figure 7.7. Nous observons que la température est minimale pour $B = 50$ mG et que la densité de flux est maximale pour $B = 60$ mG.

7.6.2 Rôle de la polarisation du réseau optique

Nous avons répété cette mesure pour des valeurs de α allant de 0° à 45° . Rappelons que la polarisation du réseau optique est linéaire et qu'elle fait un angle de $+2\alpha$ pour le faisceau aller et de -2α pour le faisceau rétro-réfléchi. Pour $2\alpha = 0^\circ$ le flux atomique est pratiquement nul car il n'y a pas de transitions Raman. Puis le flux augmente avec l'angle jusqu'à atteindre un

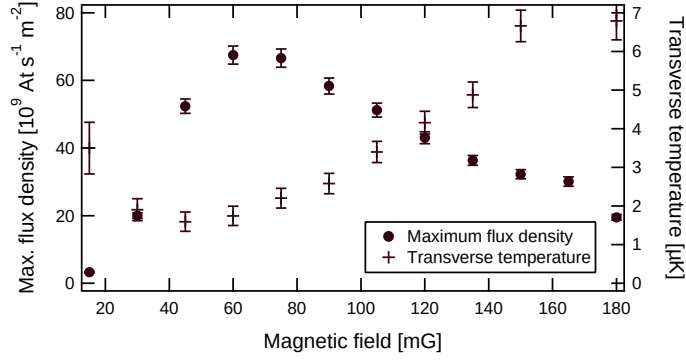


Fig. 7.7: Densité de flux atomique et température transverse en fonction du champ magnétique selon Oy. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. Conditions expérimentales : $\alpha = 22.5^\circ$, le laser du réseau optique est asservi sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, le laser pompe est asservi quelques MHz en-dessus de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, la puissance du réseau optique vaut 190 mW et la puissance du faisceau pompe vaut 0.6 mW.

maximum pour $2\alpha = 45^\circ$ et ensuite il diminue à nouveau. Le comportement de la température transverse en fonction du champ magnétique est le même, pour toutes les valeurs de α .

7.6.3 Rôle de l'intensité du réseau optique

L'effet de l'intensité du faisceau laser qui crée le réseau optique sur le refroidissement sideband est présenté dans la figure 7.8. On voit que le flux augmente linéairement avec l'intensité. Il n'y a pas de signe évident de saturation et la température transverse est pratiquement constante. Bien qu'on s'attende à ce que la valeur optimale du champ magnétique varie avec l'intensité, nous avons fixé sa valeur à $B = 60$ mG pour des raisons de simplicité. Ceci ne devrait pas changer les résultats de façon significative car la variation attendue du champ magnétique est inférieure à 40% et la courbe de résonance en B varie peu dans ce domaine.

7.6.4 Rôle de la fréquence du réseau optique

Nous avons aussi varié la fréquence du laser qui crée le réseau optique. Nous avons mesuré le flux et la température en ayant asservi le laser sur toutes les transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 ainsi que sur tous les crossovers. Nous n'avons observé aucune différence sauf pour la raie $F = 4 \rightarrow F' = 5$ où le flux est presque nul. On comprend facilement ces résultats car à forte intensité le laser agit toujours comme repompeur vers le niveau hyperfin $F = 3$ sauf lorsqu'il est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ qui est cyclante.

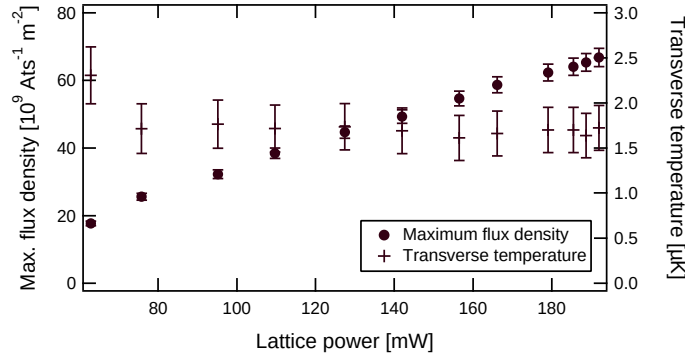


Fig. 7.8: Densité de flux atomique et température transverse en fonction de la puissance du faisceau laser qui crée le réseau optique. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. L'intensité au centre du faisceau laser qui crée le réseau optique est reliée à sa puissance totale par $I_o[\text{mW}/\text{cm}^2] \approx 2P[\text{mW}]$ car le faisceau est gaussien avec $\sigma = 2.84 \text{ mm}$. Mêmes conditions expérimentales que dans la figure 7.7 mais avec $B = 60 \text{ mG}$.

7.6.5 Rôle de la fréquence du laser pompe

L'efficacité du refroidissement sideband dépend de façon plus critique de la fréquence du laser pompe. Cet effet est dû aux déplacements lumineux des différents sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental hyperfin $F=3$, comme l'a observé et expliqué S.Chu dans [39]. En effet, comme la polarisation du faisceau pompe est essentiellement σ^+ , le sous-niveau $F=3, m_F=1$ subit un déplacement lumineux, alors que les sous-niveaux $F=3, m_F=2$ et $F=3, m_F=3$ n'en subissent pas. Si le déplacement lumineux est négatif, ce qui est le cas pour un décalage vers le rouge, il peut conduire à un cycle de réchauffement au lieu d'un cycle de refroidissement s'il est comparable au décalage Zeeman. Cet argument explique le creux étroit qu'on observe sur la figure 7.6 et le fait que la collimation est beaucoup plus efficace dans le bleu que dans le rouge de la transition $F=3 \rightarrow F'=2$. Ce comportement est en effet observé expérimentalement sur le graphe de la figure 7.9. Il faut encore noter que la température est plus faible du côté rouge de la raie $F=3 \rightarrow F'=2$. Ceci s'explique car tous les atomes sont réchauffés sauf ceux qui sont dans l'état noir $|F=3, m_F=3, n=0\rangle$. Par conséquent, il reste une petite fraction des atomes, mais ils sont vraiment très froids. Ils sont plus froids que dans le cas où le laser pompe est du côté rouge, car dans ce cas le refroidissement sideband, bien qu'il soit plus efficace, ne met pas tous les atomes dans l'état noir, voir la discussion du paragraphe 7.7.3.

7.6.6 Rôle de l'intensité du laser pompe

Rappelons qu'en théorie la valeur du champ magnétique doit être ajustée de sorte à provoquer un déplacement entre sous-niveaux Zeeman voisins qui

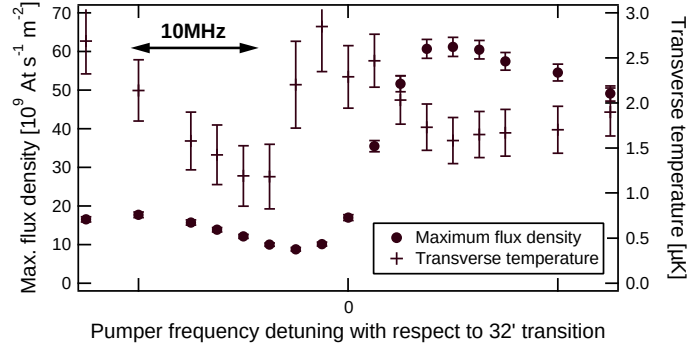


Fig. 7.9: Densité de flux atomique et température transverse en fonction de la fréquence du faisceau laser pompe, dans un domaine de quelques dizaines de MHz autour de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. Mêmes conditions expérimentales que dans la figure 7.7 mais avec $B = 60$ mG.

corresponde à la distance entre niveaux vibrationnels dans les puits de potentiels. Toutefois, plusieurs effets s'opposent à ce que cette condition de résonance du champ magnétique soit satisfaite pour tous les atomes simultanément. Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 7.6.1, la principale raison est que la profondeur des puits de potentiel, et donc aussi la fréquence de vibration Ω_{vib} , dépend de la position des atomes dans les faisceaux laser gaussiens. Mais il faut encore citer l'anharmonicité des puits de potentiel qui implique que la condition de résonance dépend du niveau vibrationnel n , et aussi le déplacement lumineux du sous-niveau $F=3, m_F=1$ provoqué par le laser pompe qui implique que la condition de résonance dépend du sous-niveau Zeeman dans lequel l'atome se trouve.

Il faut donc utiliser un faisceau laser pompe assez intense pour élargir les niveaux énergétiques $|F=3, m_F=1, n\rangle$ de sorte que la condition de résonance soit satisfaite pour une plus grande proportion d'atomes. Toutefois, si on augmente trop l'intensité du laser pompe, les niveaux $|F=3, m_F=1, n\rangle$ ne sont plus résolus, les cycles de refroidissement ne s'effectuent plus correctement, et on finit par réchauffer les atomes. C'est effectivement ce qu'on observe expérimentalement dans le graphe de la figure 7.10. L'optimum de puissance se situe vers $P = 0.6$ mW. Cette valeur correspond à une intensité moyenne de $I_{\text{pompe}} = 0.3$ mW/cm² pour laquelle le taux de pompage optique vaut $\gamma_p^{\text{pompe}} \approx 2\pi \times 7$ kHz selon le calcul du paragraphe 7.2.7. Ce taux de pompage est effectivement inférieur à la distance entre niveaux vibrationnels $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 20$ kHz, donc les niveaux de vibration sont résolus. Un calcul simple montre que les niveaux de vibration commencent à se chevaucher à partir d'une intensité moyenne de pompe de 0.9 mW/cm² ce qui correspond à une puissance $P = 1.8$ mW. En pratique, on observe un réchauffement déjà à partir de $P \approx 1$ mW/cm² comme on peut le voir sur le graphe 7.10.

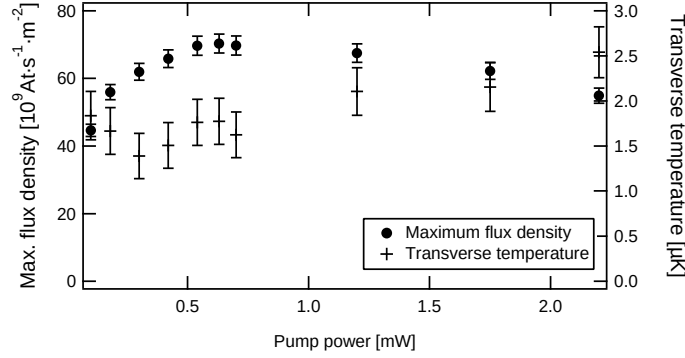


Fig. 7.10: Densité de flux atomique et température transverse en fonction de la puissance du faisceau laser pompe. La densité de flux atomique est mesurée au centre du jet atomique, là où elle prend sa valeur maximale. L'intensité au centre du faisceau laser est reliée à sa puissance totale par $I_o[mW/cm^2] \approx 2P[mW]$ car le faisceau est gaussien avec $\sigma = 2.84 \text{ mm}$. Mêmes conditions expérimentales que dans la figure 7.7 mais avec $B = 60 \text{ mG}$.

7.7 Discussion

7.7.1 Champ magnétique optimal

La résonance qu'on observe sur la courbe de température en fonction du champ magnétique (voir la figure 7.7) est caractéristique du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Cette résonance est élargie à cause du profil gaussien des faisceaux laser, mais il y a clairement un optimum de température lorsque $B \approx 50 \text{ mG}$. Dans le but de comparer cette valeur avec la théorie, nous avons calculé le potentiel optique et les fréquences de vibration qui correspondent à notre réseau optique (voir le paragraphe 7.2). Au centre des faisceaux laser, l'intensité vaut $I = 380 \text{ mWcm}^{-2}$, ce qui donne des fréquences de vibration $\sqrt{380/100} \approx 2$ fois plus élevées que celles calculées au paragraphe 7.2.4, soit $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 45 \text{ kHz}$ en moyenne pour $m = +3$. Au bord des faisceaux laser (en $r = 9 \text{ mm}$), nous avons $I = 2.5 \text{ mWcm}^{-2}$, ce qui donne des fréquences de vibrations $\sqrt{100/2.5} \approx 6$ fois plus petites que celles calculées au paragraphe 7.2.4, soit $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 3.6 \text{ kHz}$ en moyenne pour $m = +3$. Par conséquent, le champ magnétique nécessaire pour décaler les sous-niveaux Zeeman adjacents d'un montant égal à la différence d'énergie entre niveaux vibrationnels est de $B_{\text{max}} \approx 130 \text{ mG}$ au centre, et $B_{\text{min}} \approx 10 \text{ mG}$ au bord des faisceaux laser⁴. On constate donc que la valeur expérimentale du champ magnétique optimal est comprise entre ces bornes inférieure et supérieure.

⁴Le décalage de fréquence de deux sous-niveaux Zeeman adjacents vaut 350 kHz/G pour les états fondamentaux $F = 3, 4$ de l'atome de césium, voir par exemple la référence [73]

7.7.2 Refroidissement adiabatique

Comme les faisceaux lasers sont gaussiens, les atomes devraient subir une expansion adiabatique en sortant de la zone de refroidissement, ce qui devrait abaisser la température de façon significative [39, 40, 41]. Pour vérifier si ce refroidissement adiabatique a lieu dans notre expérience nous avons coupé la partie supérieure (environ 25%) des faisceaux lasers et nous avons fait les constatations suivantes. Lorsqu'on coupe tous les faisceaux lasers, réseau et pompeur, la température augmente systématiquement de quelque dixièmes de microkelvin. Ceci pourrait nous faire croire qu'il y a du refroidissement adiabatique, mais nous avons répété l'expérience en ne coupant que le pompeur, et la température augmente encore plus, alors que l'expansion adiabatique devrait toujours avoir lieu. On en déduit que la majorité des atomes, lorsqu'ils sont au trois quarts de leur parcours dans la zone de refroidissement, n'ont pas encore atteint l'état noir $|F = 3, m_F = 3, n = 0\rangle$ et c'est pour cette raison que l'effet du refroidissement adiabatique n'est pas perceptible. Ceci signifie que le temps de transit des atomes dans la zone de refroidissement est un peu trop court.⁵ Ainsi, à l'avenir nous devrions pouvoir diminuer la température en augmentant la taille des faisceaux laser, et par conséquent le temps de transit des atomes dans la zone de collimation.

7.7.3 Température finale

Sans refroidissement adiabatique, la température finale est liée à l'énergie cinétique des atomes dans le réseau optique, et par conséquent à la fréquence de vibration moyenne. Nous pouvons calculer la température cinétique du niveau vibrationnel fondamental en utilisant $\frac{1}{2}k_B T_0 = \langle E_{\text{kinetic}} \rangle = \frac{1}{4}\hbar\Omega_{\text{vib}}$. Pour $I = 100 \text{ mWcm}^{-2}$ nous avons $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 23 \text{ kHz}$ et par conséquent $T_0 = 0.6 \text{ } \mu\text{K}$. Cette valeur est la température finale minimale, elle est atteinte lorsque tous les atomes sont dans le niveau vibrationnel fondamental. Toutefois, en régime de couplage Raman fort, on ne s'attend pas à ce que la population finale du niveau vibrationnel fondamental soit proche de l'unité à cause de la compétition entre transitions Raman résonantes et non-résonantes (voir aussi le paragraphe 7.7.4). De plus, l'inhomogénéité spatiale et temporelle des paramètres du réseau optique empêchent la condition de résonance $\Delta E_{\text{Zeeman}} = \hbar\Omega_{\text{vib}}$ d'être vérifiée partout, ce qui réduit encore la population finale du niveau fondamental, et donc augmente la température finale. En conséquence, nous nous attendons à ce que le niveau vibrationnel moyen soit

⁵Dans le but de confirmer cette interprétation nous avons varié le temps de transit en changeant la vitesse de lancement des atomes. Nous avons ainsi réussi à changer le temps de transit de $\pm 5\%$ (la géométrie du système à vide nous empêche d'aller au delà) et dans ce domaine de variation nous avons observé que la température diminue lorsque le temps de transit augmente. Ce test n'est toutefois pas décisif car les incertitudes sur la température sont plus grandes que la variation observée.

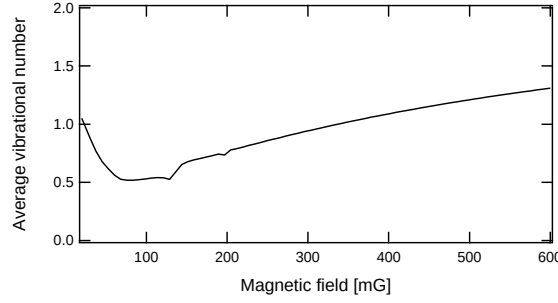


Fig. 7.11: Niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$ en fonction du champ magnétique transverse. Les paramètres utilisés pour la simulation numérique sont les suivants : fréquence de vibration $\Omega_{\text{vib}} = 2\pi \times 19$ kHz ; taux de transitions Raman $\hbar^{-1}U_R = 2\pi \times 11$ kHz ; intensité du faisceau pompe 0.1 mWcm^{-2} et désaccord $+2.6$ MHz.

compris entre 0.5 et 1, ce qui correspond à une température finale entre 1.2 et 1.8 μK .

7.7.4 Modèle de refroidissement sideband Raman

Bien avant le début de notre collaboration, nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin ont développé un modèle théorique de refroidissement sideband Raman dégénéré dans lequel les sous-niveaux Zeeman adjacents sont déplacés par l'effet Stark provoqué par un faisceau laser [18]. Ils ont repris et adapté ce modèle pour effectuer des simulations de notre expérience de refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Ils ont calculé numériquement la distribution stationnaire sur les cinq premiers niveaux vibrationnels des différents sous-niveaux Zeeman pour une transition $1 \rightarrow 0$ en tenant compte de toutes les transitions Raman possibles. Ils ont étudié un modèle de réseau optique 1D, formé de faisceaux laser polarisés linéairement dans une configuration lin- θ -lin, avec un champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux laser. Dans ce réseau optique, le rapport U_R/Ω_{vib} entre le taux de transitions Raman et la fréquence de vibration est ajustable à l'aide de l'angle θ et de l'intensité des faisceaux laser. Les résultats des simulations donnent le niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle$ en fonction des paramètres du modèle. Par exemple, la figure 7.11 montre le niveau vibrationnel moyen en fonction du champ magnétique transverse. Comme la température finale est une fonction monotone croissante du niveau vibrationnel moyen⁶, ce graphe est à comparer avec la courbe expérimentale de la figure 7.7. Sachant que $\langle n \rangle = 0.5$ correspond à $T = 1.2 \mu\text{K}$, on constate que les simulations reproduisent les résultats expérimentaux.

⁶S'il n'y a pas d'expansion adiabatique, la température finale est donnée par la température cinétique $T = (\langle n \rangle + \frac{1}{2}) \hbar \Omega_{\text{vib}} / k_B$, voir le paragraphe 2.3.5. Dans le cas où il y a une expansion adiabatique, même partielle, la relation entre T et $\langle n \rangle$ est plus compliquée, mais elle reste monotone croissante, voir les paragraphes 2.4.4 et 2.4.5.

7.7.5 Pré-refroidissement des atomes quasi-libres

Pour que le refroidissement sideband Raman dégénéré soit efficace, il faut préparer les atomes dans les premiers niveaux vibrationnels des puits de potentiel du réseau optique à l'aide d'une étape de pré-refroidissement. Dans l'expérience du groupe de P. Jessen [37], cette étape préparatoire est effectuée en utilisant le refroidissement par gradient de polarisation dans un réseau optique proche de la résonance, puis en transférant les atomes dans un réseau optique loin de la résonance où le refroidissement sideband prend place. Dans l'expérience du groupe de S. Chu [40], l'étape de pré-refroidissement est absente, mais les résultats présentés dans [40] suggèrent que deux mécanismes de refroidissement coexistent dans le même réseau optique. Un premier mécanisme, qui agit sur les atomes qui ne sont pas encore piégés dans les puits de potentiel, et un second mécanisme, le refroidissement sideband, qui agit sur les atomes fortement liés au fond des puits.

L'expérience que nous présentons dans ce chapitre correspond en principe au schéma de S. Chu, mais avec une température initiale beaucoup plus élevée (60 μK au lieu de 2-3 μK). Il est donc d'autant plus important qu'il existe un mécanisme de pré-refroidissement qui agit sur les atomes qui ne sont pas encore piégés. Dans le but d'identifier et de comprendre ce mécanisme de pré-refroidissement, nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin ont développé un modèle théorique dans le cadre de l'approche semi-classique standard [20, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81]. Plus précisément, en adoptant la démarche de la référence [82], ils ont calculé les expressions analytiques des coefficients locaux de friction $\mathcal{X}$ et de diffusion $\mathcal{D}$ pour un modèle 1D et une transition $1 \rightarrow 0$. La température stationnaire des atomes libres est estimée par $k_B T = -\frac{\langle \mathcal{D} \rangle}{\langle \mathcal{X} \rangle}$, où les brackets représentent la moyenne spatiale sur la période du réseau optique. Les résultats de leurs simulations numériques sont en accord qualitatif avec les caractéristiques principales des courbes expérimentales. Toutefois, la comparaison des résultats des simulations avec les données expérimentales est limitée par le fait qu'il est impossible, expérimentalement, de séparer le pré-refroidissement du refroidissement sideband. Il faudrait donc développer un modèle théorique qui combine les mécanismes de pré-refroidissement et de refroidissement sideband. Cette étude théorique est en cours.

7.7.6 Comparaison avec Sisyphe

Pour évaluer l'efficacité du refroidissement sideband Raman, il est intéressant de le comparer au refroidissement Sisyphe dans la même géométrie. Lorsque $\alpha = 22.5^\circ$, le réseau optique a la même géométrie qu'une mélasse 2D $\text{lin} \perp \text{lin}$. Par conséquent, il suffit d'asservir le laser du réseau optique dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et le laser pompe sur la transition

Tab. 7.3: Comparaison des refroidissements sideband et Sisyphe *dans des conditions optimales*, comme expliqué dans le paragraphe 7.7.6. La densité de flux est mesurée, après un vol parabolique de 0.57 s, au centre du faisceau atomique. Les conditions du refroidissement sideband sont : $B = 60$ mG, $\alpha=22.5^\circ$, le laser du réseau optique est asservi sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, le laser pompe est asservi quelques mégahertz dans le bleu de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, la puissance du réseau optique vaut 190 mW et celle de la pompe vaut 0.6 mW. Les conditions du refroidissement Sisyphe sont : $B = 0$, $\alpha = 22.5^\circ$, le laser du réseau optique est asservi dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ avec un désaccord de 126 MHz, le laser pompe est asservi sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$, la puissance du réseau optique vaut 16 mW et celle de la pompe vaut 0.1 mW.

Refroidissement	Température transverse (μK)	Densité de flux ($\text{at s}^{-1}\text{m}^{-2}$)
Sideband	1.6	$7 \cdot 10^{10}$
Sisyphe	3.6	$3.6 \cdot 10^{11}$

$F = 3 \rightarrow F' = 4$ pour produire les conditions du refroidissement Sisyphe. Le flux atomique ainsi que la température transverse obtenus après optimisation de tous les paramètres sont présentés dans le tableau 7.3. Nous constatons que le flux est plus faible avec le refroidissement sideband qu'avec le refroidissement Sisyphe, ce qui est probablement dû à la température trop élevée ($\approx 60 \mu\text{K}$) des atomes lorsqu'ils entrent dans le réseau optique. Nous discutons de la possibilité d'augmenter le flux dans le paragraphe suivant.

7.7.7 Possibilité d'augmenter le flux

Pour augmenter la densité de flux du jet atomique, il faudrait un mécanisme de pré-refroidissement efficace qui puisse se faire à l'entrée du réseau optique, mais de préférence superposé avec le réseau [37]. Avec cette idée en tête, nous avons asservi le laser du réseau optique 126 MHz en-dessous de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et nous avons balayé la fréquence du laser pompe sur toutes les transitions $F = 3 \rightarrow F'$ de la raie D_2 . Les résultats expérimentaux sont reportés sur le graphe de la figure 7.12. Ce graphe mérite plusieurs commentaires. Tout d'abord, on observe le refroidissement sideband Raman dégénéré sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ comme décrit dans le paragraphe 7.6.5, figure 7.9. Ensuite, on observe deux grands pics de refroidissement sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Nous avons mesuré la température de ces pics et elle vaut environ $20 \mu\text{K}$. Ici, les atomes sont distribués de façon équiprobable dans les deux niveaux fondamentaux $F = 3, 4$ alors qu'ils sont tous dans le niveau $F = 3$ pour le refroidissement sideband. De plus, ces deux pic disparaissent lorsque $\alpha = 0$, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de gradient de polarisation. On en déduit que le mécanisme à l'origine de ces pics pourrait bien être un refroidissement de type Sisyphe

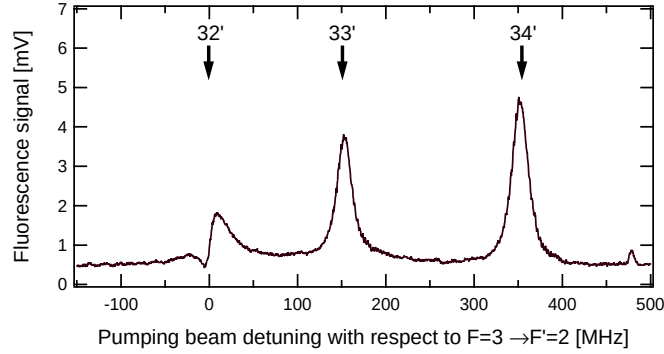


Fig. 7.12: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe. Nous avons obtenu ce graphe en balayant la fréquence du laser pompe sur toutes les transitions $F=3 \rightarrow F'$ de la raie D₂ du césium en 20 secondes. La polarisation du faisceau pompe est σ^+ et le champ magnétique B est presque parallèle au faisceau pompe, comme décrit dans le paragraphe 7.1. Autres conditions : $\alpha = 22.5^\circ$, réseau optique asservi sur le crossover entre les transitions $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$, $B = 60$ mG, puissance du réseau optique 190 mW et puissance de la pompe 0.6 mW. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

en réseau.

Ce graphe (figure 7.12) montre que deux mécanismes de refroidissement complémentaires peuvent coexister dans le même réseau optique, chacun correspondant à une fréquence différente du laser pompe. Il semble donc qu'il est possible de combiner la grande efficacité d'un refroidissement de type Sisyphe avec les basses températures du refroidissement sideband, et ceci dans un même réseau optique. L'idée serait de diviser le réseau optique en deux zones : une première zone, dans laquelle on effectuerait du pré-refroidissement Sisyphe avec un laser pompe accordé sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$, serait suivie d'une seconde zone dans laquelle on effectuerait du refroidissement sideband à l'aide d'un autre laser pompe accordé sur la transition $F=3 \rightarrow F'=2$. Dans ces conditions, nous nous attendons à ce que le refroidissement sideband soit beaucoup plus efficace puisqu'il commencerait à une température bien plus basse que celle que nous avons utilisée jusqu'à présent, soit quelques microkelvins au lieu de 60 μ K.

La figure 7.12 mérite un dernier commentaire : on observe une petite structure en-dessus de la transition $F=3 \rightarrow F'=4$. Nous avons aussi observé cette structure dans d'autres conditions et nous avons constaté qu'elle est toujours située en $\nu_{\text{pump}} = \nu_{\text{lattice}} + 9.2$ GHz, autrement dit lorsque la différence de fréquence entre le laser pompe et le laser du réseau optique est égale à la transition d'horloge entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins. Le mécanisme à l'origine de cette structure n'a pas encore été étudiée.

7.8 Conclusion

Notre expérience constitue la première démonstration de la collimation d'un jet continu d'atomes froids de césium en utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Partant d'un jet atomique ayant une température transverse initiale de $60 \mu\text{K}$, nous avons obtenu des températures transverses finales aussi basses que $1.3 \mu\text{K}$ en une seule interaction de quelques millisecondes avec un réseau optique. Le flux total vaut environ 10^7 at/s, ce qui correspond à une efficacité de l'ordre de 10%.

Nous avons aussi identifié un autre mécanisme de refroidissement, de type Sisyphe, qui prend place dans le même réseau optique, mais qui nécessite une fréquence différente pour le laser pompe. Ce mécanisme fournit une efficacité proche de 100% mais avec une température finale plus élevée. Toutefois, les résultats que nous avons obtenus suggèrent qu'il est possible de le combiner avec le refroidissement sideband pour bénéficier aussi bien d'une grande efficacité que de basses températures, et ceci dans le même réseau optique. Cette combinaison n'a pas encore été étudiée, elle le sera après le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark.

Nous utilisons un réseau optique 2D original, qui résulte de la superposition de quatre faisceaux laser. Il a l'avantage de combiner les propriétés suivantes : stabilité intrinsèque de phase, symétrie, et recyclage de la lumière. De plus, tous les faisceaux laser sont dans un plan perpendiculaire au jet atomique, ce qui est un avantage pratique en vue des applications attendues, comme les horloges atomiques, les interféromètres atomiques, et les expériences d'optique atomique en général.

Le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman laisse tous les atomes dans l'état $F = 3, m_F = +3$. En vue d'appliquer ce refroidissement à l'horloge atomique FOCS1, il faudrait encore transférer ces atomes dans le sous-niveau Zeeman $F = 3, m_F = 0$ (clock state). Mais il existe une technique de refroidissement similaire, le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark, qui laisse tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman $F = 3, m_F = 0$. Cette technique a été proposée en 2001 par nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin de l'Université de Novosibirsk [18]. Elle consiste à utiliser le déplacement lumineux provoqué par le laser pompe pour remplacer le décalage Zeeman dû au champ magnétique qui amène les différents niveaux vibrationnels des sous-niveaux Zeeman adjacents en résonance. Cette méthode n'a pas encore été démontrée en laboratoire.

Nous avons donc commencé une collaboration avec A.V. Taichenachev et V.I. Yudin, dans le but de passer au refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark. Cette collaboration a été très fructueuse et a dépassé le cadre du refroidissement Stark. A.V. Taichenachev et V.I. Yudin ont commencé le développement de modèles théoriques pour expliquer le refroidissement dans les réseaux optiques avec fort couplage Raman, aussi bien

pour les atomes libres que pour ceux qui sont fortement liés. Les résultats préliminaires d'un modèle 1D de refroidissement sideband sont en accord avec nos résultats expérimentaux.

Chapitre 8

Refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique

Le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique a été proposé en 2001 par nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin de l'Université de Novosibirsk [18]. Le principe de base est similaire à celui du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman, avec la différence que le décalage Zeeman dû au champ magnétique est remplacé par le déplacement lumineux provoqué par le faisceau laser pompe. Cette technique de refroidissement aurait l'avantage de laisser tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$, ce qui est important en vue de l'application aux horloges atomiques. Notez que cette technique de refroidissement n'a pas encore été démontrée en laboratoire. Ceci signifie que nous allons devoir explorer plusieurs configurations ainsi qu'un ensemble de valeurs pour les paramètres expérimentaux, dans un effort pour le faire fonctionner.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante. Nous commençons par décrire le principe de refroidissement, puis nous présentons le dispositif expérimental ainsi que les diverses configurations des fréquences des faisceaux lasers que nous allons expérimenter. Ensuite, nous présentons les résultats des premières tentatives pour réaliser ce refroidissement en laboratoire. Nous avons exploré plusieurs configurations ainsi qu'un ensemble de valeurs pour les paramètres expérimentaux, sans parvenir à mettre en évidence un effet de collimation. Par contre, nous avons identifié un effet de dépompage hyperfin qui pourrait bien être le responsable de cette situation, et nous avons proposé une idée nouvelle qui devrait permettre de se débarrasser des effets négatifs du dépompage hyperfin, il s'agit du refroidissement sideband Stark dual.

8.1 Principe de refroidissement

Le principe de refroidissement est similaire à celui du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman, qui est expliqué au chapitre 7. La différence réside dans la façon dont les différents niveaux vibrationnels des sous-niveaux Zeeman adjacents sont amenés en résonance, à savoir, le décalage Zeeman dû au champ magnétique est remplacé par le déplacement lumineux provoqué par le faisceau laser pompe. La polarisation de ce laser est linéaire π , de sorte que le schéma est symétrique par rapport à $m_F = 0$, et l'état noir est $|F, m_F = 0, n = 0\rangle$ où F désigne l'un des deux états fondamentaux (voir la figure 8.1).

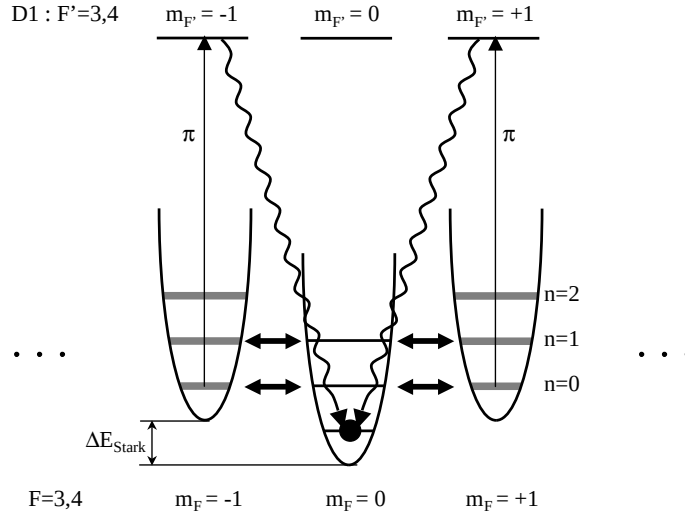


Fig. 8.1: Schéma de refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. Les atomes piégés dans les puits de potentiel du réseau optique sont amenés dans le niveau vibrationnel fondamental $n = 0$ par une succession de cycles de refroidissement. Chaque cycle est composé d'une transition Raman (représentée par une double flèche) suivie par un pompage optique π . Le refroidissement s'arrête dans l'état $|F, m_F = 0, n = 0\rangle$ qui est noir aussi bien pour le laser du réseau optique que pour le pompeur. Les différents niveaux vibrationnels sont amenés en dégénérescence par l'effet Stark dynamique (ΔE_{Stark}) du laser de pompage.

Rappelons que le refroidissement sideband consiste à effectuer une succession de cycles de refroidissement qui diminuent le niveau vibrationnel n des atomes jusqu'à ce qu'ils atteignent le niveau fondamental $n = 0$ (voir le paragraphe 2.4.3). Comme indiqué sur la figure 8.1, pour $n > 0$, chaque cycle est constitué d'une transition Raman $|F, m_F = 0, n\rangle \rightarrow |F, \pm 1, n - 1\rangle$ suivie d'un pompage optique vers $|F, 0, n - 1\rangle$. Chaque transition Raman enlève un quanta de vibration alors que le pompage optique conserve n avec une grande probabilité car l'atome est dans le régime Lamb-Dicke. Le refroidissement sideband s'arrête lorsque les atomes atteignent l'état fondamental $|F, m_F = 0, n = 0\rangle$ puisqu'il est découplé du rayonnement, aussi bien pour le

laser du réseau que pour le laser pompe. On dit que le niveau fondamental est un état noir. Notez qu'on peut encore abaisser la température des atomes en faisant une expansion adiabatique des puits de potentiels, voir le chapitre 2 et la référence [41].

8.2 Dispositif expérimental

La géométrie de l'expérience, qui est présentée dans la figure 8.2, est presque identique à celle du chapitre 7. C'est pourquoi nous allons la décrire de façon succincte, en insistant sur les différences. Le lecteur qui désire avoir plus de détails peut se référer au paragraphe 7.3. La figure 8.2(a) montre la trajectoire du jet atomique. Il est produit dans la source à l'aide de la technique de la mélasse mouvante : les atomes sont refroidis puis éjectés vers le haut à la vitesse de 4 m/s. Le jet est ensuite collimaté 22 cm en-dessus de la source dans un plan incliné à 3° par rapport à l'horizontale. Enfin, il effectue un vol parabolique de 0.57 s jusqu'à la région de détection.

La figure 8.2(b) montre la géométrie des faisceaux lasers dans le plan de collimation. Le réseau optique que nous utilisons est identique à celui du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman, que nous avons présenté et étudié en détail au chapitre 7. La trajectoire du faisceau laser pompe est inchangée, mais sa polarisation est linéaire verticale. Lorsque c'est nécessaire, nous ajoutons un faisceau laser repompeur, superposé au faisceau laser pompe. Notez aussi que le champ magnétique doit être nul, à une dizaine de milligauss près.

8.3 Fréquences des lasers

En principe, le refroidissement sideband Raman Stark devrait pouvoir fonctionner aussi bien dans l'état fondamental $F = 3$ que $F = 4$. Désignons par F cet état fondamental de travail. Alors, pour créer le réseau optique, il faut un laser puissant et fortement désaccordé vers le rouge par rapport à l'ensemble des transitions $F \rightarrow F'$ où $F' = F - 1, F, F + 1$ de la raie D_2 du césium. Dans le cas où l'on travaille avec le niveau fondamental $F = 3$, ce laser pourrait aussi faire office de repompeur s'il était accordé sur l'une des transitions suivantes $F = 4 \rightarrow F' = 3$ ou $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 . Dans les autres cas, il faut ajouter un laser repompeur vers le niveau fondamental de travail. Enfin, il faut encore un laser pompe pour terminer le cycle de refroidissement et aussi pour décaler les sous-niveaux Zeeman. Il est préférable de l'accorder sur la raie D_1 pour éviter toute influence du laser du réseau optique sur le processus de pompage. En effet, le laser du réseau optique est très puissant, par conséquent il élargit tous les niveaux excités de la raie D_2 , ce qui risque de perturber le processus de pompage. D'autre part,

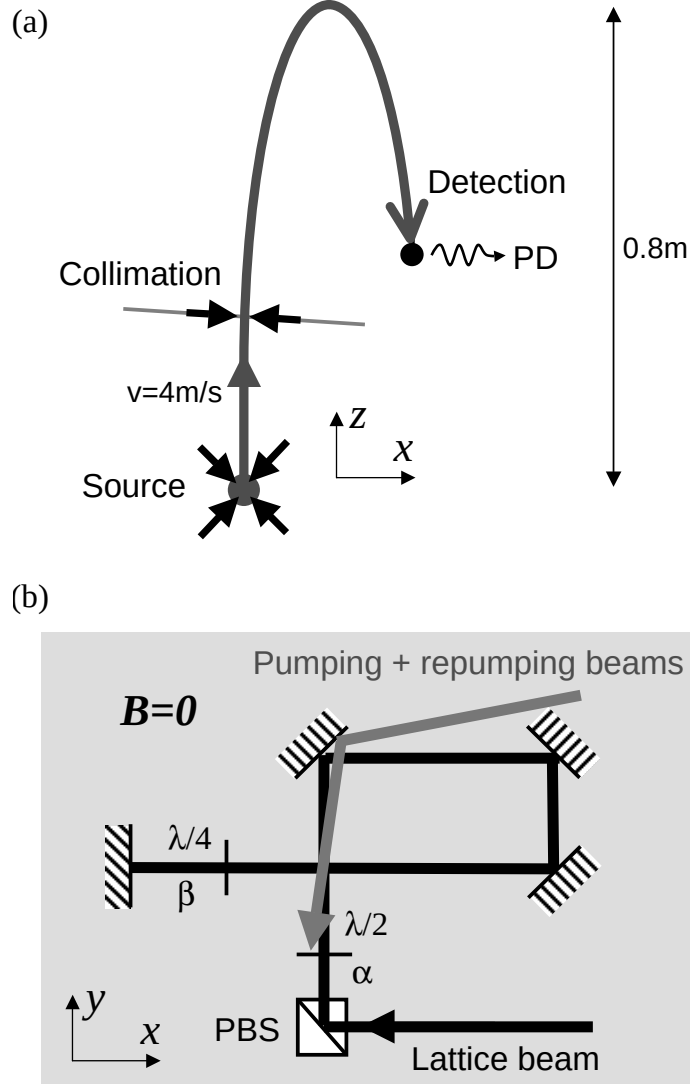


Fig. 8.2: Schéma de l'expérience. (a) Plan vertical. La source du jet continu d'atomes froids est une mélasse mouvante constituée de six faisceaux laser, dont quatre seulement sont représentés dans le plan vertical. Elle décrite en détail dans [43]. Le plan de collimation est légèrement incliné, d'environ 3° , pour que les atomes parviennent à la détection après un vol parabolique. PD : photo-détecteur. (b) Géométrie des faisceaux dans le plan de collimation. PBS : cube séparateur de polarisations. $\lambda/2$: lame demi-onde avec axe lent faisant un angle α par rapport à l'axe Oz . $\lambda/4$: lame quart d'onde avec axe lent faisant un angle β par rapport à l'axe Oz . La polarisation initiale du faisceau laser du réseau optique est verticale. La polarisation du faisceau laser pompe est linéaire verticale. Celle du laser repompeur est linéaire horizontale. Voir le texte pour les détails.

le laser pompe doit être polarisé π et accordé sur l'une des deux transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ou $F = 4 \rightarrow F' = 4$ pour accumuler les atomes dans le sous-niveau $m_F = 0$. Notez que ceci implique qu'il est impossible d'éviter le réchauffement par pompage hyperfin dans ce schéma de refroidissement.

Le tableau 8.1 présente quelques configurations des lasers qui respectent les contraintes ci-dessus. Ces configurations sont classées par ordre croissant de complexité expérimentale. En effet, la configuration 2 est plus compliquée que la première car elle nécessite un laser de plus, à savoir le repompeur. Quant à la configuration 3, elle est un peu plus compliquée à réaliser que la deuxième à cause de l'asservissement du laser du réseau optique. En effet, pour la configuration 2, il existe une raie au voisinage de la fréquence sur laquelle il faut asservir le réseau optique. Par contre, pour la configuration 3, le césium n'a pas de raie au voisinage de la fréquence $F=4 \rightarrow F' = 10$ GHz ce qui complique l'ajustement de fréquence, sans parler de l'asservissement.

Tab. 8.1: Configurations des lasers qui pourraient donner lieu à du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique, classées par ordre croissant de complexité expérimentale. C'est essentiellement le laser repompeur qui différencie ces trois configurations.

	Etat fondamental de travail	Laser repompeur (raie D ₂)	Laser du réseau optique (raie D ₂)	Laser de pompage optique (raie D ₁)
1	$F=3$	Laser du réseau optique	$F=3 \rightarrow F'$ -9.2 GHz	$F=3 \rightarrow F'=3$ + quelques MHz
2	$F=3$	$F=4 \rightarrow F'=4$	$F=3 \rightarrow F'$ -7 à 8 GHz	$F=3 \rightarrow F'=3$ + quelques MHz
3	$F=4$	$F=3 \rightarrow F'=4$	$F=4 \rightarrow F'$ -10 GHz	$F=4 \rightarrow F'=4$ + quelques MHz

Nous avons réalisé expérimentalement ces diverses configurations et les résultats obtenus sont présentés dans les paragraphes suivants.

8.4 Expérience dans la configuration 1

Nous avons commencé par rechercher le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique dans la configuration 1 des faisceaux laser (tableau 8.1). Cette configuration est représentée graphiquement dans la figure 8.3. Le refroidissement se déroule dans l'état fondamental $F=3$, et c'est le laser du réseau optique qui joue le rôle de laser repompeur. Dans le but d'observer un signe de refroidissement sideband, nous avons enregistré le signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la

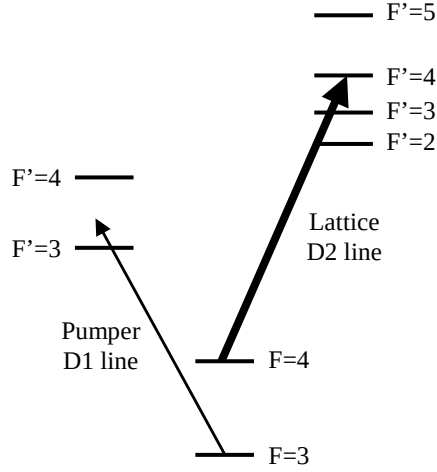


Fig. 8.3: Fréquences des lasers dans la configuration 1.

fréquence du laser pompe. Nous avons balayé la fréquence sur les transitions $F=3 \rightarrow F'=3, 4$ de la raie D_1 du césium en 20 secondes. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 8.4.

8.4.1 Réseau optique sur la transition 44'

Lorsque le réseau optique est accordé sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$, nous n'observons pas de collimation (voir le graphe (a) de la figure 8.4). Nous avons répété cette mesure pour des puissances plus faibles du faisceau pompe, allant jusqu'à 0.1 mW, et les résultats sont qualitativement identiques : le réchauffement diminue mais il est toujours présent. Dans le but de comprendre ce qui nous empêche d'observer le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique, nous avons répété la même mesure en changeant la fréquence du réseau optique.

8.4.2 Réseau optique sur le crossover 44'-45'

Lorsque le réseau optique est accordé sur le crossover entre $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$, nous observons deux grands pics de collimation (voir le graphe (b) de la figure 8.4). Nous avons mesuré la température de ces deux pics¹ et nous avons obtenu $T = 16 \mu\text{K}$ pour le premier pic, et $T = 19 \mu\text{K}$ pour le second. Ceci signifie qu'il ne s'agit pas de refroidissement sideband, mais probablement d'un refroidissement de type Sisyphe qui a lieu lorsque l'atome est dans l'état $F=4$, comme nous l'avons déjà observé au chapitre

¹En accordant la fréquence du laser pompe successivement sur les transitions $F=3 \rightarrow F'=3$ et $F=3 \rightarrow F'=4$ de la raie D_1 pour enregistrer un profil du jet atomique.

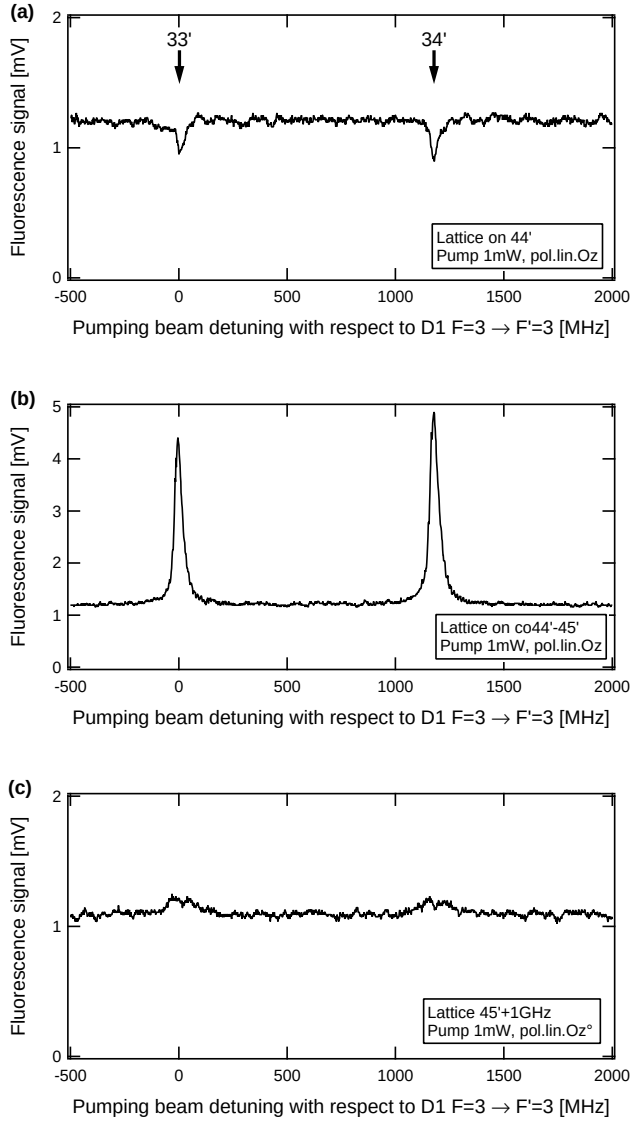


Fig. 8.4: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe, dans la configuration 1 des faisceaux laser (tableau 8.1). Nous avons obtenu ces graphes en balayant la fréquence du laser pompe sur les transitions $F=3 \rightarrow F'=3, 4$ de la raie D₁ du césium en 20 secondes. Dans la même configuration, nous avons répété l'expérience pour trois fréquences différentes du laser du réseau optique. Nous l'avons accordé sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ pour le graphe (a), sur le crossover entre $F=4 \rightarrow F'=4$ et $F=4 \rightarrow F'=5$ pour le graphe (b), et 1 GHz en-dessus de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ pour le graphe (c). Les autres conditions, qui sont communes aux trois graphes, sont : $B = 0 \pm 10$ mG, $\alpha = 22.5^\circ$, polarisation du faisceau pompe linéaire verticale, puissance du réseau optique 190 mW et puissance de la pompe 1 mW. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

7, paragraphe 7.7.7. Nous avons répété cette mesure pour des puissances plus faibles du faisceau pompe, allant jusqu'à 0.1 mW, et nous avons observé que la taille des pics diminue.

8.4.3 Réseau optique sur $45' + 1$ GHz

Nous pensons que le réchauffement observé sur le graphique (a) ainsi que le refroidissement observé sur le graphique (b) sont dus à l'interaction des atomes avec le réseau optique après qu'ils ont été transférés dans l'état fondamental $F = 4$. Pour cette raison, nous avons décidé de désaccorder le réseau optique dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Le résultat est présenté sur le graphe (c) de la figure 8.4. Nous observons deux petits pics de collimation qui pourraient être dus au refroidissement sideband. Mais nous n'avons pas réussi à mesurer la température transverse qui leur correspond car la densité de flux est trop faible². Ces pics disparaissent lorsque l'on diminue la puissance du laser pompe.

Heureusement, nous avons répété la même mesure en variant la polarisation du réseau optique. Pour $\alpha = 5^\circ$, ce qui signifie que la polarisation du réseau optique vaut $\pm 10^\circ$ par rapport à la direction verticale, nous avons enregistré la courbe de la figure 8.5. Cette fois les pics sont plus grands et nous avons réussi à mesurer leur température. Nous avons obtenu $T = 50 \pm 20 \mu\text{K}$ pour le premier pic, et $T = 40 \pm 10 \mu\text{K}$ pour le second. L'incertitude est grande sur ces deux mesures car la forme du profil du jet atomique n'est pas gaussienne. Quoi qu'il en soit, la température est trop élevée pour qu'il s'agisse de refroidissement sideband.

8.4.4 Discussion

Il semblerait que le pompage hyperfin provoqué par le laser pompe nous empêche d'observer le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. En effet, une fraction importante ($3/4$) des atomes qui sont pompés vers $F' = 3$ retombe dans l'état fondamental $F = 4$. Lorsqu'ils sont dans l'état $F = 4$, les atomes interagissent fortement avec les faisceaux du réseau optique. Ceci provoque un réchauffement lorsque le laser du réseau optique est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, et un refroidissement lorsqu'il est accordé sur le crossover entre les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

Par conséquent, pour observer le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique, nous devons désaccorder le réseau optique par rapport aux transitions $F = 4 \rightarrow F'$. Ceci signifie que nous ne pouvons plus

²Le profil transverse du jet est pratiquement plat, ce qui rend l'ajustement de la gaussienne très imprécis.

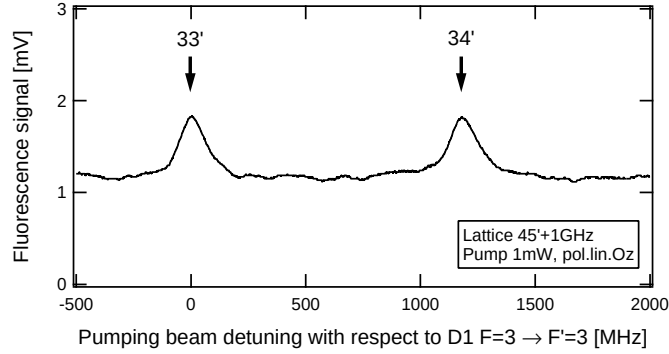


Fig. 8.5: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe, dans la configuration 1 des faisceaux laser (tableau 8.1). Nous avons obtenu cette courbe en balayant la fréquence du laser pompe sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ de la raie D_1 du césium en 20 secondes. Le réseau optique est accordé environ 1 GHz en-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, sa polarisation est donnée par $\alpha = 5^\circ$, et sa puissance vaut 190 mW. La polarisation du faisceau pompe est linéaire verticale, sa puissance vaut 1 mW. $B = 0 \pm 10$ mG. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

utiliser le réseau optique pour jouer le rôle du repompeur. Il faudra donc ajouter un laser repompeur, par exemple accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. C'est ce que nous allons faire au paragraphe suivant, en adoptant la configuration 2 du tableau 8.1.

8.5 Expérience dans la configuration 2

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent, nous avons décidé d'ajouter un laser repompeur pour pouvoir désaccorder le réseau optique par rapport aux transitions atomiques. Les fréquences des faisceaux laser sont représentées graphiquement dans la figure 8.6, ce sont celles de la configuration 2 du tableau 8.1. Le réseau optique est désaccordé dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ d'environ 1 à 2 GHz, ce qui lui donne un désaccord de 7 à 8 GHz dans le rouge par rapport à l'ensemble des transitions $F = 3 \rightarrow F'$ de la raie D_2 . Quant au laser repompeur, il est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 .

8.5.1 Résultats expérimentaux

Dans le but d'observer un signe de refroidissement sideband, nous avons enregistré le signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe. Nous avons balayé la fréquence sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ de la raie D_1 du césium en 20 secondes. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 8.7. Nous

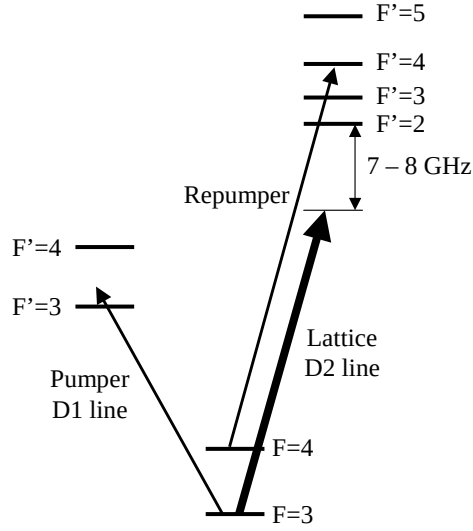


Fig. 8.6: Fréquences des lasers dans la configuration 2.

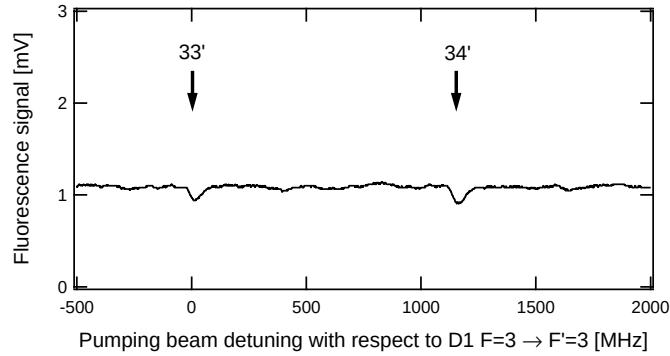


Fig. 8.7: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe, dans la configuration 2 des faisceaux laser (tableau 8.1). Nous avons obtenu ce graphe en balayant la fréquence du laser pompe sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ de la raie D_1 du césium en 20 secondes. Le réseau optique est libre, environ 1 à 2 GHz en-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, sa polarisation est donnée par $\alpha = 5^\circ$, et sa puissance vaut 190 mW. Le repompeur est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 , sa polarisation est linéaire dans le plan de collimation, et sa puissance vaut $150 \mu\text{W}$. La polarisation du faisceau pompe est linéaire verticale et sa puissance vaut 1 mW. $B = 0 \pm 10$ mG. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

constatons qu'il n'y a toujours pas de collimation, bien au contraire, nous observons des creux qui font penser à du réchauffement. Il est instructif de comparer ce graphe à celui de la figure 8.5. En effet, la seule différence entre ces deux graphes est la présence du faisceau repompeur dans le deuxième. Ainsi, dans cette nouvelle configuration, il semblerait que le réchauffement

soit provoqué par le repompeur et non pas par le réseau optique. Pour tester cette hypothèse, nous avons répété l'expérience avec le repompeur mais sans le réseau optique. Le résultat est présenté dans la figure 8.8. Nous constatons

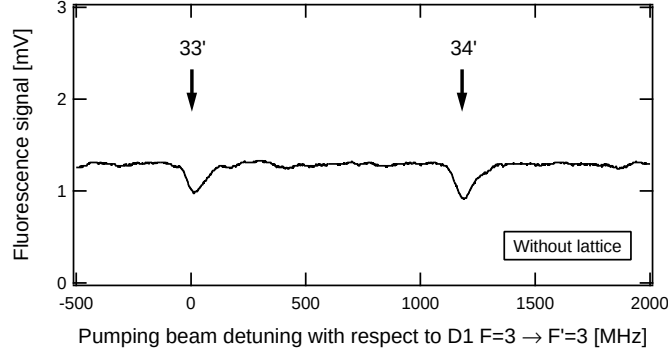


Fig. 8.8: Même graphe que dans la figure 8.7, mais sans le réseau optique.

que le réchauffement est encore plus grand que dans le graphe de la figure 8.7. On peut donc conclure que ce réchauffement est dû à l'action combinée du pompeur et du repompeur, qui transfèrent les atomes de $F = 3$ dans $F = 4$ et *vice-versa*.

8.5.2 Discussion

Il semble donc que le réchauffement qui nous empêche d'observer le refroidissement sideband Stark est dû au pompage hyperfin combiné du pompeur et du repompeur. Ce pompage hyperfin est inévitable dans le refroidissement sideband Stark puisque le pompage optique ne peut pas se faire sur une transition fermée, il faut donc le minimiser.

Une façon de diminuer le pompage hyperfin consiste à travailler avec les atomes dans l'état fondamental $F = 4$ plutôt que dans $F = 3$. En effet, pour $F = 3$ le pompeur excite les atomes vers $F' = 3$, et les rapports de branchement en émission spontanée de $F' = 3$ vers $F = 3, 4$ valent respectivement $1/4$ et $3/4$. La situation semble plus favorable pour $F = 4$ car le pompeur excite les atomes vers $F' = 4$, et les rapports de branchement en émission spontanée de $F' = 4$ vers $F = 3, 4$ valent respectivement $7/12$ et $5/12$. Ainsi, à taux de pompage optique identique, le taux de dépompage hyperfin est multiplié par $7/9$.

Par conséquent, nous allons changer les fréquences des lasers pour travailler dans l'état fondamental $F = 4$, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

8.6 Expérience dans la configuration 3

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent, nous avons décidé de travailler dans l'état fondamental $F = 4$ de sorte à diminuer le taux de dépompage hyperfin. Pour cela, il faut changer les fréquences des faisceaux laser. Les nouvelles fréquences sont représentées graphiquement dans la figure 8.9, ce sont celles de la configuration 3 du tableau 8.1. Le réseau optique doit

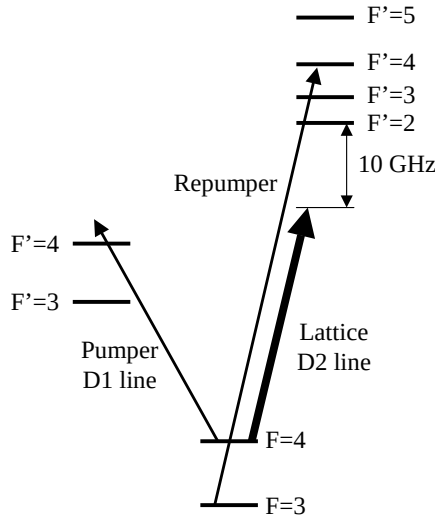


Fig. 8.9: Fréquences des lasers dans la configuration 3.

être désaccordé d'environ 10 GHz dans le rouge de l'ensemble des transitions $F = 4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 . Le laser pompe doit être accordé au voisinage de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_1 . Quant au laser repompeur, il est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 .

8.6.1 Résultats expérimentaux

Dans le but d'observer un signe de refroidissement sideband, nous avons répété la même expérience où nous enregistrons le signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe. Nous avons balayé la fréquence sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ de la raie D_1 du césium en 100 s. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans la figure 8.10. Nous constatons qu'il n'y a toujours pas de collimation. Notez que nous avons enregistré cette courbe avec la fréquence du réseau optique désaccordée environ 5 GHz en-dessous des transitions $F = 4 \rightarrow F'$ car il s'est avéré difficile d'aller jusqu'à 10 GHz. Toutefois, des travaux sont en cours pour augmenter ce désaccord.

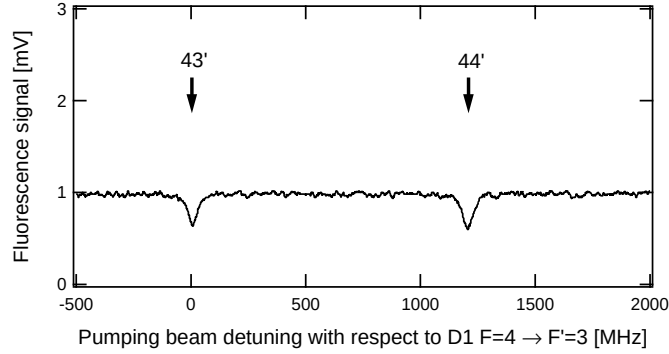


Fig. 8.10: Signal de fluorescence détecté au centre du jet atomique en fonction de la fréquence du laser pompe, dans la configuration 3 des faisceaux laser (tableau 8.1). Nous avons obtenu ce graphe en balayant la fréquence du laser pompe sur les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ de la raie D_1 du césium en 100 secondes. Le réseau optique est libre, environ 5 GHz en-dessous des transitions $F = 4 \rightarrow F'$, sa polarisation est donnée par $\alpha = 22.5^\circ$, et sa puissance vaut 190 mW. Le repompeur est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 , sa polarisation est linéaire dans le plan de collimation, et sa puissance vaut environ 100 μ W. La polarisation du faisceau pompe est linéaire verticale et sa puissance vaut 2 mW. $B = 0 \pm 10$ mG. Nous avons calibré l'échelle de fréquence en utilisant le signal d'absorption saturée du laser pompe.

8.6.2 Discussion

Nous n'avons toujours pas observé de refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. Voici une liste des raisons probables :

1. Il est probable que la puissance du faisceau laser pompe soit insuffisante. En effet, si nous disposions de plus de puissance, nous pourrions diminuer le taux de pompage hyperfin, tout en conservant le même déplacement lumineux, en augmentant le désaccord Δ et l'intensité I de façon à garder le rapport I/Δ constant. Une solution à ce problème serait d'amplifier la lumière du laser pompe avec une diode laser injectée.
2. Il faut augmenter le désaccord du réseau optique par rapport aux transitions atomiques. La raison principale est la suivante. Si le désaccord est plus grand, la profondeur des puits est plus petite et les fréquences de vibration aussi. Ainsi, le déplacement lumineux que doit provoquer le laser pompe est plus petit, donc le taux de pompage hyperfin aussi.
3. Il est possible que le champ magnétique résiduel ne soit pas assez faible. En effet, idéalement il faudrait avoir $B = 0$ à quelques milligauss près. Toutefois, pour des raisons pratiques, nous connaissons le point $B = 0$ avec une incertitude d'environ 10 mG, et ce n'est peut-être pas suffisant. Une solution à ce problème consisterait à utiliser des blindages magnétiques.

Avant de poursuivre, il serait bon d'avoir une estimation des caractéristiques du faisceau laser pompe (intensité et désaccord) qui permettent d'obtenir un déplacement lumineux suffisant tout en limitant le taux de pompage hyperfin. C'est l'objet du paragraphe suivant.

8.7 Estimation des caractéristiques du laser pompe

L'objectif de ce paragraphe est d'obtenir une estimation de l'intensité et du désaccord du laser pompe dans le but d'observer du refroidissement sideband Stark. Rappelons que ce laser joue deux rôles distincts. D'une part, il doit pomper les atomes pour terminer le cycle de refroidissement sideband, et d'autre part, il doit provoquer un déplacement lumineux qui est égal à la différence entre niveaux vibrationnels. En exploitant les connaissances acquises avec le refroidissement sideband dégénéré par effet Zeeman, nous pouvons estimer les valeurs du taux de pompage optique et du déplacement lumineux, et par conséquent l'intensité et le désaccord du laser pompe.

8.7.1 Taux de pompage optique

Nous désirons estimer le taux de pompage optique en comparant notre situation à celle du refroidissement sideband dégénéré par effet Zeeman. Toutefois, nous ne pouvons pas nous référer au schéma de S. Chu où le laser pompe est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ car cette transition ne provoque pas de pompage hyperfin, et c'est là notre problème principal avec le refroidissement Stark. Il faut donc se référer à la situation de pompage σ^+ du paragraphe 7.4 avec le laser pompe accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Dans cette situation, nous avons observé du refroidissement sideband à faible puissance de pompe (voir le graphique (a) de la figure 7.5) et du réchauffement provoqué par le pompage hyperfin à forte puissance (voir la figure 7.6). Commençons par estimer la valeur du taux de pompage hyperfin de la situation à faible puissance de pompe. Elle est donnée par³ :

$$\gamma_p^{\text{hf}} = a_{e'g} \frac{s_0 \Gamma/2}{1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (8.1)$$

où :

- $a_{e'g}$ est le rapport de branchement en émission spontanée. Pour la transition $F' = 3 \rightarrow F = 4$ de la raie D₂, il vaut $a_{3'4} = 1/4$ (table A.5).
- s_0 est le paramètre de saturation à résonance.
- Δ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique.

³Voir le livre [1].

– $\Gamma = 2\pi \times 5.3$ MHz est la largeur naturelle de la raie D₂.

Rappelons que pour une transition $g \rightarrow e'$, que nous noterons $t_{ge'}$, le paramètre de saturation est donné par

$$s_0 = I/I_{\text{sat}}(t_{ge'}) \quad (8.2)$$

où I est l'intensité du laser, et $I_{\text{sat}}(t_{ge'})$ est l'intensité saturante de la transition considérée. Selon la référence [42], cette intensité saturante peut s'écrire

$$I_{\text{sat}}(t_{ge'}) = \frac{\Gamma(t_{ge'})}{\Gamma cg(t_{ge'})^2} I_{\text{sat}} \quad (8.3)$$

où $\Gamma(t_{ge'})$ est la largeur naturelle de la transition $t_{ge'}$, $\Gamma = 2\pi \times 5.3$ MHz celle de la raie D₂, $I_{\text{sat}} = 1.1$ mW/cm² est l'intensité saturante de la transition cyclante $F=4, m_F=+4 \rightarrow F'=5, m_{F'}=+5$ de la raie D₂, et $cg(t_{ge'})$ est la force d'oscillateur de la transition $t_{ge'}$ (relative à la transition cyclante). Pour la transition que nous considérons, i.e. $F=3, m_F=+2 \rightarrow F'=3, m_{F'}=+3$ de la raie D₂, nous avons $cg(t_{ge'}) = \sqrt{3/16}$ et $\Gamma(t_{ge'}) = \Gamma$ donc $s_0 = 3I/(16I_{\text{sat}})$. En insérant $I = I_{\text{pompe}} = 0.010$ mW/cm² et $\Delta \approx 0$ dans l'expression (8.1), on obtient $\gamma_p^{\text{hf}} \approx 2\pi \times 1.1$ kHz.

Dans la situation de refroidissement sideband Stark avec état fondamental de travail $F=4$, le taux de pompage hyperfin est toujours donné par l'expression (8.1) mais avec un autre rapport de branchement en émission spontanée $a_{e'g} = a_{4'3} = 7/12$ (voir la table A.3 pour la raie D₁), une autre valeur de la largeur naturelle $\Gamma_{D_1} = 2\pi \times 4.6$ MHz pour la raie D₁, et une autre définition du paramètre de saturation à résonance. En effet, pour la transition $F=4, m_F=+1 \rightarrow F'=4, m_{F'}=+1$ de la raie D₁, la force d'oscillateur relative à la transition cyclante vaut $cg(t_{ge'}) = \sqrt{1/48}$ et par conséquent $s_0 = (5.3/4.6) \times I/(48I_{\text{sat}})$ où $I_{\text{sat}} = 1.1$ mW/cm² est l'intensité saturante de la transition cyclante. Pour la suite, il est utile d'exprimer ce taux de pompage hyperfin en fonction du paramètre de saturation $s = s_0/(1 + (2\Delta/\Gamma_{D_1})^2)$ de la transition $F=4, m_F=+1 \rightarrow F'=4, m_{F'}=+1$ de la raie D₁. On obtient :

$$\gamma_p^{\text{hf}} = a_{e'g} \Gamma_{D_1} \frac{s}{2(1+s)} \quad (8.4)$$

et on peut résoudre cette équation pour obtenir la valeur du paramètre de saturation :

$$s = \frac{2\gamma_p^{\text{hf}}}{a_{e'g} \Gamma_{D_1} - 2\gamma_p^{\text{hf}}} \quad (8.5)$$

Il nous reste à insérer $\gamma_p^{\text{hf}} \approx 2\pi \times 1.1$ kHz et $\Gamma_{D_1} \approx 2\pi \times 4.6$ MHz dans cette expression pour obtenir la valeur $s \approx 8 \cdot 10^{-4}$.

8.7.2 Déplacement lumineux

De notre étude du réseau optique (voir le paragraphe 7.2) nous savons que la fréquence de vibration vaut environ $\Omega_{\text{vib}} \approx 2\pi \times 20$ kHz. D'autre part, le déplacement lumineux provoqué par le laser pompe est donné par $LS = s\hbar\Delta$. En imposant l'égalité de ces deux grandeurs, $\hbar\Omega_{\text{vib}} = LS$, nous pouvons obtenir le désaccord du laser pompe :

$$\Delta = \frac{\Omega_{\text{vib}}}{s} \approx \frac{2\pi \times 20 \cdot 10^3}{8 \cdot 10^{-4}} \approx 2\pi \times 24 \text{ MHz} \approx 5\Gamma_{D_1} \quad (8.6)$$

Il nous reste alors à utiliser l'expression $s = s_0/(1 + (2\Delta/\Gamma_{D_1})^2)$ pour calculer le paramètre de saturation à résonance :

$$s_0 = s(1 + (2\Delta/\Gamma_{D_1})^2) \approx 9 \cdot 10^{-2} \quad (8.7)$$

et par suite, l'intensité du laser pompe $I_{\text{pompe}} = s_0 48I_{\text{sat}} \approx 5 \text{ mWcm}^{-2}$.

8.7.3 Caractéristiques du laser pompe

Les estimations que nous avons obtenues pour les caractéristiques du laser pompe sont résumées dans la table 8.2. La valeur de l'intensité est une valeur moyenne sur la zone de collimation. On obtient la puissance en utilisant $P[\text{mW}] \approx 2\bar{I}[\text{mW/cm}^2]$.

Tab. 8.2: Résumé des caractéristiques du laser pompe pour le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. Nous avons estimé ces valeurs par comparaison avec le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman.

Désaccord	$\Delta \approx 2\pi \times 28 \text{ MHz} \approx 5\Gamma$
Intensité moyenne	$I_{\text{pompe}} \approx 5 \text{ mWcm}^{-2}$
Puissance	$P_{\text{pompe}} \approx 10 \text{ mW}$

8.8 Proposition de sideband Stark dual

Selon nos premières observations, il semble que le dépompage hyperfin provoqué par le faisceau laser pompe soit le principal problème qui nous empêche d'observer le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique. Au paragraphe précédent, nous avons vu qu'on peut réduire cet effet en augmentant la puissance du faisceau laser pompe. Toutefois, on ne peut pas s'en débarrasser complètement de cette manière, et il est probable que cet effet de dépompage hyperfin nuise à l'efficacité du refroidissement sideband Stark.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter une idée de modification du schéma de refroidissement sideband Stark qui devrait permettre d'éliminer le réchauffement lié au dépompage hyperfin. Pour expliquer cette idée, considérons le schéma de refroidissement sideband Stark dans la configuration 3 :

- L'état fondamental de travail est $F=4$.
- Le laser du réseau optique est accordé 10 GHz en-dessous des transitions $F=4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium.
- Le laser de pompage est accordé quelques MHz en-dessus de la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ de la raie D_1 du césium.
- Le laser repompeur est accordé sur la transition $F=3 \rightarrow F'=4$ de la raie D_2 du césium..

Comme nous l'avons déjà mentionné, il est probable que le refroidissement sideband Stark sera moins efficace que le refroidissement sideband Zeeman à cause du dépompage hyperfin. En effet, si on le compare au schéma de S. Chu où le pompage sur la transition $F=3 \rightarrow F'=2$ de la raie D_2 ne provoque pas de dépompage hyperfin, le schéma sideband Stark nécessite un pompage sur la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ de la raie D_1 qui provoque du dépompage hyperfin vers $F=3$. Par conséquent, il faut quelques cycles de repompage pour ramener les atomes dans l'état fondamental de travail $F=4$, ce qui a pour effet de réchauffer et/ou de pousser les atomes. Maintenant, pourquoi ne pas remplacer le laser repompeur D_2 par un laser (re)pompeur D_1 pour effectuer un refroidissement sideband Stark dual ? Pour expliquer cette idée, commençons par remarquer que dans la configuration considérée, le réseau optique est accordé 10 GHz en-dessous des transitions $F=4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 , et donc il est aussi accordé 19 GHz en-dessous des transitions $F=3 \rightarrow F'$ de la raie D_2 . Ceci signifie qu'il y a deux réseaux optiques, un premier réseau lorsque l'atome est dans l'état fondamental $F=4$, et un autre moins profond lorsque l'atome est dans l'état fondamental $F=3$. Par conséquent, nous pouvons obtenir du refroidissement sideband Stark dans l'état fondamental $F=4$ en ajoutant un pompeur D_1 $F=4 \rightarrow F'=4$, mais nous pouvons aussi obtenir du refroidissement sideband Stark dans l'état fondamental $F=3$ en ajoutant un pompeur D_1 $F=3 \rightarrow F'=3$. Alors, l'idée du sideband Stark dual serait d'ajouter les deux pompeurs en même temps. De cette façon, si l'atome commence dans l'état fondamental $F=4$, il effectue des cycles de refroidissement sideband jusqu'à ce qu'il soit dépompé vers $F=3$, mais là il effectue d'autres cycles de refroidissement sideband jusqu'à ce qu'il soit à nouveau transféré vers $F=4$, et ainsi de suite. L'effet net est de remplacer le processus de repompage qui réchauffait les atomes par un processus de refroidissement. Bien sur, un des cycles se termine dans $F=4, m_F=0$ alors que l'autre se termine dans $F=3, m_F=0$. Or, pour une horloge atomique, nous voudrions avoir tous les atomes dans l'un ou dans l'autre de ces deux états fondamentaux. Toutefois nous devrions y parvenir en utilisant des taux de pompage asymétriques.

Terminons ce paragraphe en résumant la configuration du refroidissement sideband Stark dual :

- Il y a deux états fondamentaux de travail : $F=3$ et $F=4$.
- Le laser du réseau optique est accordé 10 GHz en-dessous des transitions $F=4 \rightarrow F'$ de la raie D_2 du césium, donc 19 GHz en-dessous des transitions $F=3 \rightarrow F'$ de la raie D_2 .
- Il y a un laser de pompage qui est accordé quelques MHz en-dessus de la transition $F=4 \rightarrow F'=4$ de la raie D_1 du césium.
- Il y a un laser de pompage qui est accordé quelques MHz en-dessus de la transition $F=3 \rightarrow F'=3$ de la raie D_1 du césium.

En pratique, les deux faisceaux laser de pompage pourraient être issus du même laser en utilisant une modulation radio-fréquence, par exemple à 4 GHz pour créer des bandes latérales distantes de 8 GHz. Il est clair que les pompeurs ne doivent pas forcément avoir la même puissance dans ce schéma de refroidissement. Toutefois, il est toujours possible de filtrer l'une ou l'autre des bandes latérales en utilisant un étalon, ou alors d'injecter deux lasers amplificateurs pour disposer de deux faisceaux indépendants (voir [83]).

Remarquons que cette technique de refroidissement pourrait créer des cohérences hyperfines entre les états fondamentaux, ce qui serait un problème pour l'application aux horloges atomiques, car cette cohérence se manifeste comme un déphasage du vecteur de Bloch (spin fictif). Toutefois, il existe une solution simple pour y remédier, qui consiste à pousser les atomes avec un laser accordé sur l'une des transitions $F=4 \rightarrow F'$ de sorte à éliminer toute cohérence hyperfine et à ne garder que les atomes dans l'état fondamental $F=3$.

8.9 Réseau désaccordé du côté bleu

Jusqu'à présent, nous avons travaillé avec un réseau optique désaccordé du côté rouge de la transition atomique. On peut se demander s'il est aussi possible de piéger les atomes dans un réseau optique désaccordé du côté bleu. La réponse à cette question dépend de la polarisation des faisceaux laser qui composent le réseau optique.

La configuration que nous avons utilisée jusqu'à présent, i.e. avec $\alpha = 22.5^\circ$ et $\beta = 0^\circ$, permet de piéger les atomes aussi bien du côté bleu ($\Delta > 0$) que du côté rouge ($\Delta < 0$). Pour s'en convaincre, il faut s'assurer que le potentiel optique possède des minima ponctuels, quel que soit le signe du désaccord Δ . Nous avons déjà calculé l'opérateur de déplacement lumineux au chapitre 7, équations (7.8), (7.9) et (7.10). Il nous reste donc à en tracer les graphiques pour $\Delta < 0$ et $\Delta > 0$. Les résultats sont présentés dans la figure 8.11. En observant ces courbes, on voit immédiatement que les deux potentiels sont identiques à une translation près, ils possèdent donc tous les

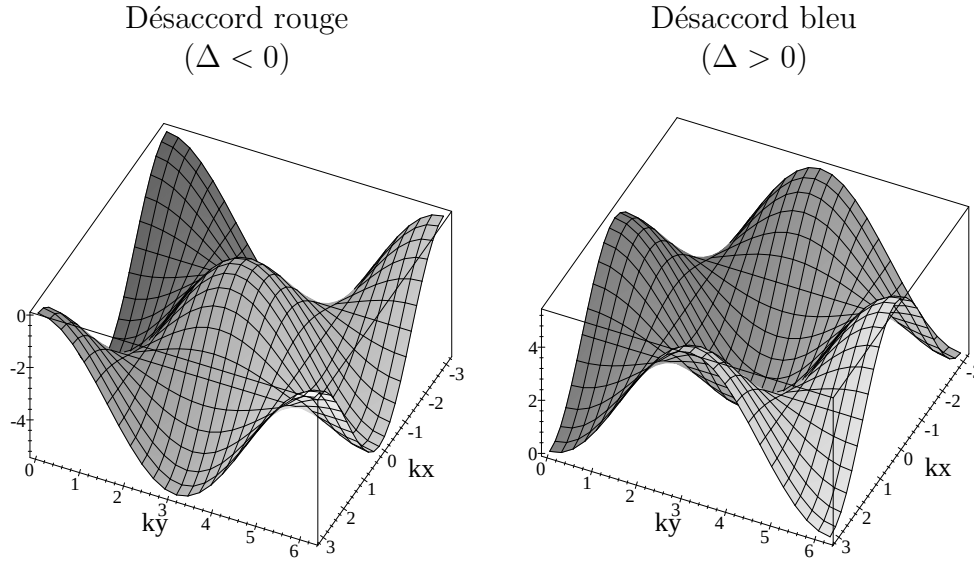


Fig. 8.11: Dépendance spatiale de la partie scalaire de l'opérateur de déplacement lumineux pour le réseau optique de la figure 8.2 avec $\alpha = 22.5^\circ$ et $\beta = 0^\circ$. Nous avons représenté $U_J(x, y)/U_s$ (équation (7.9)) sur une période spatiale $-\pi < kx < \pi$ et $0 < ky < 2\pi$.

deux des minima ponctuels.

Par contre la situation est complètement différente pour $\alpha \approx 0^\circ$ et $\beta = 0^\circ$. Pour comparer ces deux situations, nous allons calculer le potentiel optique pour $\alpha \approx 0^\circ$ c'est-à-dire $\alpha \ll 1$. Nous allons suivre la même procédure qu'au chapitre 7. Nous partons de l'expression suivante du champ électrique :

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{x}, t) = \text{Re} [E \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) e^{-i\omega_L t}] \quad (8.8)$$

où le vecteur de polarisation local est donné par

$$\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) = \mathbf{n}_1 e^{iky} + \mathbf{n}_2 e^{-ikx} + \mathbf{n}_3 e^{ikx} + \mathbf{n}_4 e^{-iky} \quad (8.9)$$

avec, au premier ordre en α :

$$\mathbf{n}_1 = (\mathbf{e}_z - \alpha \mathbf{e}_x) \quad (8.10)$$

$$\mathbf{n}_2 = (\mathbf{e}_z - \alpha \mathbf{e}_y) \quad (8.11)$$

$$\mathbf{n}_3 = (\mathbf{e}_z + \alpha \mathbf{e}_y) \quad (8.12)$$

$$\mathbf{n}_4 = (\mathbf{e}_z + \alpha \mathbf{e}_x) . \quad (8.13)$$

Nous obtenons successivement, au premier ordre en α :

$$\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) = 2 [-i\alpha \sin(ky) \mathbf{e}_x + i\alpha \sin(kx) \mathbf{e}_y + (\cos(kx) + \cos(ky)) \mathbf{e}_z] , \quad (8.14)$$

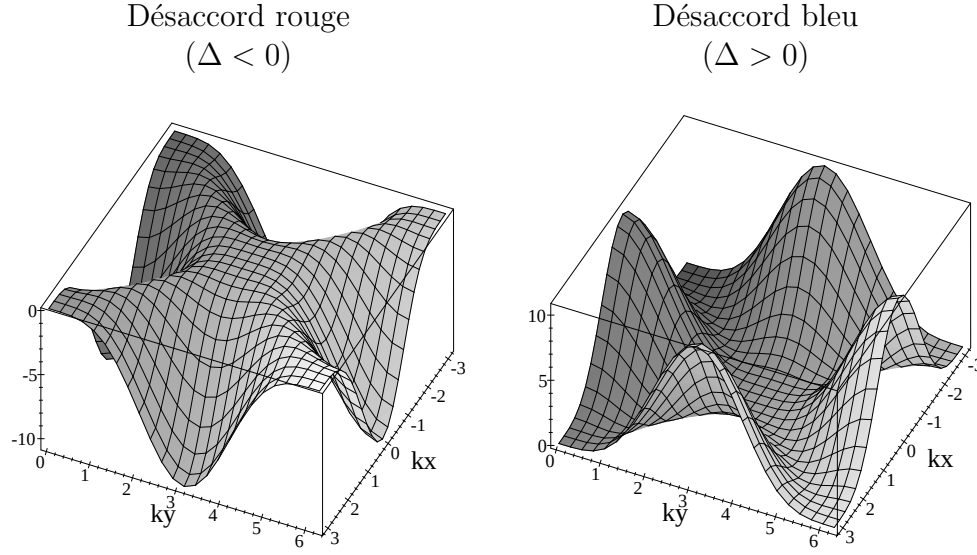


Fig. 8.12: Dépendance spatiale de la partie scalaire de l'opérateur de déplacement lumineux pour le réseau optique de la figure 8.2 avec $\alpha = 0^\circ$ et $\beta = 0^\circ$. Nous avons représenté $U_J(x, y)/U_s$ (équation (8.18)) sur une période spatiale $-\pi < kx < \pi$ et $0 < ky < 2\pi$.

$$|\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})|^2 = 4 [\cos(kx) + \cos(ky)]^2, \quad (8.15)$$

et :

$$\vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x})^* \times \vec{\varepsilon}_L(\mathbf{x}) = -4i\alpha(\cos(kx) + \cos(ky)) [\sin(kx)\mathbf{e}_x + \sin(ky)\mathbf{e}_y]. \quad (8.16)$$

Par conséquent, selon l'équation (2.10) :

$$\hat{U}_F(\mathbf{x}) = -\frac{8}{3}U_s [\cos(kx) + \cos(ky)]^2 \hat{I} + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (8.17)$$

ce qui signifie que l'on peut se restreindre à la partie scalaire si α est suffisamment petit :

$$U_J(\mathbf{x}) = -\frac{8}{3}U_s [\cos(kx) + \cos(ky)]^2 \quad (8.18)$$

Nous avons tracé les graphiques de $U_J(x, y)/U_s$ dans la figure 8.12 pour $\Delta < 0$ et $\Delta > 0$. En observant cette figure, on constate que l'on peut piéger les atomes pour $\Delta < 0$, mais pas pour $\Delta > 0$ puisqu'il n'y a pas de minimum ponctuel.

Ainsi les réseaux optiques que l'on obtient avec $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 22.5^\circ$ sont de nature très différente. Pour $\alpha = 22.5^\circ$ on peut piéger les atomes aussi bien du côté rouge que du côté bleu de la transition atomique. On peut donc ajouter une nouvelle configuration au tableau 8.1. Celle-ci est reportée dans le tableau 8.3.

Tab. 8.3: Nouvelle configuration des lasers qui pourrait donner lieu à du refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique, avec désaccord du côté bleu.

Etat fondamental de travail	Laser repompeur (raie D ₂)	Laser du réseau optique (raie D ₂)	Laser de pompage optique (raie D ₁)
4 $F=4$	Laser du réseau optique	$F=3 \rightarrow F'$	$F=4 \rightarrow F'=4$ + quelques MHz

8.10 Discussion

Dans notre tentative d'observer la collimation par refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique, nous avons exploré plusieurs configurations pour les fréquences des faisceaux laser, ainsi qu'un ensemble de valeurs des paramètres expérimentaux. Toutefois, nous ne sommes pas parvenu à observer de collimation par refroidissement sideband Stark, et nous pensons que ceci est dû à un effet de dépompage hyperfin. On peut réduire ce dépompage en augmentant simultanément la puissance et le désaccord du laser pompe, de manière à ce que le déplacement lumineux soit constant. Nous avons effectué un calcul qui montre que cette puissance devrait être accessible expérimentalement moyennant la mise en place d'une diode laser amplificatrice.

Bien que l'augmentation de la puissance du laser pompe devrait permettre l'observation du refroidissement sideband Stark, il est probable que l'effet de dépompage hyperfin nuise à son efficacité. Pour y remédier, nous avons proposé une idée nouvelle qui devrait permettre d'éliminer les effets négatifs du dépompage hyperfin, il s'agit du refroidissement sideband Stark dual.

Chapitre 9

Conclusion

Dans ce travail, nous avons mené une étude expérimentale de la collimation d'un jet continu d'atomes froids en géométrie de fontaine, dans le but d'augmenter le flux utile de l'étalon FOCS1. Nous avons effectué la collimation en utilisant le refroidissement laser dans les directions transverses au jet atomique, et nous avons étudié plusieurs mécanismes de refroidissement.

Refroidissement Sisyphes En utilisant le refroidissement Sisyphes, nous avons réussi à réduire la température transverse du jet de $60\ \mu\text{K}$ à $4\ \mu\text{K}$ en quelques millisecondes. La densité de flux que nous mesurons dans la zone de détection, i.e. après un vol parabolique de $0.57\ \text{s}$, a été augmentée d'un facteur 28 pour atteindre environ $5 \cdot 10^7\ \text{at s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. La température longitudinale, qui vaut environ $80\ \mu\text{K}$, est augmentée d'une vingtaine de microkelvins. Remarquons encore que nous avons observé qu'il est important d'utiliser un réseau optique stable pour effectuer du refroidissement Sisyphes. En effet, nous avons mesuré des températures transverses presque deux fois plus basses avec le réseau stable qu'avec celui qui ne l'est pas.

Refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman Ensuite, nous avons effectué la première démonstration de la collimation d'un jet continu d'atomes froids en utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman. Partant d'un jet atomique ayant une température transverse initiale de $60\ \mu\text{K}$, nous avons obtenu des températures transverses finales aussi basses que $1.6\ \mu\text{K}$ en une seule interaction de quelques millisecondes avec un réseau optique. La température longitudinale, qui vaut environ $80\ \mu\text{K}$, n'est pratiquement pas modifiée. La densité de flux, mesurée après un vol parabolique de $0.57\ \text{s}$, a été augmentée d'un facteur 4 pour atteindre environ $10^7\ \text{at s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, ce qui correspond à une efficacité de l'ordre de 10%. Cette faible efficacité est probablement due à la température initiale trop élevée. Mais nous avons aussi identifié un autre mécanisme de refroidissement, de type Sisyphes, qui prend place dans le même réseau optique, mais qui

nécessite une fréquence différente pour le laser pompe. Ce mécanisme fournit une efficacité proche de 100% mais avec une température finale plus élevée. Toutefois, les résultats que nous avons obtenus suggèrent qu'il est possible de le combiner avec le refroidissement sideband pour bénéficier aussi bien d'une grande efficacité que de basses températures, et ceci dans le même réseau optique. Cette combinaison n'a pas encore été étudiée, elle le sera après le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark.

Réseau optique original Dans les expériences de collimation, nous avons utilisé un réseau optique 2D ayant une géométrie originale. En effet, ce réseau résulte de la superposition de quatre faisceaux laser, et il a l'avantage de combiner les propriétés suivantes : stabilité intrinsèque de phase, symétrie, et recyclage de la lumière. De plus, tous les faisceaux laser sont dans un plan perpendiculaire au jet atomique, ce qui est un avantage pratique en vue des applications attendues, comme les horloges atomiques, les interféromètres atomiques, et les expériences d'optique atomique en général.

Refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique Le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Zeeman laisse tous les atomes dans l'état $F = 3, m_F = +3$. En vue d'appliquer ce refroidissement à l'horloge atomique FOCS1, il faudrait encore transférer ces atomes dans le sous-niveau Zeeman $F = 3, m_F = 0$. Mais en 2001, nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin de l'Université de Novosibirsk ont proposé une technique de refroidissement similaire, le refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique [18], qui a l'avantage de laisser tous les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$. Toutefois, cette technique n'a pas encore été démontrée en laboratoire. Nous avons donc exploré plusieurs configurations ainsi qu'un ensemble de valeurs pour les paramètres expérimentaux, sans pour autant parvenir à mettre en évidence un effet de collimation, et nous pensons que ceci est dû à un effet de dépompage hyperfin. Nous avons donc proposé une idée nouvelle qui devrait permettre d'éliminer les effets négatifs du dépompage hyperfin, il s'agit du refroidissement sideband Stark dual.

Vélocimétrie par résonance induite par le recul Dans le but de caractériser l'efficacité des processus de collimation, nous avons étudié et validé une technique de vélocimétrie originale utilisant la résonance induite par le recul. Cette méthode qui utilise la spectroscopie pompe-sonde, si on la compare à la technique du temps de vol, a l'avantage d'être locale, plus sensible dans le régime des faibles vitesses ($v < 1$ m/s) et elle donne accès aux vitesses et températures transverses. Toutefois, il s'est avéré que la faible densité atomique au niveau de la collimation ne permet pas de mesurer la

résonance induite par le recul, et nous avons donc dû utiliser d'autres techniques de diagnostic qui mettent à profit le vol balistique. Par contre, dans la source du jet atomique, la densité est suffisante pour utiliser la spectroscopie pompe-sonde. Nous en avons profité pour établir une carte des vitesses dans la mélasse mouvante.

Perspectives Bien que les techniques de collimation que nous avons étudiées, comme le refroidissement Sisyphe et le refroidissement sideband Zeeman, puissent être appliqués directement à l'étalon de fréquence FOCS1, il serait bon de poursuivre les investigations pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il faut absolument préparer les atomes dans le sous-niveau Zeeman $F=3, m_F=0$. Le meilleur moyen d'y parvenir serait d'utiliser le refroidissement sideband Stark. Comme nous l'avons déjà mentionné, il y a de bonnes chances que celui-ci fonctionne avec un laser pompe plus puissant, et qu'il soit encore plus efficace avec la technique du refroidissement sideband Stark dual. D'autre part, le refroidissement sideband Stark est un terrain fertile pour l'étude des interactions atomes-photons, qui peut apporter de nombreux résultats intéressants pour la communauté scientifique de la physique atomique. Après cette étude, il sera possible de sélectionner un candidat (Zeeman ou Stark) pour la collimation de FOCS1. Mais il faudra encore penser à combiner ce mécanisme sideband avec un pré-refroidissement pour en augmenter l'efficacité. Là aussi, il y a de multiples possibilités pour essayer de combiner pré-refroidissement et refroidissement sideband dans un même réseau optique.

Annexe A

L'atome de césium 133

Cette annexe contient quelques propriétés physiques de l'atome de césium 133. Notre but n'est pas d'expliquer l'origine de ces propriétés, ni d'être exhaustif, mais seulement de réunir dans un même endroit toutes les propriétés auxquelles nous avons fait référence dans ce manuscrit. Le lecteur qui désire obtenir plus d'explications au sujet de ces propriétés peut se référer aux thèses de mes prédécesseurs [42, 4] ou au livre de H. Metcalf [1]. Quant à celui qui désire obtenir d'autres propriétés de l'atome de césium 133, il peut se référer au document de D.A. Steck [73] qui est très complet.

Tab. A.1: Propriétés physiques usuelles de l'atome de césium 133. Ce tableau est reproduit de [4], avec l'aimable permission de l'auteur.

<i>Grandeur</i>	<i>Notation</i>	<i>Valeur</i>
Numéro atomique	Z	55
Nombre de masse	A	133
Durée de vie du noyau	τ_n	∞
Masse atomique	m_{Cs}	$220.7 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Température de fusion	T_{fus}	301.6 K
Température de vaporisation	T_{vap}	951.6 K

A.1 Structure des niveaux d'énergie

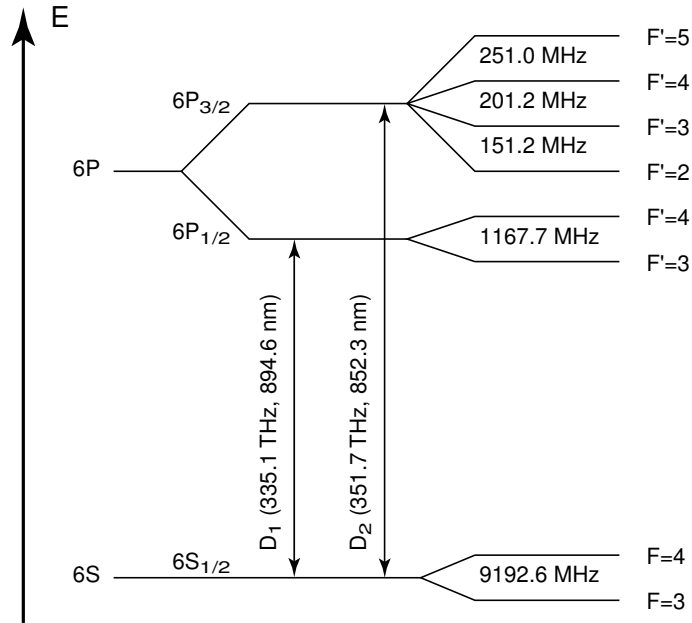


Fig. A.1: Structure des niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 dans l'état fondamental et dans le premier état excité. Cette figure est reproduite de [42], avec l'aimable permission de l'auteur.

A.2 Transitions de la raie D₁

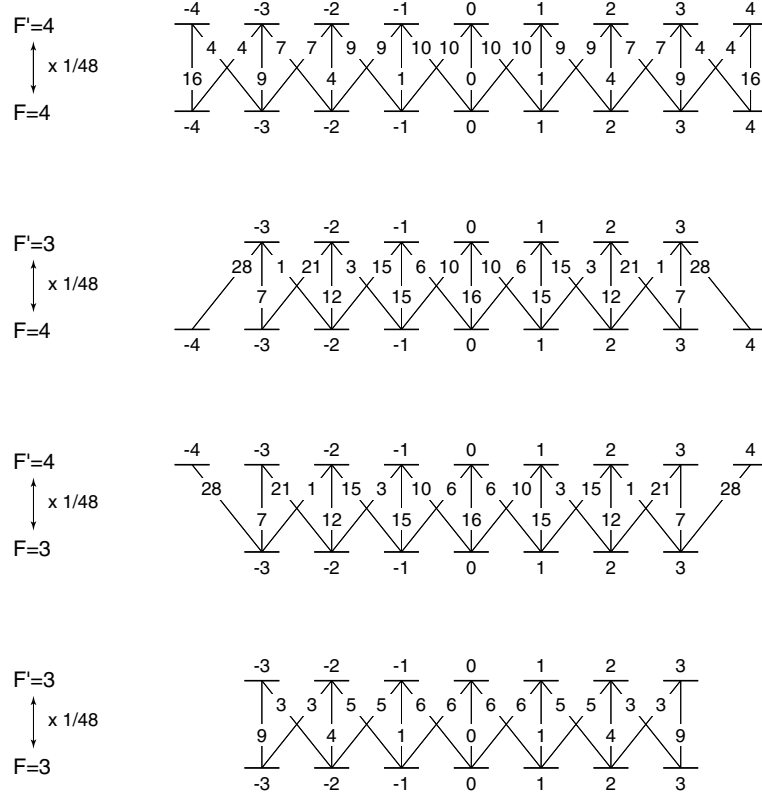


Fig. A.2: Probabilités relatives $(cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2$ des transitions optiques entre sous-niveaux Zeeman pour la raie D₁ de l'atome de césium 133. La normalisation est effectuée par rapport à la transition $|F=4, m_F=4\rangle \leftrightarrow |F'=5, m_{F'}=5\rangle$ de la raie D₂ du césium. Ces probabilités sont les carrés des éléments de matrice de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. m_F désigne le sous-niveau fondamental et $\Delta m_{F'} = 0, \pm 1$ le type de transition dipolaire électrique.

A.3 Transitions de la raie D₂

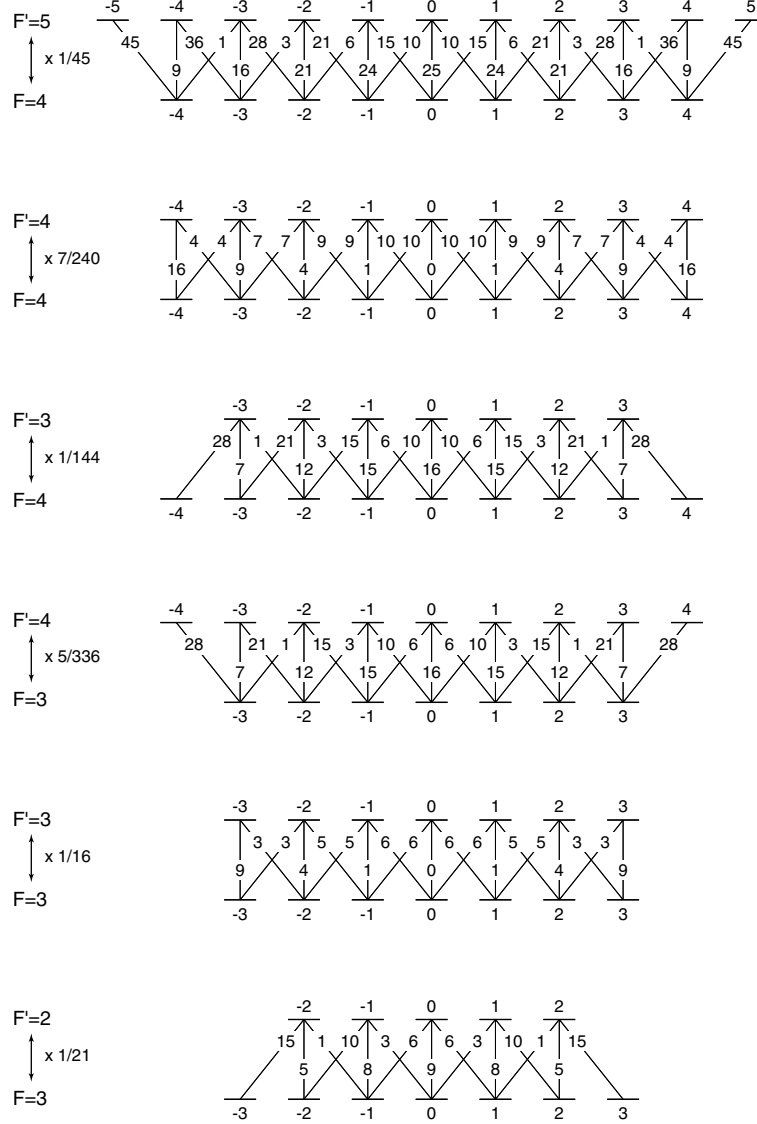


Fig. A.3: Probabilités relatives $(cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2$ des transitions optiques entre sous-niveaux Zeeman pour la raie D₂ de l'atome de césium 133. La normalisation est effectuée par rapport à la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \Leftrightarrow |F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$. Ces probabilités sont les carrés des éléments de matrice de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. m_F désigne le sous-niveau fondamental et $\Delta m_{F'} = 0, \pm 1$ le type de transition dipolaire électrique. Cette figure est reproduite de [42], avec l'aimable permission de l'auteur.

A.4 Moyennes des probabilités de transition

Lorsque l'atome n'est pas polarisé, i.e. la population des différents sous-niveaux Zeeman est uniforme, il est utile de moyenner les probabilités $(cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2$ sur tous les sous-niveaux Zeeman impliqués. Ces probabilités moyennes sont les *rapports de branchement en absorption* $w_{ge'}$, *en émission stimulée* $w_{e'g}$ et *en émission spontanée* $a_{e'g}$:

$$w_{ge'} = \frac{1}{2F+1} \sum_{\substack{m_F \\ \Delta m_{F'}=0}} (cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2 \quad (\text{A.1a})$$

$$w_{e'g} = w_{ge'} \quad (\text{A.1b})$$

$$a_{e'g} = \frac{1}{2F'+1} \sum_{\substack{m_F \\ \Delta m_{F'}=0, \pm 1}} (cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2 \quad (\text{A.1c})$$

Dans (A.1a) la somme porte sur les $(cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2$ de l'une des trois transitions π ou $\sigma_{\pm}$. Par contre dans (A.1c), la somme est effectuée sur les trois transitions π et $\sigma_{\pm}$.

A.4.1 Raie D₁

Les tableaux A.2 et A.3 contiennent les valeurs numériques des rapports de branchement en absorption et en émission stimulée, et respectivement en émission spontanée, pour la raie D₁ de l'atome de césium.

Tab. A.2: Rapport de branchement en absorption $w_{ge'}$ et en émission stimulée $w_{e'g}$ entre un état fondamental g et un état excité e' pour la raie D₁ de l'atome de césium 133.

$w_{ge'} = w_{e'g}$	$F' = 3$	$F' = 4$
F=3	1/12	1/4
F=4	7/36	5/36

Tab. A.3: Rapport de branchement en émission spontanée $a_{e'g}$ entre un état excité e' et un état fondamental g pour la raie D₁ de l'atome de césium 133.

$a_{e'g}$	$F' = 3$	$F' = 4$
F=3	1/4	7/12
F=4	3/4	5/12

A.4.2 Raie D₂

Les tableaux A.4 et A.5 contiennent les valeurs numériques des rapports de branchement en absorption et en émission stimulée, et respectivement en émission spontanée, pour la raie D₂ de l'atome de césium.

Tab. A.4: Rapport de branchement en absorption $w_{ge'}$ et en émission stimulée $w_{e'g}$ entre un état fondamental g et un état excité e' pour la raie D₂ de l'atome de césium 133.

$w_{ge'} = w_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
F=3	5/21	1/4	5/28	0
F=4	0	7/108	7/36	11/27

Tab. A.5: Rapport de branchement en émission spontanée $a_{e'g}$ entre un état excité e' et un état fondamental g pour la raie D₂ de l'atome de césium 133.

$a_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
F=3	1	3/4	5/12	0
F=4	0	1/4	7/12	1

Annexe B

Comparaison des flux

L'objectif de cette annexe est de comparer les caractéristiques des jets continus d'atomes froids qui ont été produits à l'Observatoire cantonal de Neuchâtel. Pour chaque expérience de production d'un jet continu d'atomes froids, nous avons créé un tableau où nous avons reporté les grandeurs suivantes :

- $\varphi(x_0, y_0)$ est la densité de flux maximale, mesurée au centre du jet atomique, dans la zone de détection, toutes valeurs de F et m_F confondues.
- S_{det} est la surface de détection.
- ϕ_{det} est le flux détecté.
- TOF est le temps de vol jusqu'à la détection.
- T_{trans} est la température transverse du jet atomique, qui caractérise la divergence de celui-ci.
- v_{rms} est la vitesse rms qui correspond à la température T_{trans} .
- Δx_{rms} est l'écart type de la position des atomes à la détection.
- ϕ_{tot} est la densité de flux totale, intégrée par calcul sur tout le jet atomique.

Ces grandeurs sont liées entre elles par les relations suivantes :

$$\phi_{\text{det}} = \varphi(x_0, y_0) S_{\text{det}} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta x_{\text{rms}} = \text{TOF } v_{\text{rms}} \quad (\text{B.2})$$

$$\phi_{\text{tot}} = 2\pi \Delta x_{\text{rms}}^2 \varphi(x_0, y_0) \quad (\text{B.3})$$

La méthode de mesure du flux est décrite en détail dans le chapitre 5. Elle utilise le signal de fluorescence, calibré par rapport signal sur bruit.

En vue de l'application de ce travail de recherche à l'horloge atomique à fontaine FOCS1, la grandeur la plus importante est la densité de flux maximale $\varphi(x_0, y_0)$ mesurée dans la zone de détection. En effet, c'est elle qu'il faut augmenter pour augmenter le flux utile, et donc la stabilité de fréquence. Toutefois, les autres grandeurs sont indispensables pour comparer les jets atomiques dont la géométrie est très différente.

Tab. B.1: Caractéristiques du jet atomique de la douche développée à l’Observatoire cantonal par P. Berthoud [42]. La source du jet est une mélasse mouvante et il n’y a pas de collimation. Note : la mesure du bruit a été effectuée à 1.5 kHz et la bande passante liée au temps de transit vaut environ 300 Hz.

$\varphi(x_0, y_0)$	$1.7 \cdot 10^{12}$	$\text{at s}^{-1}\text{m}^{-2}$
S_{det}	$1.0 \cdot 10^{-4}$	m^2
ϕ_{det}	$1.2 \cdot 10^8$	at s^{-1}
TOF	0.07	s
T_{trans}	60	μK
v_{rms}	$61 \cdot 10^{-3}$	m s^{-1}
Δx_{rms}	$43 \cdot 10^{-3}$	m
ϕ_{tot}	$1.6 \cdot 10^8$	at s^{-1}

Tab. B.2: Caractéristiques du jet atomique de la fontaine FOCS1 développée à l’Observatoire cantonal [4]. La source du jet est une mélasse mouvante suivie d’une collimation utilisant le refroidissement Sisyphe.

$\varphi(x_0, y_0)$	$2.8 \cdot 10^{10}$	$\text{at s}^{-1}\text{m}^{-2}$
S_{det}	$0.5 \cdot 10^{-4}$	m^2
ϕ_{det}	$1.4 \cdot 10^6$	at s^{-1}
TOF	0.77	s
T_{trans}	5	μK
v_{rms}	$18 \cdot 10^{-3}$	m s^{-1}
Δx_{rms}	$12 \cdot 10^{-3}$	m
ϕ_{tot}	$0.24 \cdot 10^8$	at s^{-1}

Tab. B.3: Caractéristiques du jet atomique de la fontaine expérimentale développée à l’Observatoire cantonal et présentée dans ce document. La source du jet est une mélasse mouvante suivie d’une collimation utilisant le refroidissement Sisyphe.

$\varphi(x_0, y_0)$	$36 \cdot 10^{10}$	$\text{at s}^{-1}\text{m}^{-2}$
S_{det}	$0.24 \cdot 10^{-4}$	m^2
ϕ_{det}	$8.6 \cdot 10^6$	at s^{-1}
TOF	0.57	s
T_{trans}	3.6	μK
v_{rms}	$15 \cdot 10^{-3}$	m s^{-1}
Δx_{rms}	$8.6 \cdot 10^{-3}$	m
ϕ_{tot}	$1.6 \cdot 10^8$	at s^{-1}

Tab. B.4: Caractéristiques du jet atomique de la fontaine expérimentale développée à l’Observatoire cantonal et présentée dans ce document. La source du jet est une mélasse mouvante suivie d’une collimation utilisant le refroidissement sideband.

$\varphi(x_0, y_0)$	$7 \cdot 10^{10}$	at s ⁻¹ m ⁻²
S_{det}	$0.24 \cdot 10^{-4}$	m ²
ϕ_{det}	$1.7 \cdot 10^6$	at s ⁻¹
TOF	0.57	s
T_{trans}	1.6	μK
v_{rms}	$10 \cdot 10^{-3}$	m s ⁻¹
Δx_{rms}	$5.7 \cdot 10^{-3}$	m
ϕ_{tot}	$0.14 \cdot 10^8$	at s ⁻¹

Annexe C

Publications et conférences

Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été présentés à plusieurs conférences de physique atomique. Ils ont aussi fait l'objet de plusieurs publications dans des revues de physique. Nous avons rassemblé ici les références à ces publications et conférences.

Publications

- [69] G. Di Domenico, N. Castagna, G. Mileti, P. Thomann, A.V. Taichenachev, and V.I. Yudin. Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling *Phys. Rev. A.* **69**, 063403 (2004).
- [19] G. Di Domenico, N. Castagna, M.D. Plimmer, and P. Thomann. On the stability of optical lattices *Submitted to JOSA B*, (2004).
- [55] G. Di Domenico, G. Mileti, and P. Thomann. Pump-probe spectroscopy and velocimetry of cold atoms in a slow beam *Phys. Rev. A.* **64**, 043408 (2001).

Conférences

1. *SPS 2001* : Annual meeting of the Swiss Physical Society, Dübendorf, Suisse, May 2001. Nous avons présenté une conférence sur la spectroscopie pompe-sonde.
2. *ICOLS 2001* : The XV International Conference on Laser Spectroscopy, Snowbird, Utah USA, June 2001. Nous avons présenté un poster sur la spectroscopie pompe-sonde, qui a été sélectionné pour être publié dans les proceedings de la conférence [84].
3. *SPS 2004* : Annual meeting of the Swiss Physical Society, Neuchâtel, Suisse, March 2004. Nous avons présenté une conférence sur la collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré.

4. *EFTF 2004* : The 18th European Frequency and Time Forum, Guildford, UK, April 2004. Nous avons présenté un poster sur la collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré.
5. *ICAP 2004* : The XIX International Conference on Atomic Physics, Rio de Janeiro, Brazil, July 2004. Nous allons présenter un poster sur la collimation utilisant le refroidissement sideband Raman dégénéré.
6. *MPLP 2004* : International Symposium Modern Problems of Laser Physics, Novosibirsk, Russia, August 2004. Nos collègues A.V. Taichenachev et V.I. Yudin vont présenter un poster sur les travaux en cours concernant le refroidissement sideband Raman dégénéré..

Bibliographie

- [1] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [2] P.R. Berman. *Atom Interferometry*. Academic Press, 1997.
- [3] Y. Sortais. *Construction d'une fontaine double a atomes froids de Rb et Cs ; Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2001.
- [4] A. Joyet. *Aspects métrologiques d'une fontaine continue à atomes froids*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, 2003.
- [5] G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki. Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards. In *Proceedings of the 22nd Annual PTI Meeting*, pages 487 – 508. NASA publications, 1990.
- [6] P.S. Jessen and I.H. Deutsch. Optical lattices *Adv. Atm. Mol. Opt. Phys.* **37**, 95 (1996).
- [7] L. Guidoni and P. Verkerk. Optical lattices : cold atoms ordered by light *J. Opt. B.* **1**, R23–R45 (1999).
- [8] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, and C. Salomon. Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249–2252 (1993).
- [9] A. Rauschenbeutel, H. Schadwinkel, V. Gomer, and D. Meschede. Standing light fields for cold atoms with intrinsically stable and variable time phases *Optics Communications.* **148**, 45–48 (1998).
- [10] J.P. Barrat and C. Cohen-Tannoudji. Etude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité *J. Phys. Radium.* **22**, 329–336 (1961).
- [11] W. Happer and B.S. Mathur. Effective operator formalism in optical pumping *Phys. Rev.* **163**, 12–25 (1967).
- [12] P.S. Jessen, C. Gerz, P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw, and C.I. Westbrook. Observation of quantized motion of rb atoms in an optical field *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49–52 (1992).
- [13] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg. Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861–3864 (1992).

- [14] M. Raizen, C. Salomon, and Q. Niu. New light on quantum transport *Physics Today*. **50**, 30 (July 1997).
- [15] M. Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon. Bloch oscillations of atoms in an optical potential *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508–4511 (1996).
- [16] S.R. Wilkinson, C.F. Bharucha, K.W. Madison, Qian Niu, and M.G. Raizen. Observation of atomic wannier-stark ladders in an accelerating optical potential *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4512–4515 (1996).
- [17] I.H. Deutsch and P.S. Jessen. Quantum-state control in optical lattices *Phys. Rev. A*. **57**, 1972–1986 (1998).
- [18] A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, and L. Hollberg. Two-dimensional sideband Raman cooling and Zeeman state preparation in an optical lattice *Phys. Rev. A*. **63**, 033402 (2001).
- [19] G. Di Domenico, N. Castagna, M.D. Plimmer, and P. Thomann. On the stability of optical lattices *In preparation*. -, – (2004).
- [20] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models *J. Opt. Soc. Am. B*. **6**, 2023 –2045 (1989).
- [21] A. Hemmerich and T.W. Hänsch. Two-dimensional atomic crystal bound by light *Phys. Rev. Lett.* **70**, 410–413 (1993).
- [22] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College Publishing, 1976.
- [23] M. Greiner. *Ultracold quantum gases in three-dimensional optical lattice potentials*. Dissertation in the Physics department of the Ludwig-Maximilians-Universität München, 2003.
- [24] S.E. Hamann. *Quantum State Preparation in an Optical Lattice*. Ph.D. dissertation in the Physics department of the University of Arizona, 1998.
- [25] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below 3 μ K *Europhys. Lett.* **12**, 683 – 688 (1990).
- [26] Y. Castin. *Les limites du refroidissement laser dans les mélasses optiques à une dimension*. PhD thesis, Ecole normale supérieure, Paris, 1992.
- [27] D.L. Haycock, S.E. Hamann, G. Klose, G. Raithel, and P.S. Jessen. Enhanced laser cooling and state preparation in an optical lattice with a magnetic field *Phys. Rev. A*. **57**, R705–R708 (1998).
- [28] J. Jersblad, H. Ellmann, and A. Kastberg. Experimental investigation of the limit of Sisyphus cooling *Phys. Rev. A*. **62**, 051401 (2000).

- [29] H. Ellmann, J. Jersblad, and A. Kastberg. Temperatures in 3D optical lattices influenced by neighbouring transitions *Eur. Phys. J. D.* **13**, 379 – 384 (2001).
- [30] J. Jersblad, H. Ellmann, L. Sanchez-Palencia, and A. Kastberg. Anisotropic velocity distributions in 3D dissipative optical lattices *Eur. Phys. J. D.* **22**, 333–339 (2003).
- [31] H. Ellmann. *Experimental investigation of three dimensional single and double optical lattices*. PhD thesis, Stockholm University, 2002.
- [32] D. J. Wineland and H. Dehmelt. Proposed $10^{14} \delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Ti^+ mono-ion oscillator III *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [33] F. Diedrich, J.C. Bergquist, Wayne M. Itano, and D.J. Wineland. Laser cooling to the zero-point energy of motion *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403–406 (1989).
- [34] D.J. Heinzen and D.J. Wineland. Quantum-limited cooling and detection of radio-frequency oscillations by laser-cooled ions *Phys. Rev. A.* **42**, 2977–2994 (1990).
- [35] R. Taïeb, R. Dum, J.I. Cirac, P. Marte, and P. Zoller. Cooling and localization of atoms in laser-induced potential wells *Phys. Rev. A.* **49**, 4876–4887 (1994).
- [36] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, and C. Salomon. Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice *Europhys. Lett.* **42**, 395 (1998).
- [37] S.E. Hamann, D.L. Haycock, G. Klose, P.H. Pax, I.H. Deutsch, and P.S. Jessen. Resolved sideband Raman cooling to the ground state of an optical lattice *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149 – 4152 (1998).
- [38] V. Vuletic, C. Chin, A.J. Kerman, and S. Chu. Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5768 (1998).
- [39] A.J. Kerman, V. Vuletic, C. Chin, and S. Chu. Beyond optical molasses : 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).
- [40] P. Treutlein, K.Y. Chung, and S. Chu. High-brightness atom source for atomic fountains *Phys. Rev. A.* **63**, 051401(R) (2001).
- [41] A. Kastberg, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw, and P.S. Jessen. Adiabatic cooling of cesium to 700 nK in an optical lattice *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1542–1545 (1995).
- [42] P. Berthoud. *Développement d’une source continue d’atomes de césium refroidis par laser*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, 2000.

- [43] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann. Bright, slow and continuous beam of laser-cooled cesium atoms *Phys. Rev. A.* **60**, R4241–R4244 (1999).
- [44] C.E. Wieman and L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1–20 (1991).
- [45] S. Lecomte. *Conception et réalisation d'un laser semiconducteur en cavité étendue et boucle d'asservissement*. Travail de diplôme, Université de Neuchâtel, 1998.
- [46] S. Jaquet. *Lasers semi-conducteurs stabilisés en fréquence pour la métrologie*. Travail de diplôme, Université de Neuchâtel, 2002.
- [47] J.W.R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R.B. Lee, H.J. Kimble, and G. Grynberg. Nonlinear spectroscopy of cold atoms in a spontaneous-force optical trap *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245–3248 (1991).
- [48] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg. Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap *Europhys. Lett.* **15**, 149–154 (1991).
- [49] J.-Y. Courtois and G. Grynberg. Probe transmission in one-dimensional optical molasses : Theory for linearly cross-polarized cooling beams *Phys. Rev. A.* **46**, 7060–7078 (1992).
- [50] J.-Y. Courtois and G. Grynberg. Probe transmission in one-dimensional optical molasses : Theory for circularly-cross-polarized cooling beams *Phys. Rev. A.* **48**, 1378–1399 (1993).
- [51] B. Lounis, J.-Y. Courtois, P. Verkerk, C. Salomon, and G. Grynberg. Measurement of the friction coefficient in 1D corkscrew optical molasses by stimulated rayleigh spectroscopy *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3029–3032 (1992).
- [52] J. Guo, P.R. Berman, and B. Dubetsky. Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy *Phys. Rev. A.* **46**, 1426–1437 (1992).
- [53] D.R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon, and G. Grynberg. Method for velocimetry of cold atoms *Phys. Rev. A.* **50**, R1992–R1994 (1994).
- [54] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk. Recoil-induced resonances in cesium : An atomic analog to the free-electron laser *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3017–3020 (1994).
- [55] G. Di Domenico, G. Mileti, and P. Thomann. Pump-probe spectroscopy and velocimetry of cold atoms in a slow beam *Phys. Rev. A.* **64**, 043408 (2001).
- [56] F. Chi, M. Partlow, and H.J. Metcalf. Precision velocimetry in a thermal atomic beam by stimulated optical compton scattering *Phys. Rev. A.* **64**, 043407 (2001).

-
- [57] J. Guo. Contribution of energy continuum states to probe absorption signal of atoms in one-dimensional optical molasses *Phys. Rev. A.* **49**, 3934–3942 (1994).
- [58] J.-Y. Courtois and G. Grynberg. Stimulated rayleigh resonances and recoil-induced effects *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **36**, 87–140 (1996).
- [59] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEditions/Editions du CNRS, 1988.
- [60] Y. Castin. Private communication.
- [61] Jacques Vanier and Claude Audoin. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, 1989.
- [62] G. Dudle. *Contribution au développement d'un étalon de fréquence primaire basé sur des atomes refroidis par faisceaux laser*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, 1996.
- [63] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips. New mechanism for laser cooling *Physics Today*. **October**, 33–40 (1990).
- [64] C. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707–719 (1998).
- [65] W.D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721–741 (1998).
- [66] M. Drewsen, U. Drodofsky, C. Weber, G. Schreiber, and J. Mlynek. Sisyphus polarization gradient laser cooling of Cr atoms on the $J=3$, $J'=2,3$ and 4 transitions *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **29**, L843 – L850 (1996).
- [67] M. Kajita, N. Kotake, K. Fukuda, A. Hasegawa, and T. Morikawa. Influence of neighboring transition on polarization gradient cooling *Appl. Phys. B.* **65**, 563 – 568 (1997).
- [68] S. Bize. *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2001.
- [69] G. Di Domenico, N. Castagna, G. Miletì, P. Thomann, A.V. Taichenachev, and V.I. Yudin. Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling *Phys. Rev. A.* **69**, 063403 (2004).
- [70] R.H. Dicke. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines *Phys. Rev.* **89**, 472–473 (1953).
- [71] D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger. *The Physics of Quantum Information*. Springer, 2000.
- [72] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique*. Hermann, Paris, 1977.

- [73] D.A. Steck. Cesium D line data, <http://steck.us/alkalidata>, 2002.
- [74] Y. Castin and K. Mølmer. Atomic momentum diffusion in a $\sigma_+ - \sigma_-$ laser configuration of an internal sublevel structure *J. Phys. B.* **23**, 4101 – 4110 (1990).
- [75] K. Mølmer. Friction and diffusion coefficients for cooling of atoms in laser fields with multidimensional periodicity *Phys. Rev. A.* **44**, 5820–32 (1991).
- [76] G. Nienhuis, P. van der Straten, and S-Q. Shang. Operator description of laser cooling below the Doppler limit *Phys. Rev. A.* **44**, 462–474 (1991).
- [77] S.M. Yoo and J. Javanainen. Low-intensity limit of the laser cooling of a multistate atom *Phys. Rev. A.* **45**, 3071 (1992).
- [78] V. Finkelstein, P. R. Berman, and J. Guo. One-dimensional laser cooling below the Doppler limit *Phys. Rev. A.* **45**, 1829 (1992).
- [79] J. Werner, G. Hillenbrand, and A.M. Steane. Laser cooling by $\sigma^+ - \sigma^-$ circularly polarized beams of unequal intensities *J. Phys. B.* **26**, 3063 – 3080 (1993).
- [80] S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, and V. Minogin. Light-induced ground-state coherence, constructive interference, and two-photon laser cooling mechanism in multilevel atoms *Phys. Rev. A.* **60**, 2308 (1999).
- [81] S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, and V. Minogin. Sub-Doppler laser cooling of atoms : Comparison of four multilevel atomic schemes *Phys. Rev. A.* **64**, 013404 (2001).
- [82] A.V. Bezverbny, O.N. Prudnikov, A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, and V.I. Yudin. The light pressure force and the friction and diffusion coefficients for atoms in a resonant nonuniformly polarized laser field *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* **96**, 383 (2003).
- [83] V. Boyer, L. J. Lising, S. L. Rolston, and W. D. Phillips. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling, 2004.
- [84] G. Di Domenico, G. Mileti, and P. Thomann. Pump-probe spectroscopy and velocimetry of a slow beam of cold atoms. In S. Chu, V. Vuletic, A.J. Kerman, and C. Chin, editors, *Proceedings of the XV International Conference on Laser Spectroscopy*, pages 321 – 324. World scientific (Singapore), 2002.