



HAL
open science

Préparation et manipulation de paquets d'ondes atomiques ultrafroids

Simone Kulin

► **To cite this version:**

Simone Kulin. Préparation et manipulation de paquets d'ondes atomiques ultrafroids. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT : . tel-00011789

HAL Id: tel-00011789

<https://theses.hal.science/tel-00011789>

Submitted on 7 Mar 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL**



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Simone KULIN

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

**PRÉPARATION ET MANIPULATION DE PAQUETS D'ONDES
ATOMIQUES ULTRAFROIDS**

**Refroidissement subrecul d'atomes d'hélium à plusieurs dimensions
par résonances noires sélectives en vitesses**

Soutenue le 24 septembre 1997 devant le jury composé de :

M.	C. COHEN-TANNOUJDI	Président
M.	E. ARIMONDO	Rapporteur
M.	N. BIGELOW	Rapporteur
M.	W. ERTMER	Examineur
M.	A. MAQUET	Examineur
Mme.	M. LEDUC	Directeur de thèse

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSEL**



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité: Physique Quantique

présentée par
Simone KULIN

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse:

**PRÉPARATION ET MANIPULATION DE PAQUETS D'ONDES
ATOMIQUES ULTRAFROIDS**

Refroidissement subrecul d'atomes d'hélium à plusieurs dimensions
par résonances noires sélectives en vitesses

Soutenue le 24 septembre 1997 devant le jury composé de:

M.	C. COHEN-TANNOUJDI	Président
M.	E. ARIMONDO	Rapporteur
M.	N. BIGELOW	Rapporteur
M.	W. ERTMER	Examineur
M.	A. MAQUET	Examineur
Mme.	M. LEDUC	Directeur de thèse

Remerciements

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été effectué au Laboratoire Kastler Brossel de l'École normale supérieure. Je remercie son directeur Michèle Leduc de m'y avoir accueillie avec bienveillance et de m'avoir fait bénéficier de conditions de recherche exceptionnelles. Elle a gentiment accepté de prendre la direction de ma thèse, alors qu'elle assurait déjà la direction du laboratoire. Avec enthousiasme, elle a su me soutenir et m'encourager tout au long de ce travail. Ses efforts ont rendu possible la poursuite de l'expérience sur l'hélium et elle a réussi à créer et à maintenir un esprit d'équipe chaleureux.

Ce fut un double privilège de faire partie de l'équipe de Claude Cohen-Tannoudji et de collaborer directement avec lui. Je le remercie de tout mon cœur d'avoir pris part à la direction de mon travail de thèse. Pendant maintes réunions de travail et de rédaction d'articles, j'étais souvent fascinée par son approche de la physique quantique à travers des images intuitives "simples" ou des analogies avec l'optique ou la physique classique, images derrière lesquelles se cachait une très stricte rigueur scientifique. J'ai particulièrement apprécié cette rigueur pendant la rédaction de ce mémoire, et je tiens à le remercier de l'avoir relu avec soin.

Ma première année au laboratoire a été encadrée par John Lawall. Il a patiemment répondu à mes nombreuses questions, qu'elles soient physiques ou techniques, et m'a même convaincue de l'efficacité de la "méthode américaine" dans certaines situations. Nous avons partagé non seulement de longues nuits et week-ends de travail sur l'expérience mais aussi l'émotion des premiers signaux de refroidissement subrecul à trois dimensions et du transfert adiabatique.

J'ai eu le plaisir de travailler pendant quelques mois avec Ekkehard Peik, qui m'a souvent impressionnée par ses vastes connaissances en physique générale et la façon naturelle dont il usait des diverses techniques expérimentales. Nous avons maîtrisé ensemble les difficultés associées aux expériences du transfert adiabatique. C'est avec lui que j'ai appris que l'échec (sur l'expérience du modulateur opto-atomique) fait aussi partie de la recherche scientifique et qu'il faut savoir en prendre le risque.

J'ai passé les derniers mois sur l'expérience avec Tom Hijmans, avec qui la deuxième génération des expériences sur le transfert adiabatique à trois dimensions fut conçue et achevée. Enthousiaste, toujours prêt à discuter, il cherchait à comprendre tout phénomène physique ou tout résultat expérimental dans le plus grand détail.

Pendant presque toute la durée de cette thèse, j'ai collaboré avec Bruno Saubaméa, étudiant en thèse comme moi. Ce travail, qui certes n'aurait pas été si riche sans sa contribution, nous a beaucoup rapprochés, malgré nos ca-

ractères et intérêts très différents. Je le remercie beaucoup pour les discussions “entre étudiants” ainsi que pour son soutien moral pendant les derniers jours de cette thèse.

Je remercie Hélène Perrin et Pierre Desbiolles d’avoir lu et relu ce manuscrit et d’avoir corrigé maintes fautes de langue, d’accord ou d’orthographe.

Au cours de nombreuses discussions avec Yvan Castin et Maxim Ol’shanii j’ai beaucoup appris sur la physique (théorique) des états noirs et je les remercie surtout pour le temps qu’ils m’ont accordé et pour leur aide à l’interprétation des résultats expérimentaux du refroidissement subrecul sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$. C’était un vrai plaisir de travailler à côté de Christophe Salomon et de Jean Dalibard, toujours de bonne humeur et ayant toujours un conseil expérimental ou une suggestion théorique appropriés à nos problèmes.

Les collègues, étudiants et visiteurs, ont tous contribué à leur façon à une atmosphère agréable et je les remercie tous : Maxime Ben Dahan, Jakob Reichel, Andrew Steane, Markus Arndt, Axel Kuhn, Franceso Minardi, Ernst Rasel, François Bardou, Alain Aspect, Tilman Pfau, Denis Boiron, Pierre Lemonde, David Guéry-Odelin, Pippa Storey, Isabelle Bouchoule, Olivier Morice, Alain Michaud, Frank Pereira, Ralph Dum, Pascal Szriftgiser, Wolfgang Hänsel, Johannes Söding, Gabriele Ferrari et Marc-Oliver Mewes.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Jürgen Mlynek, qui m’avait encouragée à partir faire ma thèse à Paris et qui m’a soutenue et a suivi mon travail pendant toute sa durée.

Cette thèse n’aurait pas pu aboutir sans l’assistance des services techniques. Je remercie tous les membres de l’atelier d’électronique et mécanique, et en particulier André Clouqueur pour le développement et la construction du LDAR.

Je remercie Messieurs les Professeurs Ennio Arimondo, Nicholas Bigelow, Wolfgang Ertmer et Alfred Maquet de l’intérêt qu’ils ont bien voulu porter à ces recherches en acceptant de faire partie du jury de soutenance.

Je suis très reconnaissante au DAAD, l’office allemand d’échanges universitaires, pour son soutien financier pendant toute la durée de ces études.

Enfin, je remercie tous mes amis français et étrangers à Paris, qui m’ont fait oublier de temps en temps la physique et avec qui j’ai partagé le plaisir des concerts, expositions ou voyages.

Table des matières

Introduction	5
1 Le refroidissement d'atomes libres par résonances noires à plusieurs dimensions. Notions théoriques	9
1.1 Notations et équations de base	12
1.1.1 Le système atomique	12
1.1.2 Le Hamiltonien total du système atome + champ	13
1.2 Recherche des états noirs	17
1.2.1 Définition et propriétés des états noirs	17
1.2.2 Cas d'une onde polarisée σ_+	21
1.2.3 Cas d'une onde polarisée π	22
1.2.4 Cas de deux ondes polarisées $\sigma_+ - \sigma_-$	23
1.2.5 Cas $\sigma_+ - \sigma_-$ à deux dimensions	26
1.2.6 Cas $\sigma_+ - \sigma_-$ à trois dimensions	28
1.3 Efficacité du refroidissement	30
1.3.1 La marche aléatoire libre	30
1.3.2 La marche au hasard confinée	32
1.3.3 Le pré-refroidissement Sisyphe	33
1.3.4 La compétition des forces	38
1.3.5 Un modèle statistique	42
2 Le dispositif expérimental	49
2.1 Le système atomique	50
2.2 Les lasers LNA à 1083 nm	53
2.3 Le montage expérimental	54
2.3.1 La préparation des atomes métastables	54
2.3.2 Ralentissement et piégeage des atomes	56
2.3.3 Les caractéristiques du piège magnéto-optique	58
2.3.4 La séquence temporelle	58
2.4 Précautions expérimentales	60
2.4.1 Elimination de la lumière parasite	60

2.4.2	La compensation du champ magnétique résiduel	61
2.5	Le système de détection	64
2.5.1	Le détecteur à écran de phosphore	64
2.5.2	Performances et limites	66
2.5.3	Exigences expérimentales pour l'observation du refroidissement subrecul à trois dimensions	68
2.6	Le nouveau détecteur	70
2.6.1	Le principe de fonctionnement	70
2.6.2	La réalisation expérimentale	72
2.6.3	Premières images et calibration du détecteur	76
2.6.4	Les possibilités du détecteur à anode résistive	79
2.6.5	Sources d'erreur possibles et problèmes encore ouverts	81
2.6.6	Conclusion	85
3	Résultats expérimentaux du refroidissement à plusieurs dimensions	87
3.1	Expériences à deux dimensions	89
3.2	Résultats attendus à 3D	94
3.3	L'analyse des données expérimentales	97
3.3.1	Estimation de la température	97
3.3.2	L'augmentation de la densité d'atomes dans l'espace des vitesses	98
3.3.3	La fraction des atomes refroidis	100
3.4	Expériences à trois dimensions	101
3.4.1	Premiers résultats expérimentaux	101
3.4.2	Expériences de refroidissement à deux phases	106
3.4.3	Etude quantitative	109
3.5	Mécanismes de perte	115
3.5.1	Résultats expérimentaux avec un désaccord vers le rouge	115
3.6	Conclusion	120
4	Manipulation cohérente de paquets d'ondes atomiques	123
4.1	Introduction	123
4.2	Le principe du transfert et le critère d'adiabaticité	125
4.3	Réalisation expérimentale	128
4.3.1	La séquence temporelle	128
4.3.2	Le montage optique	129
4.4	Expériences de transfert adiabatique à deux dimensions	133
4.4.1	Mise en évidence	133
4.4.2	Etude quantitative	135
4.4.3	Une variante de l'expérience	137

4.5	Passage adiabatique à trois dimensions	140
4.5.1	Montage à huit faisceaux laser : Mise en évidence du passage adiabatique à trois dimensions	140
4.5.2	Un paquet d'ondes de de Broglie sur mesure	144
4.5.3	Un pas vers l'interférométrie atomique	146
4.6	Conclusion	148
5	Etats noirs sélectifs en vitesse sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$	149
5.1	Notions théoriques	150
5.1.1	La transition atomique	150
5.1.2	A la recherche des états noirs	152
5.2	La méthode graphique	154
5.2.1	Etats noirs avec une énergie $E = E_{rec}$	154
5.2.2	Etats noirs avec $E = 2 E_{rec}$	158
5.2.3	Etats noirs avec $E = 5 E_{rec}$	159
5.3	Mise en évidence expérimentale	163
5.4	Conclusion	164
	Conclusion	165
A	Unicité des états noirs	169
B	Compléments détecteur	175
B.1	Circuit de branchement du détecteur	176
B.2	La forme de l'anode résistive	177
B.3	Calcul de la position d'un événement incident	178
B.4	Réglages des signaux spatiaux	181
C	Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit	183
D	Coherent Manipulation of Atomic Wave Packets by Adiabatic Transfer	189
E	Expressions explicites des états noirs sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$	195
E.1	Rappels et notations	195
E.2	Etats noirs avec $E = E_{rec}$	197
E.3	Etats noirs avec $E = 2E_{rec}$	205
E.4	L'îlot à deux points	207

Introduction

Manipuler et contrôler à distance la position et la vitesse des atomes ou des petites particules neutres est aujourd'hui possible avec une grande aisance. La possibilité de saisir et de déplacer ces objets neutres à l'aide d'un faisceau laser ouvre des voies nouvelles dans plusieurs domaines de la physique et de la biologie. Le refroidissement laser représente une étape importante dans le développement des différents moyens de piégeage et de manipulation des atomes inventés au cours des dernières années.

L'idée à la base de tout refroidissement par laser remonte à A. Einstein, qui en 1917 découvrit que l'impulsion d'un atome change lors de l'absorption et de l'émission d'un photon [1]. Cet effet mécanique qu'exerce la lumière sur les atomes fut mis en évidence expérimentalement pour la première fois par R. Frisch en 1933, qui réussit à dévier un jet d'atomes de sodium [2]. Une lampe à décharge de sodium lui fournit la lumière résonnante nécessaire. Bien que l'invention du laser ait été à la charnière du refroidissement et du piégeage des atomes, l'idée de refroidir les atomes avec une lumière résonnante fut introduite antérieurement par A. Kastler dès 1950 [3]. En 1975, Hänsch et Schawlow proposèrent d'utiliser l'effet Doppler [4] pour refroidir des atomes neutres. Indépendamment, Wineland et Dehmelt [5] présentèrent une méthode analogue pour refroidir les ions piégés. Une première manifestation spectaculaire de la manipulation d'atomes par laser fut apportée sept ans plus tard avec le ralentissement d'un jet atomique [6, 7, 8]. La réalisation de la première mélasse optique [9] en 1985 permit de garder les atomes dans une région de l'espace pendant un temps relativement long (de l'ordre de la seconde). Le développement de méthodes de mesure plus précises de la température et la découverte des mécanismes de refroidissement sub-Doppler [10, 11, 12] marquèrent alors l'évolution de ce domaine de la physique atomique. Ce progrès est symbolisé par le piège magnéto-optique, une astucieuse combinaison de la force de pression de radiation et d'un champ magnétique inhomogène [13, 14].

L'échelle naturelle de vitesse en refroidissement laser est la vitesse de recul

$$v_{rec} = \frac{\hbar k}{m} \quad (0.1)$$

communiquée à un atome de masse m , initialement au repos, lorsqu'il absorbe ou émet un photon d'impulsion $\hbar k$. A cette vitesse, on associe une température de recul selon la relation $k_B T_{rec}/2 = \hbar^2 k^2/2m$. La plupart des méthodes de refroidissement laser fonctionnent grâce aux cycles de fluorescence que les atomes subissent en permanence. A chacun de ces cycles, l'atome recule dans une direction qui varie aléatoirement d'un cycle à l'autre. Franchir la limite de recul, c'est-à-dire obtenir des dispersions en vitesses δv à $1/\sqrt{e}$ plus petites que la vitesse de recul, semblait alors impossible. La température $k_B T/2 = m\delta v^2/2$ associée à la dispersion δv ainsi obtenue ne pouvait descendre en dessous de la température de recul T_{rec} . Toutefois, la physique derrière cette limite s'annonçait très prometteuse : refroidir les atomes jusqu'à une dispersion en vitesse plus petite que la vitesse de recul est en effet, équivalent à les délocaliser sur une distance $\hbar/m\delta v$ plus grande que la longueur d'onde optique. Ceci rend le refroidissement subrecul très attirant pour des domaines comme l'optique atomique, la métrologie et la recherche des effets de statistique quantique dans des gaz dégénérés.

A la fin des années quatre-vingt, une première proposition pour atteindre le régime "subrecul" fut formulée [15]. L'idée est simple : puisque le photon émis spontanément suite à un cycle de fluorescence a une direction aléatoire, l'atome a une probabilité non nulle de se désexciter vers un état de vitesse plus basse que la vitesse de recul. Si de tels atomes peuvent être piégés spatialement et s'il existe un mécanisme qui "recycle" de manière sélective les atomes qui ont une vitesse v plus grande que v_{rec} , ceux-ci peuvent se désexciter vers des vitesses beaucoup plus petites que v_{rec} . Ainsi, après de nombreux cycles de fluorescence, une fraction importante des atomes aura une vitesse inférieure à la vitesse de recul.

Expérimentalement deux méthodes de refroidissement subrecul se sont imposées. La première utilise une autre idée de piégeage sélectif, non plus en position, mais en vitesse et fut réalisée dans notre laboratoire en 1988 [16]. Elle constitue le premier jalon de l'histoire du refroidissement subrecul. On montra ainsi qu'il était possible de réduire la largeur de la distribution en vitesses d'un jet d'atomes d'hélium à une valeur inférieure à la vitesse de recul. Cette méthode est connue sous le nom de résonances noires sélectives en vitesse (sigle anglais VSCPT). Grâce à un effet d'interférence quantique destructive, les atomes sont préparés dans un état non couplé au champ laser. Les atomes dans tous les autres états interagissent avec la lumière et sont "recyclés". Le taux d'excitation varie quadratiquement en fonction de la vitesse autour de $v = 0$ [16, 17]. La dispersion en vitesse n'est limitée que par le temps d'interaction atome-laser ou par d'éventuelles imperfections expérimentales. L'extension à deux et trois dimensions de ce mécanisme ne fut d'abord faite que théoriquement [17, 18, 19]. L'existence d'un état atomique non absorbant [20] quelle que soit la dimension rendit envisageable la réalisation expérimentale. A Paris, le refroidissement par résonances noires conduisit pour la première fois à une dispersion en vitesses

$\delta v = v_{rec}/4$ à deux dimensions [21]. La généralisation du refroidissement subrecul à trois dimensions est l'un des objets de ce mémoire.

La deuxième méthode de refroidissement subrecul, le refroidissement Raman, fut démontrée à Stanford en 1992 [22]. Ce procédé, qui utilise une séquence d'impulsions lumineuses de fréquence et de durée bien déterminées, est applicable à une grande classe d'espèces atomiques. Il tire profit de la haute résolution des transitions Raman entre deux niveaux atomiques stables. Les distributions en vitesse atomique obtenues par le refroidissement Raman ont atteint $\delta v = v_{rec}/10$ à une dimension [23], $\delta v = 1,2 v_{rec}$ à deux dimensions et $\delta v = 2,3 v_{rec}$ à trois dimensions [24]. Pour les atomes libres, le refroidissement Raman n'est donc subrecul qu'à une dimension, alors que, comme nous le verrons au cours de ce mémoire, le refroidissement par résonances noires permet de descendre en dessous de la vitesse de recul à trois dimensions. Cependant la méthode Raman a atteint des valeurs légèrement subrecul ($\delta v = 0,65 v_{rec}$) à trois dimensions pour des atomes confinés dans un piège dipolaire [25].

Le refroidissement Raman prépare les atomes dans une région de l'espace des vitesses autour de $v = 0$. En revanche, le refroidissement par résonances noires prépare les atomes dans une superposition cohérente de deux, quatre ou six paquets d'ondes selon le nombre de dimensions refroidies. La vitesse du centre de masse de chaque paquet d'onde est égale à la vitesse de recul, sa dispersion autour de cette valeur étant plus petite que v_{rec} . Pour des applications ultérieures, le transfert de toute la population atomique dans un seul paquet d'onde apparaît souhaitable. La présence des lasers en combinaison avec des paquets d'ondes cohérents conduit naturellement à des expériences de transfert adiabatique induit par laser. Dans le domaine de la physique des molécules le terrain fut défriché par T. Loy dès 1974 [26]. Une application spectaculaire du transfert adiabatique entre deux états internes moléculaires fut réalisée par K. Bergman en 1988 [27]. Le transfert d'impulsion par un tel processus cohérent, d'abord suggéré par des travaux théoriques [28], fut mis en évidence dans le cas unidimensionnel aux Etats-Unis [29, 30]. Son adaptation aux paquets d'ondes cohérents issus du refroidissement VSCPT à plusieurs dimensions constitue l'un des thèmes sur lesquels porte ce travail.

Le premier chapitre de ce mémoire présente les principaux éléments théoriques du refroidissement subrecul par résonances noires : l'existence d'un état noir sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ quel que soit le nombre de dimensions, les mécanismes responsables du remplissage de ces états, ainsi que les processus de pertes pouvant limiter l'efficacité du refroidissement. La partie expérimentale commence par la description du dispositif au chapitre 2. Ce chapitre discute en particulier un nouveau système de détection que nous avons mis en œuvre en vue de diagnostiquer le refroidissement VSCPT à trois dimensions. Ce détecteur constitue le point clef de notre dispositif. Nous exposons au chapitre 3 les résultats

expérimentaux du refroidissement à trois dimensions des atomes d'hélium métastables par la méthode des résonances noires sélectives en vitesse. Ils ont été obtenus en deux étapes : dans une première série d'expériences, nous avons démontré le refroidissement subrecul à trois dimensions. Dans une deuxième série, nous avons amélioré l'efficacité du refroidissement et nous avons obtenu une dispersion en vitesse de $\delta v \sim v_{rec}/5$ tout en augmentant la densité atomique dans l'espace des impulsions d'un facteur 16 [53]. La dernière partie du chapitre est consacrée aux études plus quantitatives du refroidissement tridimensionnel. Le chapitre 4 porte sur les expériences de passage adiabatique à deux et trois dimensions que nous avons entreprises [31, 32]. Sans perdre le caractère subrecul de la distribution en vitesses, nous avons transféré la population atomique initialement contenue dans quatre et six paquets d'ondes dans un seul paquet d'ondes avec une efficacité de l'ordre de 90% et 75% respectivement. L'analyse est plus quantitative pour le cas bidimensionnel et reste qualitative dans le cas tridimensionnel. Nous pensons que les résultats obtenus à trois dimensions ouvrent une voie d'avenir pour l'interférométrie atomique. Dans un dernier chapitre nous discutons les états noirs sélectifs en vitesse que nous avons mis en évidence pour la première fois sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$. Nous présentons une méthode graphique simple qui permet de trouver le nombre minimal de ces états. Nous discutons la structure complexe de ces états qui sont fondamentalement différents des états noirs sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$.

Les travaux rapportés dans ce mémoire élargissent ainsi les expériences précédentes sur le piégeage cohérent de population sélectif en vitesse d'une part en le généralisant à trois dimensions et d'autre part en l'appliquant à une autre transition. De plus, nous rendons compte de l'extension du transfert adiabatique induit par laser à plus qu'une dimension.

Chapitre 1

Le refroidissement d'atomes libres par résonances noires à plusieurs dimensions

Le refroidissement d'atomes par résonances noires sélectives en vitesses est le mécanisme de refroidissement laser qui a permis d'atteindre pour la première fois des températures plus basses que la température de recul et d'approcher le nanokelvin. La température de recul est définie par $k_B T_{rec}/2 = E_{rec}$, où $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / (2m)$ est l'énergie cinétique d'un atome de masse m qui absorbe ou émet un seul photon. La méthode, souvent connue d'après son sigle anglais VSCPT (velocity selective coherent population trapping) combine deux effets physiques différents, sélection et recyclage. Le piégeage cohérent de population nécessite un système à trois niveaux dans une configuration dite en Λ (voir figure 1.1). Deux des niveaux ($|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$) sont des sous-niveaux fondamentaux et donc stables, le troisième $|e_0\rangle$ est un niveau excité de courte durée de vie. Deux lasers de fréquences ω_1 et ω_2 résonnants avec les transitions $|g_1\rangle \rightarrow |e_0\rangle$ et $|g_2\rangle \rightarrow |e_0\rangle$ respectivement excitent le système atomique. Grâce à un processus d'interférence quantique destructive entre les amplitudes d'absorption des états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ vers $|e_0\rangle$, les atomes cessent de d'absorber et donc d'émettre des photons lorsque la condition d'accord Raman est satisfaite ($\Delta = 0$). Ce phénomène est connu en spectroscopie sous le nom de résonance noire et a été découvert à Pise en 1976 [33]. Quand les deux vecteurs d'onde laser \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 sont orientés dans des sens opposés le processus Raman stimulé devient sélectif en vitesse (à cause de l'effet Doppler). Le désaccord Δ devient proportionnel à la vitesse et la condition de résonance Raman dépend de v : le taux d'absorption de photon s'annule pour $v = 0$. Les atomes ayant une vitesse nulle se trouvent alors dans un "état noir", où ils ne voient plus la lumière. On supprime ainsi le recul aléatoire consécutif

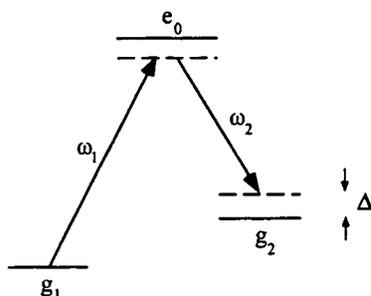
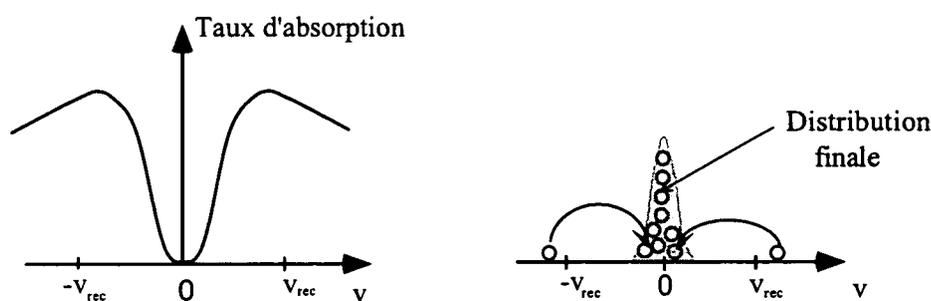


Figure 1.1: Système à trois niveaux en "Λ".

Figure 1.2: Principé général du refroidissement laser subrecoil : Une combinaison de deux effets physiques distincts : filtrage et recyclage des atomes. L'atome qui arrive au voisinage de $v = 0$ peut plus dès lors interagir avec la lumière.

à la réémission spontanée d'un photon, ce qui permet de refroidir au-delà de la limite de recul. En revanche, les atomes ayant une vitesse non nulle absorbent de la lumière. Lors de la réémission spontanée d'un photon, leur vitesse change de manière aléatoire et peut se rapprocher de la valeur $v = 0$. Les atomes effectuent ainsi une marche aléatoire dans l'espace des vitesses qui les transfère vers les états $v \simeq 0$ où ils se retrouvent piégés et s'accumulent.

Le refroidissement par résonances noires peut être généralisé à plusieurs dimensions. La sélectivité en vitesse résulte de l'orientation relative des différents vecteurs d'onde du champ lumineux et le raisonnement ci-dessus reste valable. Plusieurs schémas ont été proposés pour des transitions $J = 1 \rightarrow J = 1$ et $J = 1 \rightarrow J = 0$ [20, 34, 39]. Un schéma a été également proposé dans [41] qui permet le refroidissement par VSCPT à plusieurs dimensions en utilisant les transitions entre deux états fondamentaux de moments cinétiques J et $J + 1$ et un état excité de moment cinétique $J + 1$. La réalisation expérimentale a été envisagée dans notre laboratoire pour l'atome de césium. Nous allons nous limiter

dans ce chapitre à la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ car la plupart des expériences décrites dans ce mémoire ont été faites sur cette transition. Nous discutons en détail le refroidissement sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ au dernier chapitre.

Il nous a semblé utile d'introduire au début du chapitre (1.1) les notations dont nous allons nous servir dans la suite. Le lecteur familiarisé avec le sujet pourra sans inconvénient sauter la première section. Nous montrons que grâce à des processus d'interférence destructive entre différentes amplitudes de transition il existe toujours, quel que soit le champ laser, un état noir (1.2.1). L'étude d'un certain nombre de configurations particulières de champ de plus en plus complexes illustre comment la sélectivité en vitesse de cet état devient de plus en plus efficace quand la dimensionnalité du problème augmente (1.2.2- 1.2.6). Les conditions d'unicité de ces états sont présentées en annexe (A). Nous discutons le problème de l'efficacité du refroidissement et nous soulignons l'importance d'un mécanisme de friction qui confine la marche au hasard dans l'espace des impulsions (1.3.1-1.3.2). La particularité de l'atome d'hélium, que nous utilisons expérimentalement, fait en sorte que nous devons tenir compte d'un mécanisme de perte d'atomes qui apparaît naturellement dans les configurations laser à plusieurs dimensions et qui est lié à un chauffage Doppler (1.3.4). Le chapitre s'achève avec la présentation d'un modèle statistique du refroidissement qui permet, dans la limite de certaines approximations, de prédire de façon quantitative l'efficacité du refroidissement et la température finale des atomes (1.3.5).

1.1 Notations et équations de base

Dans tous les travaux expérimentaux décrits dans ce mémoire, des atomes sont éclairés par des champs lumineux. Nous utilisons pour la plupart des expériences la transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ de l'atome d'hélium 4 métastable triplet. Nous introduisons tout d'abord les bases sphériques dans lesquelles nous décrivons la transition atomique. Nous rappelons les expressions du Hamiltonien total pour le système atome+champ laser en précisant les notations que nous utilisons, notamment pour exprimer le vecteur champ électrique de l'onde laser, l'opérateur moment dipolaire et les coefficients de Clebsch-Gordan. Enfin, nous calculons l'action du potentiel de couplage atome-laser sur un état fondamental quelconque.

1.1.1 Le système atomique

Considérons un atome possédant une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$. Le niveau fondamental ainsi que le niveau excité comportent chacun trois sous-niveaux magnétiques. Il est alors commode et naturel d'utiliser dans la description théorique des états quantiques (fondamentaux ou excités) de l'atome la base des sous-niveaux Zeeman indicés d'après leur nombre quantique magnétique.

Pour exprimer l'état fondamental nous choisissons la base sphérique :

$$\{|g_\mu\rangle, \mu = -1, 0, 1\} \quad (1.1)$$

où $|g_\mu\rangle$ sont les trois sous-niveaux Zeeman de l'état g (voir aussi la figure 1.3). En représentation position, la fonction d'onde la plus générale qui désigne l'état quantique Ψ^g d'un atome dans l'état fondamental s'écrit alors :

$$\langle \mathbf{r} | \Psi^g \rangle = |\Psi^g(\mathbf{r})\rangle = \sum_{\mu=-1,0,1} \psi_\mu^g(\mathbf{r}) |g_\mu\rangle \quad (1.2)$$

Il s'agit là d'une fonction d'onde à trois composantes. Chaque composante $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$ est une fonction d'onde associée à l'un des vecteurs de la base (1.1) selon :

$$\psi_\mu^g(\mathbf{r}) = \langle g_\mu | \Psi^g(\mathbf{r}) \rangle \quad (1.3)$$

Nous pouvons donc considérer $|\Psi^g(\mathbf{r})\rangle$ comme un vecteur dans l'espace engendré par les vecteurs de la base (1.1). Une expression analogue à (1.2) peut être établie pour l'état Ψ^g en représentation d'impulsions :

$$\langle \mathbf{p} | \Psi^g \rangle = |\Psi^g(\mathbf{p})\rangle = \sum_{\mu=-1,0,1} \psi_\mu^g(\mathbf{p}) |g_\mu\rangle \quad (1.4)$$

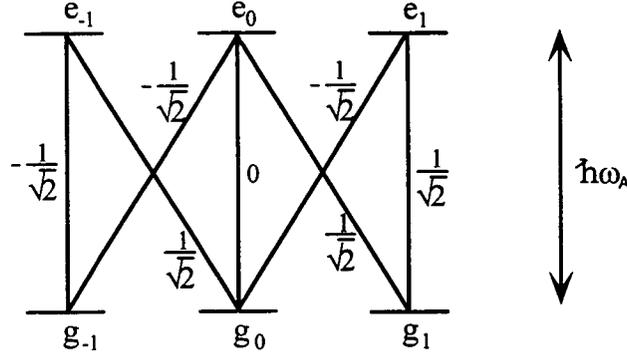


Figure 1.3: Schéma d'une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ avec les coefficients de Clebsch-Gordan.

Le lien entre les composantes de la fonction d'onde dans la représentation des positions et les composantes dans la représentation des impulsions correspond à une transformation de Fourier :

$$\psi_\mu^g(\mathbf{p}) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi\hbar})^3} \int d^3r \psi_\mu^g(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (1.5)$$

Pour décrire l'état excité nous choisissons également la base :

$$\{|e_m\rangle, m = -1, 0, 1\} \quad (1.6)$$

des sous-niveaux magnétiques de e . Soit Φ^e l'état quantique le plus général d'un atome dans l'état e . En représentation des positions cet état s'écrit alors :

$$\langle \mathbf{r} | \Phi^e \rangle = |\Phi^e(\mathbf{r})\rangle = \sum_{m=-1,0,1} \phi_m^e(\mathbf{r}) |e_m\rangle \quad (1.7)$$

Les trois composantes du champ vectoriel $|\Phi^e(\mathbf{r})\rangle$ sont définies par :

$$\phi_m^e(\mathbf{r}) = \langle e_m | \Phi^e(\mathbf{r}) \rangle. \quad (1.8)$$

1.1.2 Le Hamiltonien total du système atome + champ

Les atomes étudiés ici interagissent avec des champs lumineux. L'évolution du système est régie par le Hamiltonien total du système atome + champ laser :

$$H = H_A + V_{AL} \quad (1.9)$$

où H_A représente le Hamiltonien atomique et V_{AL} est le Hamiltonien d'interaction entre l'atome et le champ. Nous traitons ici le champ laser comme un champ classique $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ monochromatique¹ et de fréquence ω_L . Nous n'incluons pas ici l'effet de l'émission spontanée.

Le Hamiltonien atomique comporte deux termes :

$$H_A = H_A^{ext} + H_A^{int} = \frac{\mathbf{P}^2}{2m} + \hbar\omega_A P_e \quad (1.10)$$

Le Hamiltonien externe n'est autre que l'énergie cinétique du centre de masse, \mathbf{P} étant l'opérateur impulsion du centre de masse. Dans le Hamiltonien interne P_e est le projecteur sur l'état excité et $\hbar\omega_A$ est l'écart d'énergie entre les niveaux g et e . Pour écrire le Hamiltonien interne nous avons supposé qu'il n'y a pas de champ magnétique statique appliqué, de sorte que les sous-niveaux Zeeman dans g sont dégénérés (nous avons pris leur énergie égale à zéro). De même les énergies des sous-niveaux magnétiques dans e sont égales.

Le Hamiltonien d'interaction $V_{AL}(\hat{\mathbf{r}})$ entre l'atome et le champ laser à l'approximation du "champ tournant" est donné par [47] :

$$V_{AL}(\hat{\mathbf{r}}) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}) = -\mathbf{d}^{(+)}\mathbf{E}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) - \mathbf{d}^{(-)}\mathbf{E}^{(-)}(\hat{\mathbf{r}}) \quad (1.11)$$

Il fait intervenir l'opérateur moment dipolaire \mathbf{d} et l'opérateur position $\hat{\mathbf{r}}$. L'opérateur moment dipolaire \mathbf{d} est défini [47] par sa partie ascendante $\mathbf{d}^{(+)}$ et sa partie descendante $\mathbf{d}^{(-)}$ selon

$$\mathbf{d}^{(+)} = P_e \mathbf{d} P_g; \quad \mathbf{d}^{(-)} = P_g \mathbf{d} P_e \quad (1.12)$$

Le champ électrique laser est donné par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})e^{-i\omega_L t} + \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r})e^{i\omega_L t} \quad (1.13)$$

où $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r})$ sont les composantes de fréquence positive et négative respectivement. Avant d'expliciter l'équation (1.11) nous introduisons la base et les notations que nous utiliserons pour exprimer \mathbf{d} et $\mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}})$.

La base sphérique

Nous utilisons la base sphérique

$$\{\epsilon_q, q = -1, 0, 1\}, \quad (1.14)$$

¹Nous ne faisons pas toujours apparaître explicitement la dépendance temporelle de V_{AL} et de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ car, dans l'approximation du champ tournant, elle peut être éliminée par une transformation unitaire (équivalente au passage dans le référentiel tournant) qui fait apparaître en outre des termes au désaccord $\delta = \omega_L - \omega_A$ entre ω_L et la fréquence atomique ω_A .

dont le lien avec la base cartésienne est décrit par :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\pm 1} &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x \pm i\epsilon_y) \\ \epsilon_0 &= \epsilon_z\end{aligned}\quad (1.15)$$

On vérifie facilement que la base (1.14) est orthonormée :

$$\epsilon_q^* \cdot \epsilon_{q'} = \delta_{qq'} \quad (1.16)$$

Les composantes V_q d'un vecteur \mathbf{V} quelconque sont alors définies comme :

$$V_q = \epsilon_q^* \cdot \mathbf{V} \quad (1.17)$$

Le potentiel de couplage atome-laser

Exprimons le vecteur champ électrique laser $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})$ (la composante de fréquence positive) dans la base sphérique :

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = \sum_q \epsilon_q (\epsilon_q^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})) = \sum_q \epsilon_q E_q^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.18)$$

Les composantes $E_q^{(+)}(\mathbf{r})$ sont définies selon 1.17 :

$$E_q^{(+)}(\mathbf{r}) = \epsilon_q^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.19)$$

Explicitons ces trois composantes et indiquons leur lien avec les composantes cartésiennes :

$$\begin{aligned}E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r}) &= \epsilon_{+1}^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(E_x^{(+)}(\mathbf{r}) - iE_y^{(+)}(\mathbf{r})) \\ E_{-1}^{(+)}(\mathbf{r}) &= \epsilon_{-1}^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x^{(+)}(\mathbf{r}) + iE_y^{(+)}(\mathbf{r})) \\ E_0^{(+)}(\mathbf{r}) &= \epsilon_0^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = E_z^{(+)}(\mathbf{r})\end{aligned}\quad (1.20)$$

Les composantes de l'opérateur \mathbf{d} dans la base sphérique sont traditionnellement définies selon la référence [35] comme :

$$d_q = \epsilon_q \cdot \mathbf{d} \quad (1.21)$$

Explicitement ces composantes s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}d_{+1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(d_x + id_y) \\ d_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(d_x - id_y) \\ d_0 &= d_z\end{aligned}\quad (1.22)$$

Avec ces définitions, le théorème de Wigner-Eckart [37] donne pour les éléments de matrice de d_q

$$\langle e_m | d_q | g_\mu \rangle = \mathcal{D} \langle 1m | 11q\mu \rangle \quad (1.23)$$

où $\langle 1m | 11q\mu \rangle$ est un coefficient de Clebsch-Gordan et \mathcal{D} est l'élément de matrice réduit, indépendant des nombres quantiques μ, m, q .

Introduisons les expressions de \mathbf{d} (1.22) et de $\mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}})$ (1.20) dans le potentiel du couplage atome-laser $V_{AL}(\hat{\mathbf{r}})$. On obtient :

$$V_{AL}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) = -\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) = -\sum_q d_q^{(+)} E_q^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) \quad (1.24)$$

Calculons, enfin, en utilisant les notations introduites ci-dessus l'action de $V_{AL}(\hat{\mathbf{r}})$ sur un état fondamental Ψ^g quelconque :

$$\begin{aligned} V_{AL}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) |\Psi^g\rangle &= \int d^3r \sum_m |e_m, \mathbf{r}\rangle \langle e_m, \mathbf{r}| \left(-\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) \right) |\Psi^g\rangle = \\ &= -\int d^3r \int d^3r' \sum_m \sum_q \sum_\mu |e_m, \mathbf{r}\rangle \langle e_m | d_q | g_\mu \rangle \langle \mathbf{r} | E_q^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) | \mathbf{r}' \rangle \langle g_\mu | \Psi^g(\mathbf{r}') \rangle \\ &= -\mathcal{D} \int d^3r \sum_m \sum_q \sum_\mu |e_m, \mathbf{r}\rangle \langle 1m | 11q\mu \rangle E_q^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_\mu^g(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Les différents membres de cette expression représentent les amplitudes d'absorption d'un photon de polarisation ϵ_q à partir d'un des sous-niveaux $|g_\mu\rangle$ de l'état fondamental vers un sous-niveau $|e_m\rangle$ de l'état excité. Nous observons que la composante de chacun des sous-niveaux de l'état excité s'écrit comme le produit de trois termes : le coefficient de Clebsch-Gordan, l'amplitude de la composante de fréquence positive du champ électrique $E_q^{(+)}(\mathbf{r})$ qui induit la transition (dans la base sphérique) et la composante $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$ du sous-niveau $|g_\mu\rangle$ de départ de l'état fondamental.

1.2 Recherche des états noirs

La méthode de refroidissement subrecul par VSCPT est basée sur l'existence d'états atomiques dits états noirs. Dans ces états les atomes sont "protégés" de la lumière et ne peuvent pas absorber et par conséquent ne peuvent pas non plus émettre des photons. La dispersion sur les degrés de liberté externes peut alors être réduite en dessous de la limite du recul que les atomes subissent lorsqu'ils absorbent ou émettent un photon. Nous établissons les conditions que doit satisfaire un état atomique pour qu'il soit un état noir et nous discutons la sélectivité en vitesse d'un tel état. Son unicité est discutée dans l'appendice A. L'étude de quelques exemples particuliers nous sera très utile pour la compréhension de la relation intime qui existe entre le champ laser employé pour le refroidissement et l'état noir dans lequel les atomes sont préparés.

Nous rappelons que dans la discussion qui suit nous considérons toujours la transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$.

1.2.1 Définition et propriétés des états noirs

Un état noir est un état atomique qui est à la fois non couplé à l'état excité et stationnaire. Un état noir $|\Psi^g\rangle$, qui est alors forcément un état fondamental, est défini par les conditions suivantes :

$$\mathcal{A} = \langle \Phi^e | V_{AL}^{(+)}(\hat{\mathbf{r}}) | \Psi^g \rangle = 0; \quad \forall \Phi^e \quad (1.26)$$

$$H_A | \Psi^g \rangle = E | \Psi^g \rangle \quad (1.27)$$

La première condition exige que l'amplitude d'excitation de l'état noir vers n'importe quel état excité soit nulle (l'état est non-couplé). La deuxième équation exprime la stationnarité de l'état $|\Psi^g\rangle$, qui doit être un état propre du Hamiltonien atomique.

Exploitions d'abord la première propriété (1.26). Elle exige que les amplitudes d'excitation vers chacun des sous-niveaux Zeeman $|e_m\rangle$ de l'état excité soient identiquement nulles. Autrement dit, les amplitudes d'excitation doivent interférer destructivement pour chacun des trois sous-niveaux de l'état e . Pour tout sous-niveau $|e_m\rangle$ de l'état excité nous avons une somme de trois termes parce que nous avons trois possibilités de départ de l'état fondamental. En utilisant le résultat (1.25) déduit au paragraphe précédent, et en tenant compte des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition considérée (voir figure 1.3) nous traduisons immédiatement l'équation (1.26) par trois conditions d'interférence destructive. Chaque terme qui apparaît est le produit du coefficient de Clebsch-Gordan correspondant, de l'amplitude $E_q^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ du champ électrique qui induit la transition et de la composante $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$ du sous-niveau $|g_\mu\rangle$ de départ de l'état fondamental

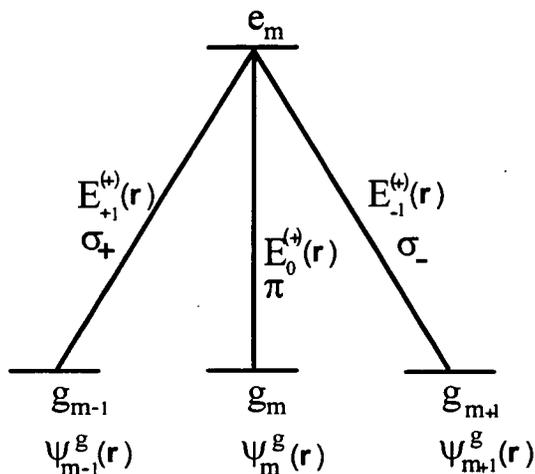


Figure 1.4: L'amplitude d'excitation d'un état fondamental Ψ^g quelconque vers un sous-niveau $|e_m\rangle$. Trois termes contribuent, chacun étant le produit du coefficient de Clebsch-Gordan, de l'amplitude du champ électrique et de la composante du sous-niveau de départ de l'état fondamental.

Ψ^g . Considérons d'abord l'état $|e_{+1}\rangle$. D'après la figure 1.4 on peut y arriver soit à partir de $|g_{+1}\rangle$ (la fonction d'onde étant ψ_{+1}^g) par absorption d'un photon polarisé π (ce qui fait intervenir la composante $E_0^{(+)}(\mathbf{r})$ du champ électrique laser $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})$ et le coefficient de Clebsch-Gordan $1/\sqrt{2}$), soit à partir de $|g_0\rangle$ (la fonction d'onde de départ étant ψ_0^g) par absorption d'un photon polarisé σ_+ (composante $E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r})$ du champ laser et coefficient de Clebsch-Gordan $-1/\sqrt{2}$). La condition d'interférence destructive des amplitudes d'excitation en $|e_{+1}\rangle$ s'écrit donc :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}E_0^{(+)}(\mathbf{r})\psi_{+1}^g(\mathbf{r}) - \frac{1}{\sqrt{2}}E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r})\psi_0^g(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.28)$$

Un raisonnement analogue montre que les amplitudes d'arriver en $|e_0\rangle$ à partir de $|g_{-1}\rangle$, $|g_0\rangle$ et $|g_{+1}\rangle$ interfèrent destructivement si :

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r})\psi_{-1}^g(\mathbf{r}) + \frac{1}{\sqrt{2}}E_{-1}^{(+)}(\mathbf{r})\psi_{+1}^g(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.29)$$

où nous avons tenu compte de la nullité du coefficient de Clebsch-Gordan entre $|e_0\rangle$ et $|g_0\rangle$. Enfin, la condition d'interférence destructive en $|e_{-1}\rangle$ est :

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}E_0^{(+)}(\mathbf{r})\psi_{-1}^g(\mathbf{r}) + \frac{1}{\sqrt{2}}E_{-1}^{(+)}(\mathbf{r})\psi_0^g(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.30)$$

Les trois équations (1.28), (1.29) et (1.30) sont compatibles et satisfaites simultanément en tout point \mathbf{r} si :

$$\frac{\psi_{-1}^g(\mathbf{r})}{E_{-1}^{(+)}(\mathbf{r})} = \frac{\psi_0^g(\mathbf{r})}{E_0^{(+)}(\mathbf{r})} = \frac{\psi_{+1}^g(\mathbf{r})}{E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r})} = \alpha(\mathbf{r}) \quad (1.31)$$

pourvu que $E_q^{(+)}(\mathbf{r}) \neq 0$. Nous avons donc trouvé qu'un état Ψ^g , dont les composantes $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$ sont proportionnelles aux composantes du champ laser $E_\mu(\mathbf{r})$ en tout point \mathbf{r} satisfait à la condition (1.26) et n'est donc pas couplé à l'état excité par l'intermédiaire du champ laser. Nous pouvons alors définir un isomorphisme entre les vecteurs de la base $|g_\mu\rangle$ de l'état atomique et les vecteurs de la base ϵ_μ du champ. Le vecteur $\Psi^g(\mathbf{r})$ (de composantes $\psi_\mu(\mathbf{r})$) d'un tel état non couplé, que nous indiquons à partir de maintenant avec NC , est donc proportionnel au champ laser. Nous obtenons alors ce qui est certainement la relation la plus importante de ce mémoire² :

$$\Psi^{NC}(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.32)$$

Pour que l'état $\Psi^{NC}(\mathbf{r})$ soit un état noir, nous devons encore vérifier qu'il satisfait à la condition (1.27) que nous avons énoncée comme nécessaire en début de cette section.

Considérons pour cela deux cas distincts, compatibles avec l'équation (1.32) : le cas où $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha = \text{const}$ et le cas où $\alpha(\mathbf{r})$ est arbitraire et dépend de \mathbf{r} .

Cas $\alpha = \text{const}$

La relation de proportionnalité entre l'état noir et le champ laser (1.32) s'écrit alors³ :

$$\Psi^T(\mathbf{r}) = \alpha\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.33)$$

Décomposons le champ laser sur une série d'ondes planes, d'amplitudes \mathcal{E}_{0i} avec des polarisations ϵ_i se propageant le long des vecteurs d'onde \mathbf{k}_i

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = \sum_i \mathcal{E}_{0i} \epsilon_i(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} \quad (1.34)$$

Comme le champ laser est supposé ici monochromatique, de fréquence ω_L , tous les vecteurs d'onde \mathbf{k}_i ont le même module

$$|\mathbf{k}_i| = k = \frac{\omega_L}{c}. \quad (1.35)$$

²Le scalaire α a pour unité $V^{-1}m^{-1/2}$.

³Nous utilisons ici la notation $\Psi^T(\mathbf{r})$ introduite dans la référence [21] pour distinguer cet état noir, qui est un état piège parfait, des autres états non couplés que nous rencontrerons dans le cas plus général où $\alpha(\mathbf{r})$ dépend de \mathbf{r} . L'indice T provient de l'anglais "trap".

Regardons maintenant comment l'état (1.33) se transforme sous l'action du Hamiltonien atomique. Comme Ψ^T est un état fondamental, l'action de H_A se réduit à celle de l'opérateur énergie cinétique et nous obtenons :

$$\frac{\mathbf{P}^2}{2m} \Psi^T(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta(\alpha \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} (\alpha \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r})) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \Psi^T(\mathbf{r}) \quad (1.36)$$

Nous constatons que l'état $\Psi^T(\mathbf{r})$ est un état propre du Hamiltonien atomique, et donc stationnaire quelque soit α . Les atomes, une fois arrivés dans cet état ne le quittent plus et y restent "piégés" pendant un temps infini.

Cas $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$

Considérons maintenant le cas plus général où $\alpha(\mathbf{r})$ est un champ scalaire arbitraire. Nous rappelons la relation de proportionnalité (1.32) que nous avons déduite à partir de la condition (1.26) au cours de ce paragraphe :

$$\Psi^{NC}(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.37)$$

Développons $\alpha(\mathbf{r})$ en ondes planes, indicées par un vecteur d'onde \mathbf{q} :

$$\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \alpha_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.38)$$

Pour chaque \mathbf{q} nous pouvons alors récrire la relation (1.37) sous la forme suivante :

$$\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r}) = \alpha_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \quad (1.39)$$

En utilisant (1.34) nous observons que les états $\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r})$ restent des superpositions linéaires d'ondes planes ayant les vecteurs d'ondes $\mathbf{k}_i + \mathbf{q}$. En faisant agir le Hamiltonien atomique H_A sur ces états nous obtenons :

$$\frac{\mathbf{P}^2}{2m} \Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r}) = \sum_i \alpha_{\mathbf{q}} \mathcal{E}_{0i} \epsilon_i \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}_i + \mathbf{q})^2}{2m} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} \quad (1.40)$$

Les modules des vecteurs d'onde $|\mathbf{k}_i + \mathbf{q}|$ sont en général différents, de sorte qu'on ne peut pas faire apparaître $\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r})$ au second membre de (1.40). L'état (1.37) n'est donc pas un état propre du Hamiltonien atomique et n'est par suite pas un état noir tel que nous l'avons défini en début de cette section. Sous l'effet du Hamiltonien $\mathbf{P}^2/2m$, cet état non-couplé évolue vers des états $\Psi^C(\mathbf{r})$ couplés à l'état excité (couplage motionnel). La contamination de $\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r})$ par les états $\Psi^C(\mathbf{r})$ lui confère une largeur radiative $\hbar\Gamma'_{NC}$. Cette largeur varie en \mathbf{q}^2 (si $|\mathbf{q}|$ est suffisamment petit) [17, 36]. Pour des valeurs petites de $|\mathbf{q}|$ la largeur $\hbar\Gamma'_{NC}$

est très petite devant la largeur $\hbar\Gamma'_C$ de l'état couplé. Pour de valeurs de $|\mathbf{q}|$ plus grandes le couplage motionnel mélange complètement les deux états qui se partagent alors la largeur $\hbar\Gamma'_C$, chacun ayant une largeur $\hbar\Gamma'_C/2$. L'existence de ces états $\Psi^{NC}(\mathbf{r})$ et le fait que leur durée de vie est d'autant plus longue que \mathbf{q} est petit, sont cruciaux pour la réalisation des expériences décrites dans les chapitres trois et quatre de ce mémoire.

L'appendice A discute l'unicité de l'état noir $\Psi^T(\mathbf{r})$ que nous avons trouvé pour un champ scalaire $\alpha(\mathbf{r})$ constant. Elle se traduit par une condition à laquelle le champ laser doit satisfaire [20].

En conclusion, nous avons montré que pour une transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ dans un champ laser monochromatique il existe toujours un état noir $\Psi^T(\mathbf{r})$, qui n'est pas couplé par le laser à l'état excité et qui est stationnaire. De plus, la structure de cet état reproduit exactement celle du champ laser. A l'exception de certaines configurations particulières du champ laser, l'état noir est unique et la correspondance entre l'état noir et le champ lumineux est un isomorphisme.

Nous regardons dans la suite plusieurs configurations laser particulières, de plus en plus complexes, et analysons les propriétés des états noirs que nous trouverons en appliquant les résultats déduits au cours de ce paragraphe.

1.2.2 Cas d'une onde polarisée σ_+

Considérons un champ laser constitué d'une seule onde lumineuse, se propageant le long de l'axe Oz et polarisée σ_+ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \mathbf{E}^{(+)}(z)e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \\ \mathbf{E}^{(+)}(z) &= \mathcal{E}_0\epsilon_{+1}e^{ikz} = E_{+1}^{(+)}(z)\epsilon_{+1} \end{aligned} \quad (1.41)$$

où $\mathbf{E}^{(+)}(z)$ représente la composante de fréquence positive du champ. Supposons d'abord que α , la constante de proportionnalité entre l'état noir et le champ laser, soit une constante. L'état $\Psi^T(\mathbf{r})$ que l'on obtient immédiatement en utilisant (1.33) dépend alors seulement de z et s'écrit :

$$\Psi^T(z) = \alpha\mathbf{E}^{(+)}(z) = \alpha E_{+1}^{(+)}(z)|g_{+1}\rangle = \alpha\mathcal{E}_0e^{ikz}|g_{+1}\rangle \quad (1.42)$$

Après quelques cycles de pompage optique l'atome va se trouver dans le sous-niveau Zeeman $|g_{+1}\rangle$ de l'état fondamental. A partir de cet état l'atome ne peut plus absorber des photons polarisés σ_+ . Comme cet état est stationnaire (selon(1.36)), l'atome y reste à tout instant découplé de l'état excité. Quand $\alpha(\mathbf{r})$ est un champ scalaire quelconque que nous décomposons en ondes planes de vecteurs d'onde \mathbf{q} selon 1.38, nous obtenons pour l'état non couplé d'indice \mathbf{q} :

$$\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r}) = \alpha_{\mathbf{q}}e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}\mathbf{E}^{(+)}(z) = \alpha_{\mathbf{q}}\mathcal{E}_0e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}e^{ikz}|g_{+1}\rangle \quad (1.43)$$

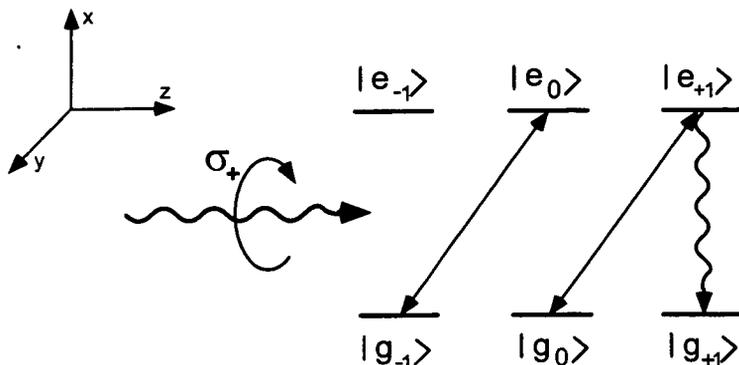


Figure 1.5: Cas d'une onde progressive polarisée circulairement. L'état noir $|g_{+1}, \mathbf{p}\rangle$ n'est pas sélectif en vitesse, car il est noir quel que soit \mathbf{p} .

La structure de cet état non couplé montre que c'est là encore un état propre de l'opérateur d'énergie cinétique quel que soit \mathbf{q} . Nous avons donc dans une telle configuration de champ laser une infinité d'états noirs, non-couplés et stationnaires. Aucune sélectivité selon la vitesse de l'atome n'intervient et l'état 1.43 est parfois appelé état noir trivial⁴.

Un raisonnement tout à fait analogue est valable pour un champ laser de polarisation σ_- . Dans ce cas l'état $|g_{-1}, \mathbf{p}\rangle$ est également un état noir quel que soit \mathbf{p} .

1.2.3 Cas d'une onde polarisée π

Changeons la polarisation du champ laser considéré au paragraphe précédent d'une polarisation circulaire à une polarisation linéaire π . Nous notons qu'en faisant ceci, notre axe de quantification n'est plus orienté le long de la direction de propagation du faisceau, mais le long de la direction de polarisation. Nous gardons la notation Oz pour l'axe de quantification et considérons que le faisceau se propage selon Ox . L'expression du champ est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, t) &= \mathbf{E}^{(+)}(x)e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \\ \mathbf{E}^{(+)}(x) &= \mathcal{E}_0 \epsilon_0 e^{ikx} = E_0^{(+)}(x) \epsilon_0 \end{aligned} \quad (1.44)$$

Regardons d'abord l'état piège, c'est-à-dire quand α , le facteur de proportionnalité entre l'état atomique et le champ laser est une constante. Compte tenu de

⁴Nous utilisons l'existence de ces états noirs non sélectifs en vitesse pour les expériences d'effet Hanle mécanique qui seront brièvement décrites au 2.4.2.

(1.33) nous écrivons :

$$\Psi^T(x) = \alpha \mathbf{E}^{(+)}(x) = \alpha E_0^{(+)}(x) |g_0\rangle = \alpha \mathcal{E}_0 e^{ikx} |g_0\rangle \quad (1.45)$$

L'atome va donc, au bout de quelques cycles de pompage optique, se trouver dans le sous-niveau Zeeman $|g_0\rangle$. On peut aisément comprendre cela, si l'on se rappelle

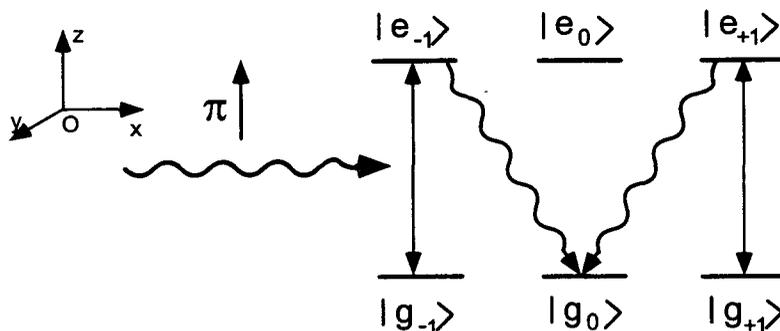


Figure 1.6: Cas d'une onde progressive polarisée linéairement. L'état $|g_0, \mathbf{p}\rangle$ est noir quel que soit \mathbf{p} et n'est donc pas sélectif en vitesse.

que le coefficient de Clebsch-Gordan entre les états $|g_0\rangle$ et $|e_0\rangle$ est nul. L'atome ne peut absorber des photons π qu'à partir des sous-niveaux $|g_{+1}\rangle$ et $|g_{-1}\rangle$. Il va alors monter vers les sous-niveaux excités $|e_{+1}\rangle$ ou $|e_{-1}\rangle$ respectivement, d'où il peut se désexciter vers l'état $|g_0\rangle$, qu'il ne pourra plus quitter.

Considérons maintenant le cas où $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$ est un champ scalaire arbitraire, décomposé en ondes planes selon (1.38). Pour chaque de vecteur d'onde \mathbf{q} nous avons un état non-couplé :

$$\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{r}) = \alpha_{\mathbf{q}} \mathcal{E}_0 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} e^{ikx} |g_0\rangle \quad (1.46)$$

On vérifie aisément que cet état est également un état stationnaire quel que soit \mathbf{q} . Nous avons donc, comme dans le cas d'une onde progressive polarisée circulairement une infinité d'états noirs $|g_0, \mathbf{p}\rangle$ qui ne présentent aucune sélectivité en vitesse de l'atome.

1.2.4 Cas de deux ondes polarisées $\sigma_+ - \sigma_-$

Passons à une configuration de champ laser plus compliquée, qui comporte deux ondes lumineuses contrepropageantes selon Oz , de polarisations circulaires orthogonales σ_+ et σ_- . L'expression du champ est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \mathbf{E}^{(+)}(z) e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \\ \mathbf{E}^{(+)}(z) &= \mathcal{E}_0 (\boldsymbol{\epsilon}_{+1} e^{ikz} + \boldsymbol{\epsilon}_{-1} e^{-ikz}) = E_{+1}^{(+)}(z) \boldsymbol{\epsilon}_{+1} + E_{-1}^{(+)}(z) \boldsymbol{\epsilon}_{-1} \end{aligned} \quad (1.47)$$

Ecrivons l'expression de l'état noir $\Psi^T(\mathbf{r})$ (qui ne va dépendre que de z) en utilisant (1.33) :

$$\Psi^T(z) = \alpha \mathbf{E}^{(+)}(z) = \alpha (E_{+1}^{(+)}(z)|g_{+1}\rangle + E_{-1}^{(+)}(z)|g_{-1}\rangle) \quad (1.48)$$

Si nous prenons, pour des raisons de normalisation

$$\alpha^* \alpha = \left(\mathcal{E}_0^2 (|\epsilon_{+1}|^2 + |\epsilon_{-1}|^2) \right)^{-1} \quad (1.49)$$

et nous tenons compte du fait que $|\epsilon_q|^2 = 1$ nous obtenons :

$$\Psi^T(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{ikz}|g_{+1}\rangle + e^{-ikz}|g_{-1}\rangle) \quad (1.50)$$

L'état noir est donc une superposition linéaire des deux sous-niveaux Zeeman $|g_{+1}\rangle$ et $|g_{-1}\rangle$ de l'état fondamental, chacun d'eux étant associé à une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k} et $-\mathbf{k}$ respectivement identiques aux vecteurs d'ondes des ondes laser (1.47). L'expression de l'état noir (1.50) correspond en représentation impulsion au vecteur d'état :

$$|\Psi^T\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{+1}, \hbar k\rangle + |g_{-1}, -\hbar k\rangle) \quad (1.51)$$

qui est une superposition linéaire de deux états d'impulsion $p_z = \pm \hbar k$. On peut comprendre la structure de cet état si l'on se rappelle le schéma de niveau et les coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ que nous avons discuté au début de ce chapitre. Un atome dans l'état $|g_{+1}\rangle$ ne peut absorber qu'un photon σ_- , ce qui va l'amener vers le sous-niveau $|e_0\rangle$ de l'état excité, mais qui va aussi changer son impulsion d'une quantité $-\hbar k$ (l'onde lumineuse polarisée σ_- se propage selon $-Oz$). Si son impulsion initiale est égale à $-\hbar k$, il va se trouver dans l'état $|e_0, 0\rangle$. De même en partant de $|g_{-1}\rangle$ l'atome peut absorber un photon σ_+ et son impulsion va changer de $+\hbar k$. Il va donc arriver dans le même état excité $|e_0, 0\rangle$, si son impulsion était $-\hbar k$ au départ. Les deux amplitudes d'excitation à partir de $|\Psi^T\rangle$ conduisant au même état final $|e_0, 0\rangle$ et peuvent donc interférer. Cette interférence est ici destructive à cause des signes opposés des coefficients de Clebsch-Gordan, comme nous l'avons vu au (1.29).

L'état piège $\Psi^T(z)$ est une superposition de deux états atomiques dont les degrés de liberté internes et externes sont intriqués et liés à la structure du champ laser présent : la polarisation du champ se retrouve, selon la correspondance entre les vecteurs de base établie par (1.32) ($|\epsilon_{\pm 1}\rangle \leftrightarrow |g_{\pm 1}\rangle$) sur les degrés de liberté internes et les vecteurs d'onde du champ déterminent les vitesses des centres de masse des atomes le long de la direction de propagation du champ (Oz dans ce cas) dans les deux états qui composent $|\Psi^T\rangle$.

Considérons maintenant le cas plus général où $\alpha(\mathbf{r})$ dépend de \mathbf{r} et regardons de plus près les états non-couplés définis par (1.37). Pour chaque composante de $\alpha(\mathbf{r})$ indicée par \mathbf{q} , l'état $|\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}\rangle$ en représentation impulsion est donné par :

$$|\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{+1}, \hbar\mathbf{q} + \hbar k\mathbf{e}_z\rangle + |g_{-1}, \hbar\mathbf{q} - \hbar k\mathbf{e}_z\rangle) \quad (1.52)$$

où \mathbf{e}_z est le vecteur unité selon Oz ($\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$). Pour que l'état (1.52) soit un état stationnaire il faut donc que les modules de $\mathbf{q} + \mathbf{k}$ et $\mathbf{q} - \mathbf{k}$ soient égaux (voir aussi 1.40). La figure 1.7 montre que cela n'est le cas, que si la projection

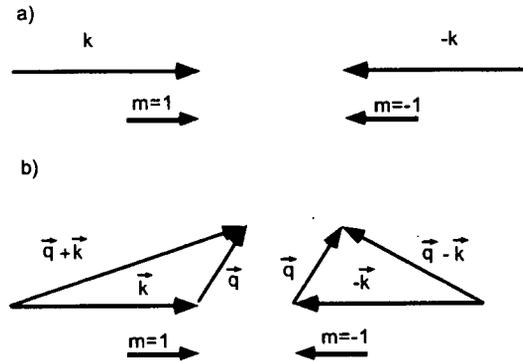


Figure 1.7: Cas d'un champ laser $\sigma_+ - \sigma_-$ à une dimension. a) Etat piège $|\Psi^T\rangle$. b) Sélectivité en vitesse selon Oz . C'est seulement quand \mathbf{q} appartient au plan perpendiculaire à Oz que les deux vecteurs $\mathbf{q} + \mathbf{k}$ et $\mathbf{q} - \mathbf{k}$ ont de modules égaux.

de \mathbf{q} le long de Oz est nulle : $q_z = \mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_z = 0$, c'est à dire quand le vecteur \mathbf{q} se trouve dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation des deux ondes lumineuses. Ce resultat montre une sélectivité en vitesse des états non-couplés le long de l'axe de refroidissement. Si $q_z \neq 0$, l'état non-couplé (1.52) n'est pas stationnaire. Sa contamination par les états couplés lui confère une durée de vie inversement proportionnelle à q_z^2 . En revanche, si $q_z = 0$, cette durée de vie est infinie quels que soient q_x et q_y . Il n'y a donc aucune sélectivité en vitesses dans le plan perpendiculaire à l'axe des deux lasers. Au cours du temps, le filtrage et le recyclage associés au refroidissement VSCPT vont accumuler les impulsions des atomes dans deux plans de coordonnées $p_z = +\hbar k$ et $p_z = -\hbar k$, selon que l'état interne est $|g_{-1}\rangle$ ou $|g_{+1}\rangle$.

Nous n'allons pas analyser davantage les états (1.52) car ils ont été beaucoup analysés dans le passé et des traitements théoriques détaillés se trouvent dans les références [17, 62, 46].

1.2.5 Cas $\sigma_+ - \sigma_-$ à deux dimensions

Une des configurations de champ laser les plus simples à deux dimensions, et d'ailleurs celle que nous avons utilisée expérimentalement, comporte deux paires d'ondes lumineuses orientées selon Ox et Oy et ayant des polarisations circulaires orthogonales (voir figure 1.8a). L'expression du champ laser est donnée par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_o \left(\epsilon_{+1}^{(x)} e^{ikx} + \epsilon_{-1}^{(x)} e^{-ikx} \right) + \mathcal{E}_o \left(\epsilon_{+1}^{(y)} e^{iky} + \epsilon_{-1}^{(y)} e^{-iky} \right) \quad (1.53)$$

où $\epsilon_{+1}^{(x)}$ par exemple représente la polarisation σ_+ selon l'axe Ox . En prenant, pour

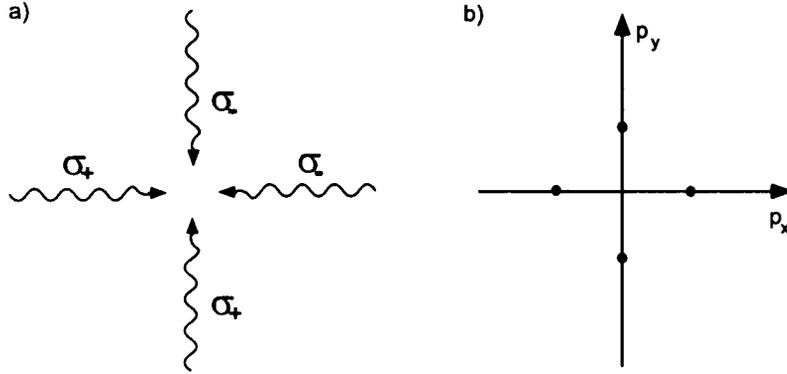


Figure 1.8: a) Champ laser $\sigma_+ - \sigma_-$ à deux dimensions. b) L'état piège $|\Psi^T\rangle$ est localisé dans l'espace des impulsions en quatre points de coordonnées $\pm\hbar k, 0$ et $0, \pm\hbar k$.

des raisons de normalisation la constante de proportionnalité α entre le champ laser et l'état noir égale à :

$$\alpha = \left(|\mathcal{E}_o|^2 \sum_{i=x,y} \left(|\epsilon_{+1}^{(i)}|^2 + |\epsilon_{-1}^{(i)}|^2 \right) \right)^{-1/2} \quad (1.54)$$

nous écrivons le vecteur d'état associé sous la forme :

$$|\Psi^T\rangle = \frac{1}{\sqrt{4}} \times \left(|g_{+1}^{(x)}, \hbar k \mathbf{e}_x\rangle + |g_{-1}^{(x)}, -\hbar k \mathbf{e}_x\rangle + |g_{+1}^{(y)}, \hbar k \mathbf{e}_y\rangle + |g_{-1}^{(y)}, -\hbar k \mathbf{e}_y\rangle \right) \quad (1.55)$$

Nous avons noté $|g_{+1}^{(x)}\rangle$ le sous-niveau Zeeman $|g_{+1}\rangle$ par rapport à l'axe de quantification Ox . L'état $|\Psi^T\rangle$ est une superposition linéaire des sous-niveaux Zeeman

$|g_{\pm 1}^{(x)}\rangle$ et $|g_{\pm 1}^{(y)}\rangle$, chacun d'eux étant associé à une onde plane de vecteur d'onde $\pm k\mathbf{e}_x$ et $\pm k\mathbf{e}_y$ respectivement. Dans l'espace des impulsions cet état est localisé en quatre points de coordonnées $(\pm\hbar k, 0)$ et $(0, \pm\hbar k)$ que nous avons représentés sur la figure 1.8b.

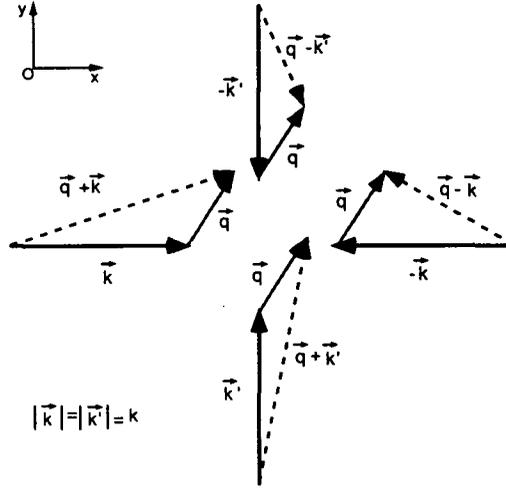


Figure 1.9: Cas d'un champ laser $\sigma_+ - \sigma_-$ à deux dimensions. Sélectivité en vitesse selon Ox et Oy .

Dans le cas plus général la proportionnalité entre le champ laser 1.53 et les états non-couplés se fait à travers un champ scalaire $\alpha(\mathbf{r})$. La forme de ces états $\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}(\mathbf{p})$ est, selon 1.40, donnée par :

$$|\Psi_{\mathbf{q}}^{NC}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4}} \times (|g_{+1}^{(x)}, \mathbf{q} + \hbar k\mathbf{e}_x\rangle + |g_{-1}^{(x)}, \mathbf{q} - \hbar k\mathbf{e}_x\rangle + |g_{+1}^{(y)}, \mathbf{q} + \hbar k\mathbf{e}_y\rangle + |g_{-1}^{(y)}, \mathbf{q} - \hbar k\mathbf{e}_y\rangle) \quad (1.56)$$

Ces états ne sont des états noirs que si les modules des quatre vecteurs d'onde qui interviennent sont égaux. La figure 1.9 montre que ceci n'est le cas, que si le vecteur \mathbf{q} est orienté perpendiculaire au plan défini par les vecteurs d'onde $\pm\hbar k\mathbf{e}_x$ et $\pm\hbar k\mathbf{e}_y$. Cela nous indique une sélectivité en vitesse dans le plan xOy . La durée de vie de l'état (1.56) est inversement proportionnelle à $q_x^2 + q_y^2$. Par contre, si $q_x = q_y = 0$, cette durée de vie est infinie quel que soit q_x . Il n'y a pas de sélectivité en vitesse le long de l'axe perpendiculaire aux quatre faisceaux laser. Au cours du refroidissement les atomes vont donc s'accumuler dans l'espace des impulsions dans quatre cylindres dont les axes sont définis par des droites perpendiculaires au plan xOy , le traversant en les points de coordonnées $\pm\hbar k, 0$ et $0, \pm\hbar k$.

1.2.6 Cas $\sigma_+ - \sigma_-$ à trois dimensions

La dernière configuration de champ laser que étudions est celle que nous avons utilisée dans les expériences de refroidissement à trois dimensions. Elle comporte trois paires d'ondes lumineuses polarisées $\sigma_+ - \sigma_-$ orientées selon trois directions orthogonales de l'espace (figure 1.10a). L'expression du vecteur électrique du champ laser est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = & \mathcal{E}_o \left(\boldsymbol{\epsilon}_{+1}^{(x)} e^{ikx} + \boldsymbol{\epsilon}_{-1}^{(x)} e^{-ikx} \right) + \\ & \mathcal{E}_o \left(\boldsymbol{\epsilon}_{+1}^{(y)} e^{iky} + \boldsymbol{\epsilon}_{-1}^{(y)} e^{-iky} \right) + \\ & \mathcal{E}_o \left(\boldsymbol{\epsilon}_{+1}^{(z)} e^{ikz} + \boldsymbol{\epsilon}_{-1}^{(z)} e^{-ikz} \right), \end{aligned} \quad (1.57)$$

où nous avons utilisé la notation introduite au paragraphe précédent pour désigner les polarisations circulaires le long des différents axes. En prenant la constante de proportionnalité α :

$$\alpha = \left(|\mathcal{E}_o|^2 \sum_{i=x,y,z} \left(|\boldsymbol{\epsilon}_{+1}^{(i)}|^2 + |\boldsymbol{\epsilon}_{-1}^{(i)}|^2 \right) \right)^{-1/2}. \quad (1.58)$$

Nous obtenons immédiatement l'expression pour l'état piège :

$$\begin{aligned} |\Psi^T\rangle = & \frac{1}{\sqrt{6}} \times \left(|g_{+1}^{(x)}, \hbar k \mathbf{e}_x\rangle + |g_{-1}^{(x)}, -\hbar k \mathbf{e}_x\rangle + \right. \\ & |g_{+1}^{(y)}, \hbar k \mathbf{e}_y\rangle + |g_{-1}^{(y)}, -\hbar k \mathbf{e}_y\rangle \\ & \left. |g_{+1}^{(z)}, \hbar k \mathbf{e}_z\rangle + |g_{-1}^{(z)}, -\hbar k \mathbf{e}_z\rangle \right) \end{aligned} \quad (1.59)$$

où l'état interne $|g_{\pm 1}^{(i)}\rangle$ représente le sous-niveau Zeeman $|g_{\pm 1}\rangle$ défini par rapport à l'axe Oi , $i = x, y, z$. L'état (1.59) est une superposition de six ondes planes de vecteurs d'ondes égaux au vecteurs d'onde du champ laser. Ici encore la polarisation du champ se retrouve dans les degrés de liberté internes des atomes. Dans l'espace des impulsions cet état est localisé en six points situés sur les trois axes à distance $\hbar k$ de l'origine (voir figure 1.10b).

Considérer que la proportionnalité entre le champ et l'état noir se fait par un champ scalaire $\alpha(\mathbf{r})$, revient à ajouter aux vecteurs d'onde des ondes planes qui apparaissent dans (1.59) un vecteur \mathbf{q} . Pour que les états $|\Psi^{NC}(\mathbf{p})\rangle$ soient des états noirs les modules des nouveaux vecteurs d'onde $\mathbf{q} \pm \hbar k \mathbf{e}_i$, avec $i = x, y, z$ doivent être tous égaux. La figure 1.10 montre que ceci n'est pas possible. Le seul état noir, qui existe pour cette configuration de champ laser est l'état Ψ^T donné par (1.59). Il y a une sélectivité en vitesse pour toutes les directions de l'espace. Nous allons prouver cela rigoureusement dans l'appendice A.

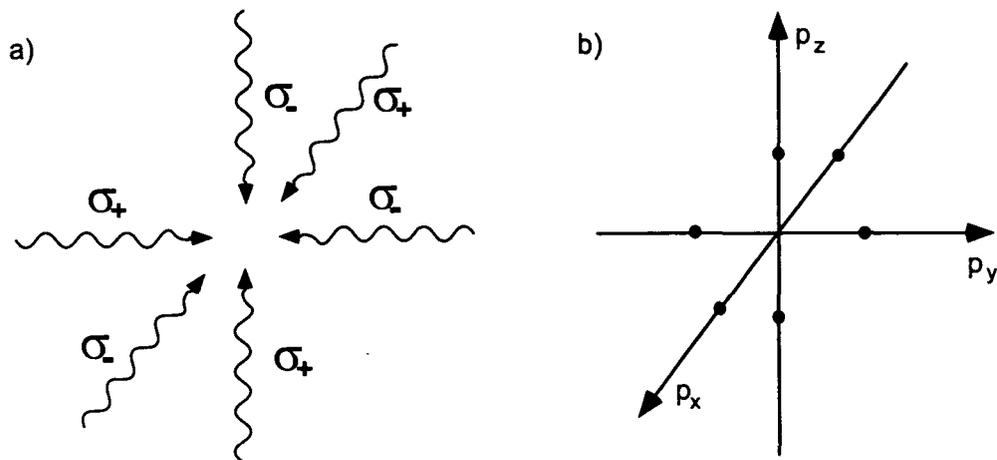


Figure 1.10: a) Configuration laser à trois dimensions. b) Dans l'espace des impulsions l'état noir est localisé en six points situés sur les axes à une distance $\hbar k$ de l'origine.

Conclusion

Nous avons montré au cours de ce paragraphe qu'il existe pour un atome ayant une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ toujours un état noir quelle que soit la configuration du champ laser. Cet état, non couplé par le laser à l'état excité et stationnaire, est lié au champ laser par une application isomorphe. Nous avons étudié quelques configurations de champ laser et analysé les propriétés des états noirs, en particulier leur sélectivité en vitesse.

1.3 Efficacité du refroidissement

La seule existence d'un état noir ne suffit pas pour obtenir un effet de refroidissement. Encore faut-il peupler significativement les états non couplés au voisinage de $\mathbf{p} = \mathbf{0}$. En l'absence de toute force de friction, l'efficacité avec laquelle ces états sont remplis dépend des propriétés d'une marche au hasard que les atomes effectuent dans l'espace des vitesses. Les pas successifs de cette marche aléatoire correspondent à l'absorption des photons laser suivie chaque fois d'un processus d'émission spontanée. Nous allons voir au cours de ce chapitre comment la probabilité pour un atome d'arriver au voisinage de $\mathbf{p} = \mathbf{0}$ diminue quand la dimensionnalité du problème augmente.

Dès les premières propositions de refroidissement à deux dimensions par VSCPT [38, 39, 40] l'importance et le rôle des forces de friction qui pourrait favoriser le remplissage des états noirs a été soulignée. Dans les schémas proposés, le refroidissement est accompagné par l'action d'une force de type Doppler, qui pour un désaccord rouge refroidit les atomes et mène à une accumulation efficace des atomes dans l'état piège. Dans les schémas de refroidissement subrecul que nous avons réalisés expérimentalement, la force de friction supplémentaire est de type Sisyphe, le laser étant désaccordé vers le bleu de la transition. Ce choix de désaccord provient du fait, que pour une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ l'effet Sisyphe ne se produit que pour un désaccord bleu. Il introduit une force de friction pour les atomes de faible vitesse. En revanche, la force Doppler qui subsiste accélère les atomes rapides.

La section est organisée de la façon suivante : la première partie est consacrée à l'étude de la marche au hasard. L'inefficacité du processus diffusif libre à trois dimensions rend nécessaire l'introduction d'une force de friction qui, surtout dans une phase préliminaire, mais aussi pendant le refroidissement par VSCPT, augmente le nombre d'atomes dans une sphère de rayon $\approx 2v_{rec}$ autour de l'origine et aide ainsi au refroidissement. Nous donnons une présentation qualitative de ce mécanisme de pré-refroidissement sur le cas unidimensionnel. Nous décrivons ensuite brièvement une approche statistique utilisant les statistiques de Lévy qui, en tenant compte de la friction, permet de faire des prédictions quantitatives sur l'efficacité du refroidissement.

1.3.1 La marche aléatoire libre

Lorsqu'un atome, au cours d'un cycle de fluorescence, absorbe ou émet un photon, sa quantité de mouvement varie aléatoirement. Ceci conduit à une diffusion de l'atome dans l'espace des impulsions. Quand l'atome au cours de cette marche au hasard arrive à l'origine il y est "piégé". Nous discutons ici la probabilité qu'a un atome de passer par l'origine au cours d'une marche aléatoire. Nous commençons

par supposer la marche aléatoire libre et non confinée.

Considérons d'abord une marche au hasard à une dimension. Une particule se trouvant initialement à l'origine, $p = 0$, part avec une probabilité r vers $p = 1$ et avec une probabilité $q = 1 - r$ vers $p = -1$. Elle continue ensuite à faire des sauts de $+1$ ou -1 avec les mêmes probabilités r et $q = 1 - r$ quel que soit l'endroit où elle se trouve (marche au hasard non confinée). Dans le cas du refroidissement subrecul, quand nous exprimons p en unités de $\hbar k$, un saut correspond alors à l'absorption ou à l'émission d'un photon. La probabilité de trouver la particule à l'origine après $2m$ sauts est donnée par [44] :

$$\mathcal{P}_m = \binom{2m}{m} r^m q^m \quad (1.60)$$

La divergence de la série $\sum \mathcal{P}_m$ nous indique si la particule va retourner à l'origine après un certain temps ou non [44]. Pour étudier cette série nous devons connaître le comportement de (1.60) pour des grands m . En utilisant la formule de Stirling⁵ on obtient alors

$$\mathcal{P}_m \sim \frac{1}{\sqrt{\pi m}} (4rq)^m \quad (1.61)$$

Si les deux probabilités r et $q = 1 - r$ d'aller vers la droite ou vers la gauche sont égales, $r = q = 1/2$ et \mathcal{P}_m se réduit à $1/\sqrt{\pi m}$. La somme $\sum \mathcal{P}_m \sim \sum m^{-\frac{1}{2}}$ diverge. La particule va alors certainement revenir à l'origine et y sera piégée.

Le cas d'une marche au hasard à deux dimensions, où l'on peut considérer que la particule passe d'un point ayant les coordonnées (p_x, p_y) vers un point $(p_x \pm 1, p_y \pm 1)$ avec des probabilités égales qui valent $\frac{1}{4}$, est équivalent à deux marches au hasard unidimensionnelles. La particule peut revenir à l'origine seulement si les deux coordonnées p_x et p_y sont nulles. En conséquence, la probabilité de retour à l'origine est égale à \mathcal{P}_m^2 , où \mathcal{P}_m est donné par (1.60). La série $\sum \mathcal{P}_m^2$ se comporte comme $\sum m^{-1}$, et est aussi une série divergente. Ainsi la particule va certainement retourner à l'origine.

A trois dimensions, quand la particule diffuse librement dans l'espace des impulsions, la probabilité de retour est déterminée par $\sum \mathcal{P}_m^3$ et donc par $\sum m^{-\frac{3}{2}}$, qui est une série convergente. Par conséquent, le retour à l'origine n'est pas certain et une fraction non négligeable d'atomes est certainement perdue pour le refroidissement.

En conclusion, à une ou deux dimensions, il est certain que les atomes reviennent au voisinage de l'origine. Un atome qui est parti du piège n'est pas perdu pour le refroidissement, il peut y revenir et être repiéagé. Il n'en est pas de même pour le refroidissement à trois dimensions. En pratique, comme nous allons voir

⁵ $m! \sim \sqrt{2\pi} e^{-m} m^{m+\frac{1}{2}}$

dans le chapitre suivant, moins de 1% des atomes vont se retrouver dans les états non couplés. Il est donc souhaitable d'augmenter l'efficacité du recyclage.

1.3.2 La marche au hasard confinée

Une manière d'augmenter la probabilité que l'atome retourne à l'origine au bout d'un certain temps (ou après un certain nombre de sauts) est de limiter l'espace dans lequel la particule peut diffuser en introduisant des "murs" réfléchissants. Une fois que le module de l'impulsion atomique atteint une valeur p_{max} , la direction de p est inversée et l'atome se redirige vers l'origine. Physiquement cette situation est une représentation schématique de l'effet des forces de friction qui confinent les composantes refroidies de l'impulsion dans une sphère de rayon p_{max} . Nous allons voir au paragraphe suivant que dans certaines des configurations laser que nous utilisons ces forces de friction existent réellement. Ceci justifie le modèle schématique de la diffusion des impulsions atomiques confinées à une sphère de rayon p_{max} , que nous utilisons ici.

Gardons l'hypothèse que l'atome effectue sa marche au hasard avec des probabilités égales selon toutes les directions de l'espace. On peut montrer [64] que le nombre moyen de sauts qu'un atome parti de l'origine doit effectuer pour se retrouver pour la première fois dans un petit volume δp autour de l'origine (dans D dimensions) est donné par :

$$\langle N \rangle = \left(\frac{p_{max}}{\delta p} \right)^D \quad (1.62)$$

Il est intéressant de remarquer que ce nombre ne dépend pas de la longueur du saut. Un saut plus grand va permettre à l'atome de retourner plus rapidement vers l'origine, mais l'atome va aussi "rater" plus souvent le petit volume δp . Les deux effets se compensent. La relation (1.62) montre que N augmente rapidement avec la dimension D . A cause du caractère diffusif de toute marche au hasard, le temps nécessaire pour pomper optiquement les atomes à partir d'un volume de l'ordre $p_{max} \sim p_{rec}$ dans un certain intervalle de vitesse croît alors rapidement si D augmente.

Une telle discussion montre bien la difficulté du refroidissement à trois dimensions même en présence d'un confinement des impulsions atomiques dans une sphère de rayon p_{max} .

1.3.3 Le pré-refroidissement Sisyphe

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons montré que la structure des états noirs reproduit exactement la structure du champ laser qui induit le refroidissement subrecul. La sélectivité en vitesse augmente avec le nombre de dimensions refroidies mais aussi les configurations laser employées deviennent plus complexes. Or il existe une différence très importante entre certaines configurations laser à une dimension et toute configuration à plusieurs dimensions. Dans une configuration de champ laser à une dimension de deux ondes contre-propageantes le long de l'axe Oz avec des polarisations circulaires ou linéaires orthogonales, l'intensité laser est constante et ne dépend pas de z . Aucune force dipolaire ne s'exerce alors sur les atomes. L'efficacité du processus de recyclage qui remplit les états non couplés dépend uniquement des propriétés de la marche au hasard dans l'espace des impulsions.

Dans les configurations laser à plusieurs dimensions, en général l'intensité et la polarisation sont modulées spatialement. Le taux de pompage optique et les déplacements lumineux de certains niveaux de l'état fondamental sont alors eux aussi modulés spatialement. Pour une transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ excitée par un laser désaccordé vers le bleu de la transition ($\delta > 0$), la corrélation entre ces deux modulations est telle que l'atome en mouvement gravit plus de collines de potentiel qu'il n'en descend. La dissipation d'énergie est assurée par le photon émis spontanément qui a une énergie plus grande que le photon laser absorbé. Au cours d'un tel cycle d'absorption et émission spontanée l'atome est refroidi.

Nous donnerons ici une présentation purement qualitative de ce mécanisme de refroidissement par effet Sisyphe. Le raisonnement sera fait à une dimension, dans le cas d'une configuration "lin- θ -lin" pour laquelle l'intensité est aussi modulée spatialement. Une description à plusieurs dimensions n'a pas encore été faite. Nous avons des indications expérimentales qu'au moins qualitativement les résultats demeurent valables à plus qu'une dimension.

Considérons un champ laser qui comporte deux ondes de même amplitude \mathcal{E}_0 et fréquence ω_L se propageant en sens opposés le long de l'axe Oz avec des polarisations linéaires \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 faisant des angles de $+\theta/2$ et $-\theta/2$ respectivement avec l'axe Oy (voir figure 1.11). Quand $\theta \neq \pi/2$, l'intensité totale est modulée spatialement le long de l'axe Oz , ce qui entraîne une modulation des déplacements lumineux de certains niveaux et fait apparaître un effet Sisyphe.

La configuration laser représentée sur la figure 1.11 s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \mathbf{E}_L^+(z)e^{-i\omega_L t} + \text{c.c.} \\ \mathbf{E}^{(+)}(z) &= \mathcal{E}_0 (\mathbf{e}_1 e^{ikz} + \mathbf{e}_2 e^{-ikz}). \end{aligned} \quad (1.63)$$

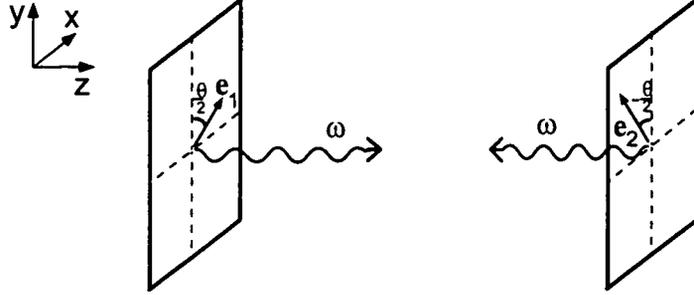


Figure 1.11: Configuration laser "lin θ lin" à une dimension. L'intensité totale est modulée spatialement le long de l'axe Oz .

Si l'on tient compte des relations

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= \mathbf{e}_x \sin \frac{\theta}{2} + \mathbf{e}_y \cos \frac{\theta}{2} \\ \mathbf{e}_2 &= -\mathbf{e}_x \sin \frac{\theta}{2} + \mathbf{e}_y \cos \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (1.64)$$

et qu'on transforme $\mathbf{E}_L^+(z)$ dans la base circulaire $\{\epsilon_+, \epsilon_0, \epsilon_-\}$ (l'axe de quantification étant Oz), on obtient :

$$\mathbf{E}_L^+(z) = i\sqrt{2}\mathcal{E}_0 \left(\cos \left(kz + \frac{\theta}{2} \right) \epsilon_+ + \cos \left(kz - \frac{\theta}{2} \right) \epsilon_- \right) \quad (1.65)$$

Grâce à la relation de proportionnalité (1.32) qui existe entre le champ laser et la les états non couplés nous écrivons immédiatement

$$|\Psi^{NC}(\mathbf{r})\rangle = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{E}^{(+)}(z) \quad (1.66)$$

Prenons pour des raisons de normalisation α égal à :

$$\alpha(z) = \left(2\mathcal{E}_0^2 \left(\cos^2(kz + \theta/2)|\epsilon_+|^2 + \cos^2(kz - \theta/2)|\epsilon_-|^2 \right) \right)^{-1/2} = \left(2\mathcal{E}_0^2 D(z) \right)^{-1/2} \quad (1.67)$$

où nous avons introduit le paramètre sans dimension

$$D(z) = \cos^2(kz - \theta/2) + \cos^2(kz + \theta/2) = 1 + \cos \theta \cos(2kz) \quad (1.68)$$

Les variations spatiales de $D(z)$ reflètent les variations spatiales de l'intensité. $D(z)$ oscille entre une valeur maximale $1 + \cos \theta$ atteinte en $z = 0, \lambda/2, \dots$ et une valeur minimale $1 - \cos \theta$ atteinte en $z = \lambda/4, 3\lambda/4, \dots$. L'état 1.66 devient alors :

$$|\Psi^{NC}(z)\rangle = \frac{1}{\sqrt{D(z)}} \left(|g_{+1}\rangle \cos \left(kz + \frac{\theta}{2} \right) + |g_{-1}\rangle \cos \left(kz - \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.69)$$

Comme cet état n'est pas couplé au champ laser par le Hamiltonien d'interaction V_{AL} , son déplacement lumineux et sa largeur radiative sont, dans une première approximation, nuls. Nous prenons l'énergie de cet état égale à zéro. Introduisons l'état $\Psi^C(z)$, combinaison linéaire des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental orthogonale à $\Psi^{NC}(z)$:

$$|\Psi^C(z)\rangle = \frac{1}{\sqrt{D(z)}} \left(|g_{+1}\rangle \cos\left(kz - \frac{\theta}{2}\right) - |g_{-1}\rangle \cos\left(kz + \frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (1.70)$$

Cet état est couplé à l'état excité par le champ laser. Son déplacement lumineux se calcule selon :

$$\hbar\delta'_C(z) = \hbar\delta \frac{s(z)}{2} = \hbar\delta' D(z), \quad \text{où } \delta' = \delta \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.71)$$

et sa largeur radiative est donnée par :

$$\hbar\Gamma'_C(z) = \hbar\Gamma \frac{s(z)}{2} = \hbar\Gamma' D(z), \quad \text{où } \Gamma' = \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.72)$$

Dans les deux expressions $s(z)$ est le paramètre de saturation au point z :

$$s(z) = \frac{\Omega^2(z)/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.73)$$

où la dépendance en z de la fréquence de Rabi $\Omega(z)$ est donnée par $\Omega(z) = \Omega\sqrt{D(z)}$, Ω étant la fréquence de Rabi associée à \mathcal{E}_0 . Le déplacement lumineux et la largeur radiative de cet état présentent la même dépendance en z proportionnelle à l'intensité totale. Pour un désaccord positif l'énergie de l'état $\Psi^C(z)$ est donc plus grande que celle de $\Psi^{NC}(z)$ (voir figure 1.12).

Un atome dans l'état $\Psi^{NC}(z)$ qui a une vitesse nulle va y rester un temps infini. L'état $\Psi^{NC}(z)$ est l'équivalent semiclassique de l'état piège Ψ^T que nous avons défini en début de ce chapitre. Supposons maintenant que l'atome dans l'état $\Psi^{NC}(z)$ a une vitesse v faible et se déplace le long de l'axe Oz . Comme $\Psi^{NC}(z)$ et $\Psi^C(z)$ dépendent de z , l'atome va être soumis à des couplages "non-adiabatiques" (des couplages motionnels décrits par le Hamiltonien V_{mot}) entre $\Psi^{NC}(z)$ et $\Psi^C(z)$. On peut démontrer [45] que les éléments non-diagonaux de ces couplages sont donnés par :

$$\langle \Psi^C(z) | V_{mot} | \Psi^{NC}(z) \rangle = \frac{i\hbar kv \sin \theta}{D(z)} \quad (1.74)$$

Ce couplage entre les états $|\Psi^{NC}\rangle$ et $|\Psi^C\rangle$ est proportionnel à la vitesse de l'atome et va perturber ces niveaux, de sorte qu'ils sont contaminés l'un par l'autre. L'état

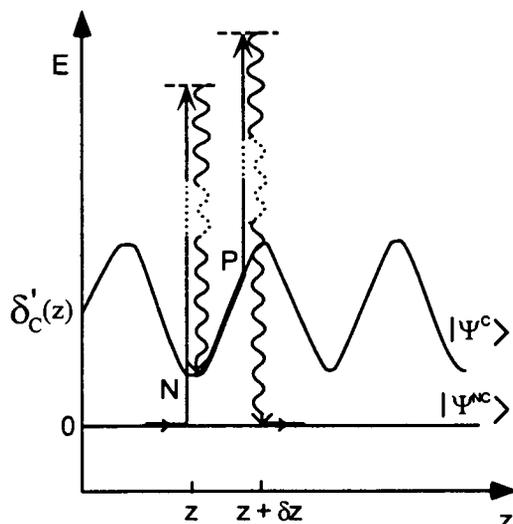


Figure 1.12: Le pré-refroidissement Sisyphé. L'énergie de l'état $|\Psi^{NC}\rangle$ est nulle et ne dépend pas de z . Un atome en mouvement passe de $|\Psi^{NC}\rangle$ à $|\Psi^C\rangle$, dont l'énergie $\delta'_C(z)$ est modulée spatialement. Une fois dans $|\Psi^C\rangle$, l'atome gravit une colline de potentiel. Au fur et à mesure qu'il se rapproche du sommet, la largeur radiative de l'état Ψ^C augmente et l'atome a une chance de plus en plus grande de subir un cycle de pompage optique qui le ramène dans $|\Psi^{NC}\rangle$. Globalement, après ces deux transitions Raman spontanées l'énergie de l'atome a diminué d'une quantité $\hbar[\delta'_C(P) - \delta'_C(N)]$.

non couplé $|\Psi^{NC}\rangle$ va ainsi acquérir une partie de l'instabilité radiative de l'état $|\Psi^C\rangle$, se traduisant par une largeur radiative Γ'_{NC} . L'atome va alors quitter l'état $|\Psi^{NC}\rangle$ par une transition Raman spontanée Stokes qui l'amène dans l'état couplé. Remarquons que le couplage motionnel est maximal quand $D(z)$ est minimal, c'est-à-dire aux minima d'intensité, donc là où $|\Psi^C(z)\rangle$ est le plus proche de $|\Psi^{NC}(z)\rangle$. C'est à ces endroits que les transitions non-adiabatiques auront lieu préférentiellement. Une fois passé en Ψ^C , qui est un état instable, l'atome monte une colline de potentiel. Au fur et à mesure qu'il s'approche du sommet sa largeur radiative augmente (1.72) et il a une chance de plus en plus grande de subir un cycle de pompage optique qui le ramène vers Ψ^{NC} par une transition Raman spontanée anti-Stokes. Globalement à la fin d'un tel cycle, l'énergie de l'atome a diminué d'une quantité $\hbar[\delta'_C(P) - \delta'_C(N)]$ (voir figure 1.12), énergie gagnée par le champ de rayonnement. L'atome reste dans l'état non couplé jusqu'au prochain cycle, le temps moyen entre deux cycles étant déterminé par $(\Gamma'_{NC}/2)^{-1}$ [45].

On peut calculer la force radiative moyenne exercée par le champ laser sur l'atome de vitesse v en estimant la puissance moyenne qu'il faut dépenser pour déplacer l'atome à cette vitesse. Cette puissance se retrouve dissipée sous forme de rayonnement. Nous résumons le résultat du calcul semiclassique [45] dans l'équation suivante :

$$\mathcal{F}(v) = \begin{cases} -v^3 \hbar k^4 / (\Gamma'_C \delta'_C) & \text{pour } kv \ll \Gamma'_C \\ -v \hbar k^2 \Gamma'_C / \delta'_C & \text{pour } \Gamma'_C \ll kv \ll \delta'_C \\ -\frac{1}{v} \Gamma'_C \hbar \delta'_C & \text{pour } (\delta'_C)_{min} < kv < (\delta'_C)_{max} \end{cases} \quad (1.75)$$

La force moyenne part en $-v^3$ à des faibles vitesses, puis elle varie linéairement en $-v$. Dans ce régime la vitesse v est encore faible et l'atome ne se déplace pas beaucoup devant λ pendant le temps de vie $(\Gamma'_C)^{-1}$ de l'état couplé $|\Psi^C\rangle$. A des vitesses plus grandes, quand l'atome parcourt des distances de plusieurs λ dans l'état couplé $|\Psi^C\rangle$, la force décroît en $-1/v$. Sous l'action de la force (1.75) l'atome va être ramené vers des faibles vitesses.

Le taux d'amortissement de la vitesse dans le régime où la force varie en $-v$ est de l'ordre de $(\hbar k^2/m)\Gamma'_C/\delta'_C$. A cause de l'existence d'un état noir (sur une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$), un refroidissement par VSCPT coexiste avec le pré-refroidissement Sisyphe, mais les échelles de temps caractéristiques du refroidissement VSCPT sont beaucoup plus longues. Le système atteint alors rapidement un état de quasi-équilibre au bout d'un temps $((\hbar k^2/m)\Gamma'_C/\delta'_C)^{-1}$ par effet Sisyphe avant que le refroidissement par VSCPT n'ait le temps de ce manifester. Des schémas alternant des phases de refroidissement par effet Sisyphe et des phases VSCPT ont été proposés [52].

Quand kv devient de l'ordre de δ'_C , la perturbation due au couplage motionnel apparait dans le référentiel de repos de l'atome comme une perturbation périodique de fréquence kv . Cette perturbation peut alors induire des transitions résonnantes entre les états Ψ^C et Ψ^{NC} . Les variations résonnantes qui peuvent apparaitre pour certains valeurs de v sont connues sous le nom des Dopplérons [50, 51]. Nous n'en tenons pas compte ici de ces résonances.

Sous l'effet du pré-refroidissement, la distribution en vitesse des atomes est confinée dans une région de quelques vitesses de recul et les atomes sont empêchés de s'échapper. C'est la raison pour laquelle, dans l'approche statistique du refroidissement que nous étudierons au paragraphe 1.3.5, la friction due au forces Sisyphe sera modélisée par des murs en espace des vitesses.

1.3.4 La compétition des forces

Considérons à nouveau un atome ayant une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ placé dans un champ lumineux qui comporte deux ondes lumineuses se propageant en sens opposés, de même amplitude et de polarisations linéaires faisant un angle θ . Si le laser est désaccordé au dessus de la résonance atomique ($\delta > 0$), le déplacement lumineux δ'_C de l'état couplé est positif. L'énergie de l'état Ψ^C est alors plus élevée que celle de l'état Ψ^{NC} et les forces de friction de type Sisyphé ont tendance à diminuer la vitesse des atomes. Leur plage de capture est limitée et de l'ordre de quelques v_{rec} autour de $v \sim 0$ [10].

Dans une telle configuration laser un atome de vitesse v va aussi sentir une force de pression de radiation de chaque onde lumineuse. Supposons par exemple que la vitesse de l'atome soit orientée vers la droite. A cause de l'effet Doppler, l'atome voit l'onde venant de la droite à une fréquence supérieure à la fréquence lumineuse de l'onde dans le référentiel du laboratoire. L'onde venant de la gauche est vue à une fréquence inférieure. Dans le référentiel du laboratoire, la fréquence des deux ondes est la même, supérieure à la fréquence de la transition atomique. L'atome voit donc l'onde laser venant de la gauche plus résonnante avec la transition atomique que l'onde venant de la droite. La probabilité d'absorber un photon venant de la gauche est plus grande que la probabilité d'absorber un photon venant de la droite. L'atome a donc tendance à absorber plus de photons ayant une impulsion de même orientation que sa vitesse. L'atome en mouvement voit donc son impulsion augmenter. La force Doppler accélère donc l'atome au lieu de le freiner comme la force Sisyphé. Le domaine d'action des forces Doppler est de l'ordre de la vitesse Doppler, définie telle que l'atome parcourt à cette vitesse une longueur d'onde pendant le temps caractéristique Γ^{-1} , soit $kv \sim \Gamma$.

Puisque l'effet Sisyphé et l'effet Doppler sont tous deux présents dans nos expériences et qu'ils ont des signes opposés, le résultat de leur compétition dépendra de leur caractéristiques comparées. Pour l'atome d'hélium, qui est léger, les vitesses Doppler et de recul ne sont pas très différentes et il est impossible de ne tenir compte que de la force Sisyphé. Une étude détaillée de la compétition entre les deux forces Sisyphé et Doppler est faite dans le thèse d'Olivier Emile [63].

Nous nous contentons d'une discussion qualitative de la dépendance en vitesse des deux forces. Ici encore, nous raisonnons sur le cas unidimensionnel. Nous faisons l'hypothèse que dans le cas d'un refroidissement isotrope les résultats demeurent valables à trois dimensions (au moins qualitativement) pour le comportement radial de la force totale.

Selon la référence [48], la force Doppler qui s'exerce sur un atome dans une mélasse optique à des vitesses v de l'ordre de Γ/k est proportionnelle à la vitesse :

$$\mathcal{F}(v) = \hbar k^2 \Gamma s \frac{2\delta}{\delta^2 + \Gamma^2/4} v \quad (1.76)$$

où s est le paramètre de saturation et Γ^{-1} la durée de vie de l'état excité.

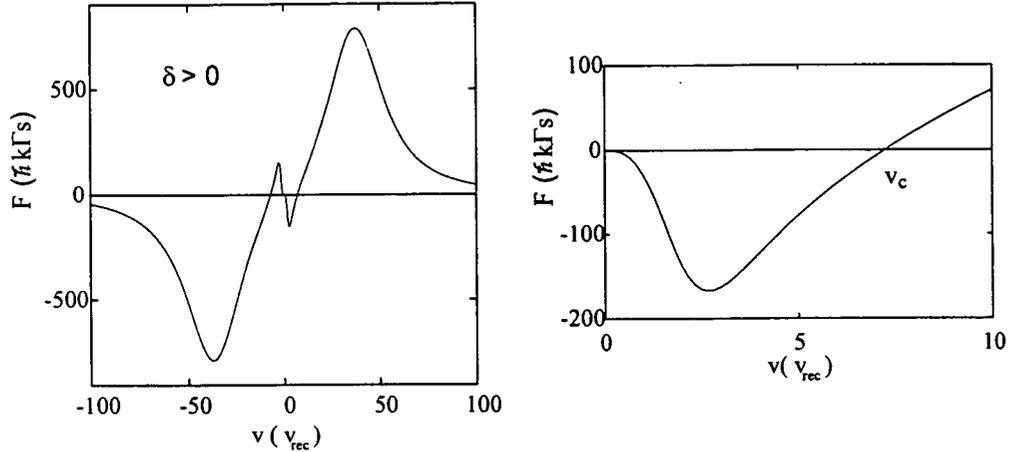


Figure 1.13: Allure de la force attendue en fonction de la vitesse pour un désaccord bleu. Dès que les atomes atteignent la vitesse v_c la force Doppler l'emporte sur la force de friction Sisyphes et les atomes sont accélérés et perdus pour le refroidissement.

La figure 1.13 montre la force en fonction de la vitesse pour le cas d'un laser désaccordé au dessus de la résonance atomique. Nous avons additionné les deux forces Sisyphes et Doppler. Pour la force Sisyphes nous avons pris l'expression (1.75) donnée au paragraphe précédent. Pour la force Doppler nous avons pris l'expression générale donnée dans la référence [48], l'expression (1.76) n'étant valable que pour des faibles vitesses ($v \sim \Gamma/k$).

Un atome, initialement dans une région où la force Sisyphes domine peut aller explorer une région où la force Doppler devient plus importante, auquel cas il va être accéléré et ne va jamais revenir vers la vitesse nulle.

On peut aisément estimer la vitesse critique v_c à partir de laquelle l'atome est chauffé et donc perdu pour le refroidissement. Elle correspond à l'égalité des deux forces Sisyphes et Doppler. Un calcul simple, utilisant les équations (1.76) et (1.75) fournit :

$$v_c \simeq \frac{\Omega}{4k} \quad (1.77)$$

On peut alors agrandir le chemin qu'un atome doit parcourir dans l'espace des impulsions avant de quitter la zone attractive de la force en augmentant la fréquence de Rabi. Notons que v_c est indépendant de la valeur exacte δ du désaccord. Le

point v_c est un point instable et son existence entraîne un important mécanisme de perte d'atomes.

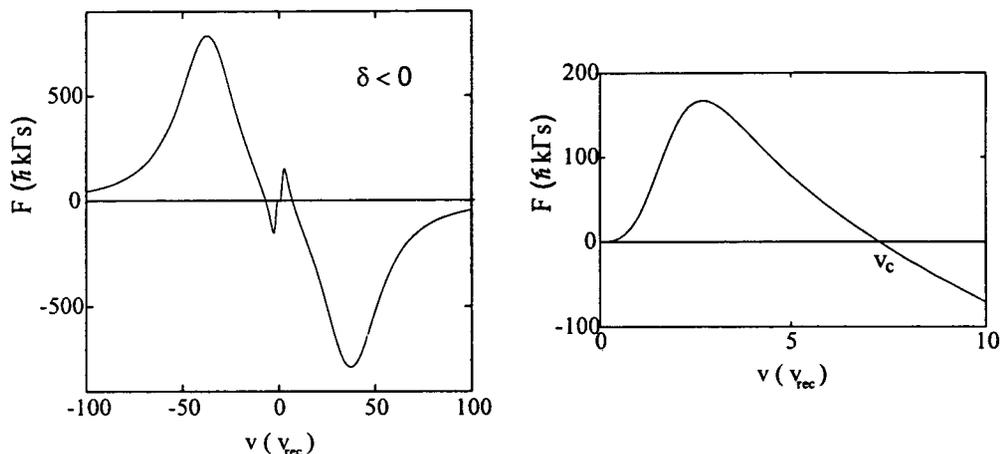


Figure 1.14: Allure de la force attendue en fonction de la vitesse pour un laser désaccordé au dessous de la résonance atomique. La force Doppler ramène les atomes vers le centre et la force Sisyphé les expulse. Les atomes vont s'accumuler autour de v_c qui est un point stable.

Il est instructif d'étudier la compétition des forces Sisyphé et Doppler dans le cas d'un désaccord au dessous ($\delta < 0$) de la résonance. Dans ce régime la force Doppler devient attractive pour les grandes vitesses, tandis que la force Sisyphé expulse les atomes ayant une vitesse petite. L'allure de la force totale en fonction de la vitesse est montré sur la figure 1.14. Le point v_c devient alors un point stable et à la différence du cas $\delta > 0$ il existe une solution stationnaire de la distribution. La force attractive aux grandes vitesses va ramener les atomes vers le centre et ils vont s'accumuler autour de v_c . Cela permet d'étudier, ou plutôt de vérifier la dépendance de la position de v_c en fonction du couplage Ω entre l'atome et le champ laser donnée par l'équation 1.77.

En conclusion, dans le cas où $\delta > 0$ l'existence des forces Doppler qui accélèrent les atomes et qui font concurrence aux forces de friction de type Sisyphé représente un important mécanisme de perte d'atomes. La figure 1.13 montre que la vitesse à partir de laquelle les atomes sont perdus pour le refroidissement est, pour les paramètres expérimentaux typiques que nous utilisons (ici $\delta = \Gamma$ et $\Omega = 0.6\Gamma$), de l'ordre de $7v_{rec}$.

Ceci est en accord avec les calculs semiclassiques effectués dans le groupe de Nick Bigelow à Rochester. L'intégration numérique des équations Bloch optiques

fournit une expression de la force (et du coefficient de diffusion associé) en fonction du modul de la vitesse. A deux dimensions le comportement est qualitativement le même que celui que nous avons déduit dans ce paragraphe (voir figures 1.13 et 1.14). Aussi la simple dépendance (1.77 en Ω) de la vitesse de verrouillage apparaît dans les calculs. Des calculs à trois dimensions, qui nécessitent un temps de calcul considérable sont en cours.

1.3.5 Un modèle statistique

Les discussions précédentes ont montré d'une part l'existence des états noirs à plusieurs dimensions et d'autre part l'existence de mécanismes de friction qui favorisent l'accumulation des atomes dans ces états et dans des états non couplés voisins en p autour de $p = 0$. Les échelles de temps courts qui interviennent sont de l'ordre de $(E_{rec}\Gamma'_C/\hbar\delta'_C)^{-1}$ pour le pré-refroidissement Sisyphe et longues de l'ordre du temps d'interaction θ entre le champ laser et les atomes pour le refroidissement par VSCPT. Les premiers mécanismes dirigent l'atome vers un état de quasi-équilibre où la température est, comme dans tous les effets Sisyphe, liée à la profondeur des puits de potentiel formés par les modulations spatiales des niveaux d'énergie. La phase VSCPT quant à elle n'a pas de limite inférieure en température et va faire tendre le système vers un état d'équilibre qui est l'état noir.

Pour analyser quantitativement le refroidissement subrecul, il faut donc étudier l'évolution des atomes pour des temps d'interaction longs. Une telle étude devient difficile pour toutes les approches théoriques traditionnelles (équations de Bloch optiques généralisées, théorie des bandes, simulations Monte Carlo quantiques) même pour les configurations à une dimension et d'autant plus pour le refroidissement à plusieurs dimensions.

Récemment une nouvelle approche au refroidissement subrecul a été développée dans notre laboratoire qui permet de traiter les temps d'interaction longs. Ce travail a constitué une partie importante de la thèse de François Bardou et a permis pour la première fois d'aborder un certain nombre de questions : Quelle est la proportion des atomes refroidis ? Quelle est la largeur δp de la distribution en impulsion des atomes ? Comment varie la densité dans l'espace des phases avec θ ? Cette méthode modélise le refroidissement subrecul par une marche aléatoire dans l'espace des impulsions. Elle montre que cette marche aléatoire est "anormale" et doit être analysée au moyen des statistiques de Lévy. Le modèle tient compte des forces de friction en introduisant des murs qui confinent les impulsions des atomes à une sphère de rayon p_{max} . Les forces Doppler chauffantes que nous avons rencontrées au paragraphe précédent sont négligées. On pourrait inclure leur effet en transformant les murs réfléchissants en murs absorbants : on considère alors que les particules qui atteignent p_{max} sont accélérées et donc perdues pour le refroidissement. A notre connaissance ceci n'a pas encore été fait. Il faudrait compléter le modèle que nous présentons ci-dessous, en y incluant les forces Doppler chauffantes, de manière à le rendre plus proche de la réalité.

Nous reprenons ici les éléments de base du modèle. Nous discutons les résultats des prédictions pour les expériences à trois dimensions afin de pouvoir les comparer aux résultats expérimentaux présentés au chapitre trois. La section s'achève avec quelques remarques sur les limites de ce modèle à trois dimensions.

Le modèle

Au cours du refroidissement un atome absorbe et réémet des photons. Il effectue ainsi une marche au hasard dans l'espace des impulsions, la longueur de chaque pas étant de l'ordre de $\hbar k$. La probabilité de saut dépend de p et tend vers zéro comme p^2 quand p tend vers zéro. L'atome peut alors, en l'absence de friction, diffuser à l'infini. La présence du pré-refroidissement Sisyphé limite la diffusion vers des grandes impulsions. Cette friction est modélisée par des "murs" qui empêchent l'atome de diffuser au-delà d'une certaine impulsion p_{max} et le réfléchissent dès que son impulsion atteint cette valeur.

Deux notions sont très importantes lorsqu'on introduit ce modèle : le temps de piégeage τ et le temps du premier retour $\hat{\tau}$. Le premier représente le temps qu'un atome passe à l'intérieur du piège (c'est-à-dire le temps pendant lequel l'impulsion p de l'atome est plus petite qu'une certaine valeur p_{trap}) et qui est en fait la durée de vie des états non couplés. Le deuxième représente le temps que l'atome passe en dehors du piège entre deux séjours successifs dans le piège. La loi de distribution $P(\tau)$ de τ est une loi large avec des ailes décroissant en loi de puissance d'exposant $\mu = D/2$:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} P(\tau) \simeq \frac{1}{\tau^{1+\mu}} \quad (1.78)$$

A cause des murs en p_{max} la loi de distribution $P(\hat{\tau})$ de $\hat{\tau}$ est une loi étroite [45]. Considérons N phases de piégeage de durées $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_i, \dots, \tau_N$ séparées par des phases de diffusion hors du piège, de durées $\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \dots, \hat{\tau}_i, \dots, \hat{\tau}_{N-1}$. La somme des N temps de piégeage $T_N = \sum_{i=1}^N \tau_i$ est une "somme de Lévy" qui n'obéit pas au théorème de la limite centrale et dont le comportement global est "dominé" par des événements rares. En comparant les temps que l'atome passe à l'intérieur du piège et le temps que l'atome diffuse en dehors on peut faire des prédictions quantitatives sur les propriétés asymptotiques du refroidissement subrecul, notamment sur la proportion des atomes refroidis et sur la distribution d'impulsion de ces atomes.

La distribution en impulsion

Le modèle statistique prédit, aux temps longs, une distribution en impulsion $\mathcal{P}(p)$ des atomes avec des ailes Lorentziennes et permet une estimation de la largeur δp en impulsion de cette distribution. Nous introduisons dans cette section quelques notations et estimons la variation de la largeur δp avec le temps d'interaction θ .

Notons p_θ l'impulsion d'un atome définie par :

$$\Gamma'(p_\theta)\theta = 1 \quad (1.79)$$

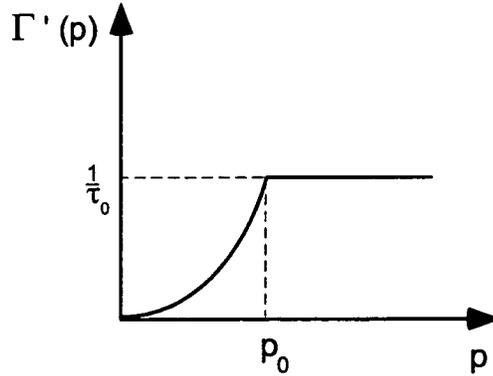


Figure 1.15: Variation du taux d'absorption $\Gamma'(p)$ avec le module de l'impulsion p . On suppose ici que $\Gamma'(p)$ varie en p^2 et atteint son palier $1/\tau_0$ en p_0 .

Les atomes qui restent piégés pendant un temps θ sont ceux qui ont des impulsions p plus petites que p_θ . On peut montrer que p_θ donne l'ordre de grandeur de la largeur δp de la distribution $\mathcal{P}(p)$.

Nous avons vu au début de ce chapitre que la durée de vie $\Gamma'(p)^{-1}$ des états non couplés varie en p^{-2} au voisinage de $p = 0$. Supposons que cette dépendance reste valable jusqu'à ce que $\Gamma'(p)$ atteigne un plateau à $1/\tau_0$ en $p = p_0$ (voir figure 1.15) :

$$\Gamma'(p) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 & \text{pour } p < p_0 \\ \frac{1}{\tau_0} & \text{pour } p \geq p_0 \end{cases} \quad (1.80)$$

Nous pouvons alors exprimer p_θ selon :

$$p_\theta = p_0 \left(\frac{\tau_0}{\theta}\right)^{1/2} \quad (1.81)$$

Selon la référence [45] l'allure des variations avec p de la distribution en impulsion $\mathcal{Q}(p)$ selon un axe est donnée par⁶ :

$$\mathcal{Q}(p, \theta) = \begin{cases} Q_M = \frac{3}{p_{max}^3} \frac{\theta}{\tau_0} & \text{pour } p < p_\theta \\ \frac{3}{p_{max}^3} \left(\frac{p_0}{p}\right)^2 = Q_M \left(\frac{p_\theta}{p}\right)^2 & \text{pour } p > p_\theta \end{cases} \quad (1.82)$$

⁶A trois dimensions le lien entre la distribution du module de l'impulsion $\mathcal{P}(p)$ et la distribution en impulsion $\mathcal{Q}(p)$ le long d'un axe se fait par : $\mathcal{Q}(p) = \mathcal{P}(p)/4\pi p^2$.

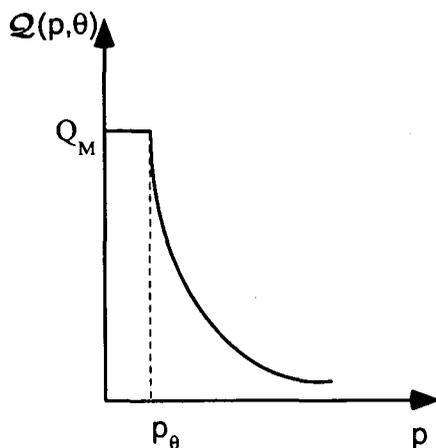


Figure 1.16: Allure qualitative de la variation de la distribution $\mathcal{Q}(p, \theta)$ en fonction de p . L'aile varie en $(p_\theta/p)^2$ et est indépendante de θ .

Nous observons que l'aile de $\mathcal{Q}(p, \theta)$ est une courbe indépendante de θ , tronquée pour $p < p_\theta$ à la valeur qu'elle atteint en $p = p_\theta$. Quand θ change le point où la courbe est tronquée change. Sur la figure 1.16 nous avons représenté l'allure de la distribution $\mathcal{Q}(p, \theta)$.

Pour estimer p_θ nous devons, selon (1.81), connaître τ_0 et p_0 . On peut poser $\tau_0 = 2/\Gamma'_C$, où Γ'_C est le taux de départ de l'état couplé. Ceci est justifié par le fait qu'à des valeurs de p grandes ($p > p_0$) la largeur Γ'_C de l'état couplé se partage entre l'état couplé et l'état non-couplé. Cette contamination des états non couplés peut alors leur conférer une largeur maximale de $\Gamma'_C/2$. Pour des valeurs faibles de p , la largeur du niveau non couplé due au couplage motionnel dépend de p et, d'après la référence [64] elle est égale à⁷ :

$$\Gamma'(p) = \Gamma \left(\frac{2kp}{m\Omega} \right)^2 \quad (1.83)$$

où nous avons noté Ω la fréquence de Rabi. Γ est la largeur naturelle de l'état excité. Les deux expressions (1.80) et (1.83) nous fournissent alors, compte tenu de l'expression de τ_0 , une expression pour p_0 . Le lien entre p_0 et p_θ est donné par l'équation (1.80) selon laquelle $p_0^2 \tau_0 = p_\theta^2 \theta$. On obtient alors l'expression suivante pour p_θ :

$$\frac{p_\theta}{\hbar k} = \frac{1}{4\sqrt{\Gamma}} \frac{\hbar \Gamma}{E_{rec}} \frac{\Omega/\Gamma}{\sqrt{\theta}} \quad (1.84)$$

⁷En fait, nous utilisons ici un résultat connu pour le cas unidimensionnel et considérons qu'il demeure valable à trois dimensions.

La largeur δp de la distribution en impulsion, qui à un facteur numérique d'ordre un près est égale à p_θ , décroît alors au temps d'interaction longs et augmente avec Ω qui caractérise le couplage atome laser. Notons que la relation 1.84 n'impose aucune limite fondamentale au refroidissement en ce qui concerne les largeurs des distributions que l'on peut atteindre. δp tend vers zéro à la limite d'un temps d'interaction θ infini.

La proportion des atomes refroidis

La proportion des atomes refroidis $r(\theta)$ est la proportion des atomes ayant une impulsion \mathbf{p} dans la sphère de rayon p_θ . $r(\theta)$ peut être calculé à partir de la distribution $\mathcal{P}(p, \theta)$ du module de l'impulsion, que nous obtenons en multipliant la relation 1.82, qui représente la distribution des impulsions le long d'un axe par $4\pi p^2$. Nous écrivons alors :

$$r(\theta) = \int_0^{p_\theta} \mathcal{P}(p, \theta) dp = \frac{4\pi p_0^2}{p_{max}^3} p_\theta \quad (1.85)$$

Un tel résultat montre que $r(\theta)$ tend vers zéro comme p_θ , c'est-à-dire comme $1/\sqrt{\theta}$, quand le temps d'interaction θ tend vers l'infini.

Remarquons que la proportion d'atomes refroidis dépend de p_{max} . Ceci montre l'importance des forces de friction, qui déterminent la position p_{max} des murs dans l'espace des impulsions, dans le cas d'un refroidissement à trois dimensions.

La densité des atomes refroidis et le gain de densité dans l'espace phases

La densité des atomes $h(\theta)$ en $\mathbf{p} = \mathbf{0}$ correspond à $r(\theta)$ atomes dans un volume de l'ordre de p_θ^3 . En divisant donc la relation 1.85 par ce volume on trouve que $h(\theta)$ varie en $1/p_\theta^2$, ce qui correspond à une variation linéaire en θ . En fait, la densité $h(\theta)$ est, à un coefficient d'ordre un près, égale au maximum Q_M de la distribution $\mathcal{Q}(p, \theta)$. On peut comprendre que cette densité augmente : les atomes initialement dans le piège $\mathbf{p} < \mathbf{p}_\theta$ ne sortent pas au bout d'un temps θ ; Sous l'effet du recyclage d'autres atomes arrivent dans le piège et y resteront car leur impulsion est inférieure à p_θ . La densité en $\mathbf{p} = \mathbf{0}$ ne peut alors qu'augmenter.

Supposons que le volume spatial occupé par les atomes change peu au cours du temps de refroidissement θ . Comme le volume initial occupé par les atomes dans l'espace des impulsions est de l'ordre de p_{max}^3 , le gain de la densité dans l'espace phases est de l'ordre de :

$$\text{Gain} = \frac{h(\theta)}{1/p_{max}^3} \simeq \frac{Q_M}{1/p_{max}^3} \simeq \left(\frac{p_0}{p_\theta}\right)^2 = \frac{1}{\tau_0} \theta \quad (1.86)$$

Bien que la proportion des atomes refroidis soit très faible et décroisse comme $1/\sqrt{\theta}$, le gain dans l'espace des phases croît linéairement avec θ .

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Le chapitre a pour but d'introduire les divers éléments constituant nos expériences. Ils ont été décrits en grande partie dans les thèses de plusieurs personnes qui ont travaillé dans notre équipe depuis 1988. Nous nous contentons donc ici de donner les principales caractéristiques du dispositif expérimental. Une section plus détaillée est réservée à la description d'un nouveau système de détection que nous avons mis en place au début de ce travail et qui a permis de réaliser les expériences de refroidissement subrecul à plusieurs dimensions.

Nous commençons par exposer la structure énergétique de l'atome d'hélium 4 pertinente pour les expériences décrites dans ce mémoire. Suit un rappel sur les sources de lumière cohérente que nous utilisons, les lasers LNA. Nous présentons le système à vide, ainsi que les étapes successives que nous suivons afin de réaliser une expérience de refroidissement par résonances noires : nous débutons avec une brève description de la source et du jet atomique; nous évoquons ensuite les méthodes de ralentissement et piégeage des atomes que nous utilisons dans le déroulement temporel d'une expérience de refroidissement; quelques remarques sur les précautions expérimentales incontournables pour la réussite de nos projets achèvent la première partie de ce chapitre.

La deuxième partie porte sur les méthodes de détection des atomes métastables. Après quelques rappels sur le fonctionnement du détecteur à écran de phosphore qui a été utilisé auparavant, nous présentons le schéma de principe et la réalisation expérimentale d'un détecteur à anode résistive que nous avons mis en oeuvre. Nous concluons sur les performances de ce dispositif. En annexe le lecteur trouvera des schémas électroniques, des démonstrations utiles pour la compréhension du fonctionnement et des procédures de réglage du nouveau détecteur.

2.1 Le système atomique : l'hélium 4 dans l'état métastable triplet

Toutes nos expériences sont réalisées avec l'hélium 4. Cet atome présente une structure atomique à la fois simple et riche, que l'on peut utiliser pour le refroidissement laser. Il se prête non seulement aux techniques de refroidissement traditionnelles, comme le refroidissement Doppler et Sisyphe, mais aussi au refroidissement en-dessous de la limite de recul d'un seul photon. Les premières expériences de refroidissement d'atomes par laser qui ont franchi la limite du recul d'un seul photon ont été réalisées sur les atomes d'hélium métastable dans notre laboratoire en 1988 [16]. Nous nous contentons de rappeler ici la partie du diagramme d'énergie de l'atome de hélium pertinente pour le refroidissement laser et pour les expériences décrites dans ce mémoire. Le lecteur intéressé trouvera un schéma complet des niveaux d'énergie de l'hélium dans la référence [54].

L'hélium ne possède de transition optiquement accessible qu'à partir des deux premiers niveaux excités 2^1S_0 et 2^3S_1 , qui sont métastables. Dans toutes les expériences, nous travaillons avec le niveau triplet 2^3S_1 . En effet, sa durée de vie (8000 s [56]) est considérablement plus longue que celle du niveau singulet (19,5 ms [55]). De plus, à partir du niveau 2^3S_1 , les transitions optiques vers les niveaux plus excités $2P$ sont fermées, ce qui est essentiel pour le refroidissement laser. Les transitions $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_{2,1,0}$ à 1083 nm utilisables pour le refroidissement laser sont représentées sur la figure (2.1). La durée de vie des états 2^3P étant de l'ordre de 100 ns [57], on peut échanger un grand nombre de photons sur ces transitions pour refroidir les atomes. Dans la suite, nous considérons l'état 2^3S_1 comme notre état fondamental, sa durée de vie étant beaucoup plus longue que tous les temps caractéristiques.

Dans les expériences décrites ici, nous utilisons la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ ($2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$) pour la collimation du jet atomique avec une mélasse optique transverse, le ralentissement Zeeman et le piégeage dans le piège magnéto-optique. La transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ ($2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$) sert d'une part pour les expériences d'effet Hanle, que nous effectuons en vue de compenser les champs magnétiques, et d'autre part pour les expériences de refroidissement par résonances noires décrites dans les chapitres 3 et 4. Nous avons également mis en évidence expérimentalement des états noirs sélectifs en vitesse sur une transition $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_0$. Leur structure et leurs propriétés sont très différentes de celles des états noirs sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$. Elles sont discutées au chapitre 5. Les différentes transitions et leur utilité pour le refroidissement par laser sont regroupées dans le tableau 2.1.

A la différence des atomes alcalins, l'hélium ne possède pas de structure hyperfine. Les niveaux sont suffisamment éloignés pour que l'on puisse ignorer les

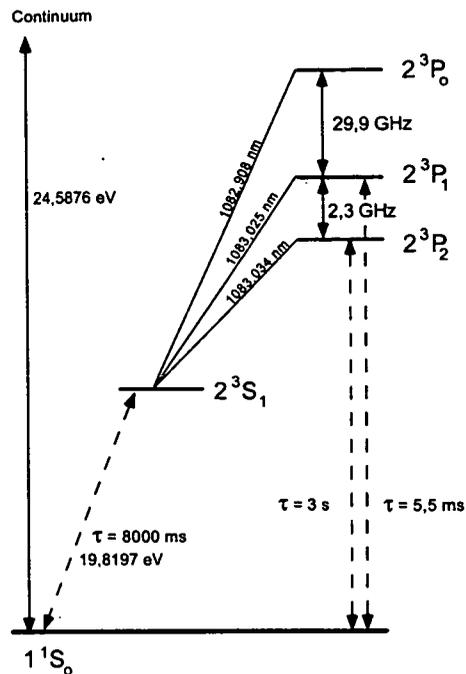


Figure 2.1: Transitions $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P$ à 1083 nm de l'hélium utilisées pour le refroidissement radiatif. Les écarts d'énergie ne sont pas à l'échelle. La raie d'intercombinaison qui peut jouer un rôle pendant le refroidissement subrecul est marquée en pointillé.

perturbations des niveaux que l'on n'excite pas directement. La largeur naturelle Γ des niveaux $2^3P_{2,1,0}$ est de $2\pi \times 1,6$ MHz, alors que la séparation entre les niveaux 2^3P_2 et 2^3P_1 est de 2,3 GHz et celle entre 2^3P_1 et 2^3P_0 de 29,9 GHz (voir fig. 2.1).

Nous n'allons pas examiner ici les raies d'intercombinaison de l'hélium, car leur taux de transition ne joue *a priori* aucun rôle dans nos expériences. Seule la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ avec un taux de $(5 \text{ ms})^{-1}$ (valeur théorique selon [58]) peut être pertinente pour les expériences réalisables avec notre dispositif. Dans une expérience de refroidissement subrecul sur $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$, l'état 2^3P_1 est peuplé significativement. Bien que le rapport de branchement entre la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ (intercombinaison) et la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ (refroidissement) soit de 1 pour $5 \cdot 10^4$, l'atome a une probabilité non négligeable d'être irrémédiablement perdu pour le refroidissement. Cette transition va donc limiter le temps d'interaction entre les atomes et les lasers. Or c'est ce temps qui limite la température atteinte. Dans les expériences décrites ici, les temps d'interaction

transition	mécanisme de refroidissement
$2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$	mélasses transverses du jet, ralentissement, piégeage
$2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$	effet Hanle, refroidissement VSCPT à 1, 2 et 3D
$2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_0$	refroidissement VSCPT à $D > 1$

Tableau 2.1: Les transitions $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P$ utilisées pour les différentes techniques de refroidissement par laser.

entre les atomes et les faisceaux laser sont typiquement de 1 ms, et donc le nombre maximal de photons échangés pendant le refroidissement est de $5 \cdot 10^3$. On se trouve dans une situation où l'importance de cette transition interdite peut être négligée. En revanche, pour des temps d'interaction plus longs, de l'ordre de 10 ms, le caractère non fermé de la transition atomique représenterait un mécanisme de perte dont on devrait tenir compte et qui constitue une limite intrinsèque du refroidissement.

Le tableau 2.1 regroupe quelques valeurs numériques pour l'hélium 4 métastable qui sont importantes pour le refroidissement laser.

Grandeur physique	Valeur numérique
Longueur d'onde	$\lambda = 1083 \text{ nm}$
Vecteur d'onde	$k = 2\pi/\lambda = 5,802 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$
Largeur naturelle du niveau 2^3P	$\Gamma = 2\pi \times 1,6 \text{ MHz}$
Durée de vie du niveau 2^3P	$\Gamma^{-1} = 97,85 \text{ ns}$
Vitesse de recul	$v_R = 9,2 \text{ cm/s}$
Température de recul	$T_R = 4,079 \mu\text{K}$
Temps de recul	$\tau_R = \hbar/E_R = 3,745 \mu\text{s}$
Energie de recul	$E_R/\hbar\Gamma = 1/38,27$
Masse	$m = 6,647 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Energie interne du niveau 2^3S_1	$19,8 \text{ eV}$
Vitesse Doppler	$v_D = \sqrt{\hbar\Gamma/M} = 40 \text{ cm/s}$
Largeur homogène	$v_h = \Gamma/k = 1,7 \text{ m/s}$

Tableau 2.2: Valeurs numériques de différents paramètres de l'atome $^4\text{He}^*$ métastable pertinentes pour le refroidissement laser sur la transition $2^3S_1 - 2^3P$.

2.2 Les lasers LNA à 1083 nm

Pour les expériences, nous disposons de deux lasers à solide de type LNA, développés dans notre laboratoire par Michèle Leduc [59, 60] et mis au point pour notre application par Nathalie Vansteenkiste au cours de son travail de thèse [61]. Un des lasers est accordé sur la transition atomique $2^3S_1 - 2^3P_2$ et l'autre sur la transition $2^3S_1 - 2^3P_1$. Nous rappelons ici brièvement le montage et les performances de ces lasers. Le schéma du montage des lasers LNA est présenté sur la figure 2.2. La cavité est en anneau et contient, outre le milieu amplificateur constitué par un cristal LNA, une diode optique, un filtre de Lyot et trois étalons Fabry-Pérot. Ces étalons ont une épaisseur de 0,1 mm, 1 mm et 1 cm, ce qui correspond à un intervalle spectral libre respectif de 1000 GHz, 100 GHz et 15 GHz. Les deux lasers sont pompés par le même laser à argon. Le laser accordé

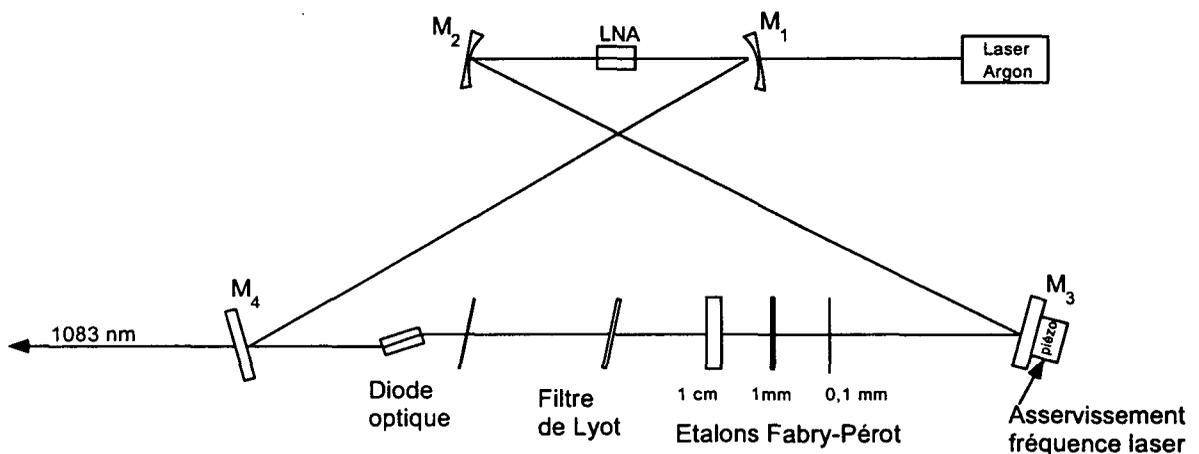


Figure 2.2: Schéma d'un laser LNA. La cavité est en anneau. Le cristal LNA est placé dans le foyer de deux miroirs courbés. La sélection en fréquence est assurée par un filtre de Lyot et trois étalons Fabry-Pérot, dont le plus épais est régulé en température. La diode optique favorise un fonctionnement unidirectionnel du laser.

sur $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ est pompé avec 4 W et la puissance de sortie est typiquement de 60 mW. Cette puissance est divisée en trois parties qui nous servent pour la collimation transverse à deux dimensions du jet (puissance utile 2×3 mW), au ralentissement (2 mW) et au piègeage des atomes (3×2 mW). Le deuxième laser fournit de l'ordre de 40 mW quand il est pompé avec 3 W. Il sert uniquement pour le refroidissement par VSCPT, sa puissance étant divisée selon le nombre des dimensions refroidies. L'asservissement en fréquence de chaque laser utilise

un montage d'absorption saturée sur une cellule d'hélium. Comme les transitions qui nous intéressent partent d'un niveau excité, les atomes d'hélium métastables sont produits par une décharge radiofréquence à 8 MHz entretenue dans la cellule. La largeur de la raie lorsque les lasers sont asservis en fréquence est de l'ordre de 500 kHz. Une description du montage optique qui prépare les faisceaux pour les expériences sera donnée au 2.3.2 et 4.3.2.

Depuis quelques années des diodes laser à 1083 nm sont disponibles. Nous avons commencé à monter et asservir en fréquence ces nouveaux lasers dans le laboratoire. Dans un premier essai, nous avons réduit efficacement la vitesse des atomes dans le jet atomique en utilisant le "ralentissement Zeeman" ([6]) afin de charger un piège magnéto-optique. De même, grâce à la souplesse de ce type de laser nous avons réussi à charger un piège magnéto-optique en utilisant une deuxième méthode de décélération : le glissement de fréquence [8]. Pour ces expériences le laser n'était pas affiné en fréquence, sa largeur étant d'environ 3 MHz. Plus récemment les diodes laser sont utilisées pour effectuer la collimation d'un jet atomique très intense, provenant d'une nouvelle source atomique à l'étude. Dans un futur proche nous envisageons de remplacer les deux lasers LNA par des diodes laser. Une étude de l'affinement spectral de ces nouvelles sources laser est en cours au laboratoire.

2.3 Le montage expérimental

2.3.1 La préparation des atomes métastables.

Le jet cryogénique et le système à vide

Le dispositif utilisé pour réaliser les expériences présentées dans les trois chapitres suivants a été construit par Robin Kaiser (le jet d'hélium), Olivier Emile (sa version cryogénique) et François Bardou (le ralentissement et le piège magnéto-optique). Chaque partie est décrite en détail dans leur thèse [62, 63, 64] ainsi que dans la référence [65]. Nous reprenons ici les divers éléments, afin de rendre compréhensible la suite des expériences.

Le système à vide est représenté schématiquement sur la figure 2.3. Nous distinguons trois enceintes différentes que nous appellerons dans la suite enceinte "source", "excitation" et "expérience". Les pressions dans ces trois enceintes durant une expérience sont respectivement : 10^{-4} mbar, $5 \cdot 10^{-6}$ mbar et $4 \cdot 10^{-8}$ mbar.

A une pression de l'ordre de 1 bar, les atomes d'hélium passent par un filtre de charbon refroidi à l'azote liquide dont le rôle est de retenir les impuretés. Cette mesure s'est avérée très efficace pour éviter que le gicleur traversé ensuite par le gaz ne se bouche. En effet, le gicleur est refroidi à l'hélium liquide et les

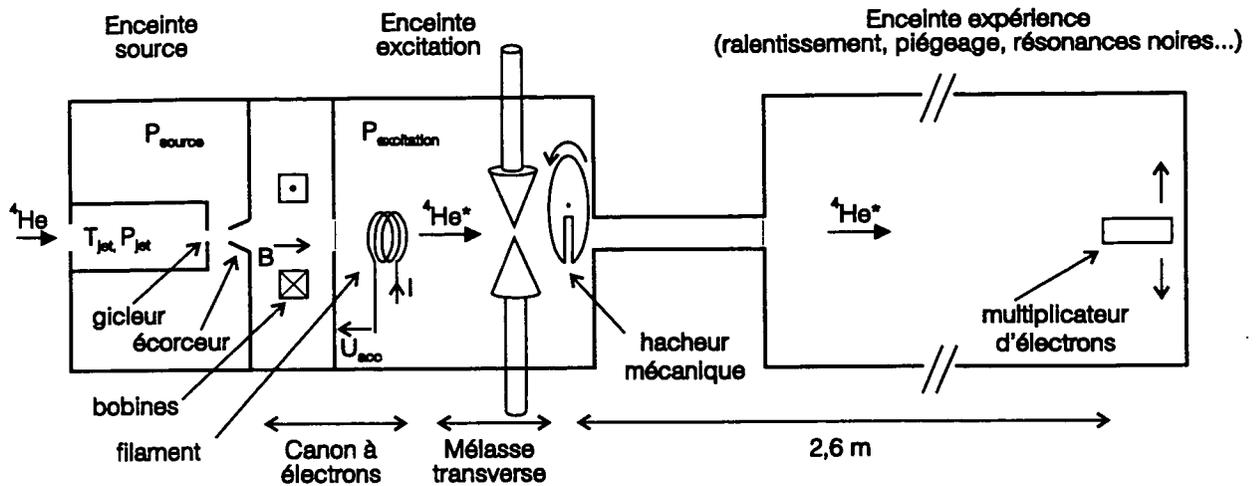


Figure 2.3: Le système à vide et le jet cryogénique d'atomes d'hélium métastable. Les atomes dans l'état fondamental sortent par un gicleur refroidi à l'hélium liquide (enceinte source). Par bombardement électronique, une partie des atomes est transférée dans un état métastable. La distribution des vitesses transverses des atomes métastables dans le jet est refroidie transversalement à deux dimensions par une mélasse optique (enceinte excitation). Les atomes sont détectés à l'aide d'un multiplicateur d'électrons par une technique de temps de vol (enceinte expérience).

impuretés présentes dans le gaz seraient donc susceptibles de coller à sa paroi et de le boucher. Le gicleur est refroidi jusqu'à une température de 5,5 K. Le refroidissement à l'hélium liquide augmente le flux d'atomes lents, c'est-à-dire d'atomes qui ont une vitesse plus petite que 400 m/s, qui est la vitesse maximale qui peut être ralentie dans la suite (voir 2.3.2). Les enceintes "source" et "excitation" communiquent à travers un écorceur de diamètre $600\ \mu\text{m}$. Les atomes, qui arrivent dans la deuxième enceinte dans l'état fondamental y sont excités par bombardement électronique par un canon à électrons. Le processus n'étant pas très efficace (1 pour 10^4), un champ magnétique B fait tourner les électrons, afin d'augmenter leur probabilité de collision avec des atomes du jet. La fraction d'atomes métastables dans l'état triplet est ensuite refroidie transversalement par une mélasse optique à deux dimensions. Avec une divergence ainsi réduite, le flux des atomes utilisables pour l'expérience augmente typiquement d'un facteur 5. Le diagnostic du jet atomique se fait par la technique du temps de vol utilisant un multiplicateur d'électrons placé dans l'enceinte "expérience" à une distance d'environ 2 m de la région où agissent les mélasses transverses.

2.3.2 Ralentissement et piégeage des atomes

Dans l'enceinte "expérience" la vitesse des atomes dans le jet est réduite par la technique du "ralentissement Zeeman" [6]. Les atomes sont ralentis par la force de pression de radiation d'un laser à résonance. L'effet Doppler qui fait sortir les atomes de la résonance, et donc diminue considérablement la pression de radiation, est compensé par un déplacement Zeeman de la fréquence atomique dû à un champ magnétique inhomogène. Les atomes sont ainsi maintenus à résonance avec le laser qui au cours du ralentissement se propage le long du jet atomique en sens opposé. La vitesse maximale qui peut-être ralentie est de 400 m/s. La limite de vitesse inférieure que l'on peut atteindre est la vitesse Doppler, définie par $mv_D^2/2 = \hbar\Gamma/2$ (voir aussi tableau 2.1). La dépendance spatiale du champ magnétique se reflète sur les vitesses atomiques et est telle que tous les atomes s'arrêtent à l'endroit même où ils seront piégés.

Dans notre expérience, deux solénoïdes de 70 cm de long, dont l'un est conique, créent le champ magnétique inhomogène nécessaire au ralentissement. Le champ varie de 370 G à l'entrée des solénoïdes à 0 G au niveau du piège. Le faisceau laser, polarisé σ_+ , est aligné avec l'axe longitudinal au centre des trois enceintes et focalisé sur l'écorceur. A l'entrée de l'enceinte "expérience" sa taille est d'environ 4 cm de diamètre (Nous considérons ici que le profil du faisceau est gaussien.). La puissance laser utilisée est d'environ 2 mW. Le faisceau traverse un modulateur acousto-optique qui permet le réglage de sa fréquence et de sa puissance ainsi que la synchronisation avec les autres faisceaux laser présents dans l'expérience.

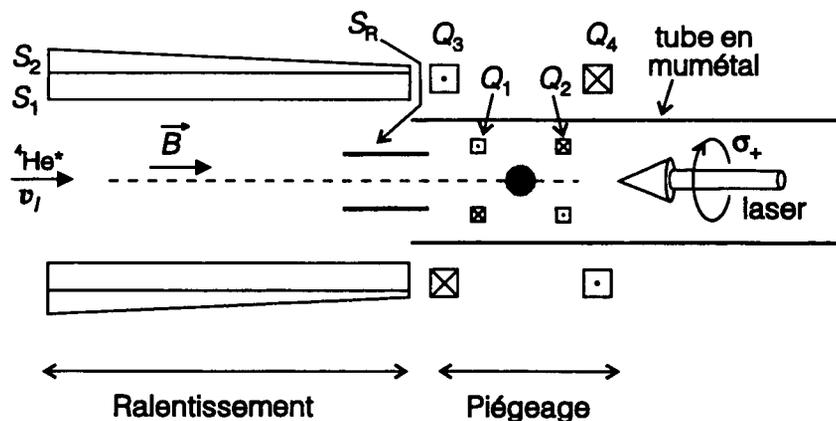


Figure 2.4: Vue d'ensemble du décélérateur Zeeman et du piège magnéto-optique. Le solénoïde S_R sert à raccorder le champ utile au ralentissement, créé par les solénoïdes S_1 et S_2 à l'extérieur du blindage en mu-métal, au champ à l'intérieur du blindage. Les bobines Q_1 et Q_2 créent le champ quadrupolaire de piégeage.

Le piège magnéto-optique, proposé par Jean Dalibard en 1986 et réalisé pour la première fois en 1987 aux laboratoires Bell [13], a fait l'objet de nombreuses études, dont certaines très détaillées [67, 68, 69]. Ce type de piège est devenu un véritable outil de travail qui s'est beaucoup répandu dans le domaine de la physique atomique. Le piège que nous utilisons pour préparer une source d'atomes pré-refroidis fonctionne sur la transition $J = 1 (2^3S_1) \rightarrow J = 2 (2^3P_2)$ de l'hélium. Le champ magnétique quadrupolaire est créé par deux bobines en configuration anti-Helmholtz (parcourues par des courants de sens opposés); le gradient au centre est d'environ 13 G/cm sur l'axe de révolution et deux fois plus faible sur les axes transverses. Les six faisceaux laser employés pour le piégeage proviennent d'un seul faisceau séparé en trois, et sont réfléchis sur eux-mêmes à travers l'enceinte à vide. Une lame quart d'onde placée avant le miroir de rétro-réflexion de chacun des bras assure (en double passage) l'inversion de la polarisation des faisceaux réfléchis. Avant d'être divisé, le faisceau laser traverse un modulateur acousto-optique en double passage, dont la fréquence et la puissance RF sont commandées par un ordinateur. Cela nous permet de contrôler le désaccord et l'intensité des faisceaux du piège. Typiquement le désaccord est de 3 à 4 Γ vers le rouge de la transition atomique et l'intensité par faisceau est de l'ordre de $I \approx 10 I_{sat}$ ¹, ce qui correspond à 0,6 mW/cm² pour chacun des six faisceaux. Le modulateur acousto-optique assure aussi l'extinction des faisceaux piégeants pendant la phase de refroidissement subreul (2.3.4). Chaque faisceau a un diamètre de 10 mm. La géométrie des faisceaux est montrée schématiquement sur la figure 2.5. Deux paires de faisceaux du piège sont dans un plan perpendiculaire au jet atomique et font un angle de 45° par rapport à la verticale. La troisième paire de faisceaux est orientée le long du jet, mais légèrement inclinée par rapport à l'axe longitudinal du montage. Grâce à un bras de levier important, un angle de seulement 50 mrad suffit pour réfléchir le faisceau sur un miroir placé au niveau de l'entrée du ralentisseur Zeeman, à l'extérieur de l'enceinte "expérience".

La détection des atomes se fait par la technique du temps de vol. Dans la méthode proposée initialement et encore utilisée pour les alcalins [66], on observe la fluorescence d'un faisceau sonde placé à quelques centimètres en-dessous du piège. Ici, la différence est que nous intégrons le flux des atomes issus du piège sur une galette microcanaux que nous utilisons comme simple multiplicateur d'électrons et qui se trouve à 6,8 cm en-dessous du piège. On exploite le fait que les atomes sont métastables et ont une énergie interne élevée (voir tableau 2.1). Quand un atome d'hélium heurte la surface du détecteur, il arrache un électron qui est ensuite multiplié. L'efficacité très élevée de ce processus, de

¹ I_{sat} ou intensité de saturation représente l'intensité laser pour laquelle 1/4 de la population atomique se trouve dans l'état excité. Elle est définie par $I_{sat} = 2\pi^2\hbar c\Gamma/(3\lambda^3)$. Pour la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ de l'hélium métastable $I_{sat} = 0,16$ mW/cm².

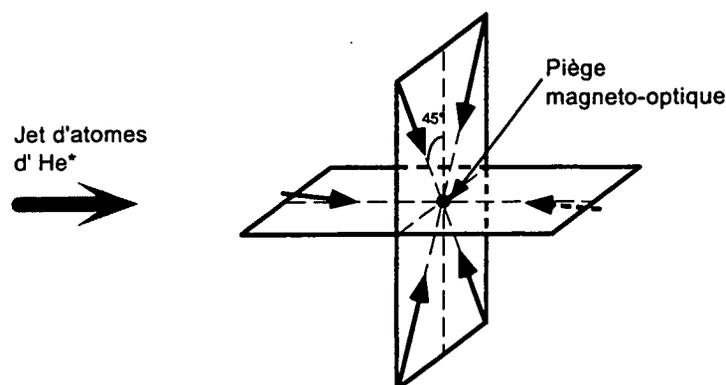


Figure 2.5: Orientation des six faisceaux laser employés pour le piégeage des atomes dans le piège magnéto-optique.

l'ordre de 100% [77] rend possible la détection des atomes “un par un”.

2.3.3 Les caractéristiques du piège magnéto-optique

Le piège contient typiquement $5 \cdot 10^5$ atomes dans son état stationnaire dans un volume d'environ 1 mm^3 . Les densités correspondantes sont de l'ordre de $5 \cdot 10^8$ atomes/ cm^3 et sont limitées par les collisions Penning (collision d'un atome métastable avec le gaz résiduel ou avec un autre métastable qui ionisent un des partenaires de la collision) [70]. La vitesse moyenne des atomes dans le piège est de l'ordre de $0,5 \text{ m/s}$. La durée de vie du piège est de l'ordre d'une seconde et est limitée elle aussi par les collisions Penning.

2.3.4 La séquence temporelle

Toutes les expériences de refroidissement par résonances noires suivent un cycle temporel qui se répète avec une fréquence de $0,5 \text{ Hz}$. Le même cycle est utilisé pour les expériences à une, deux ou trois dimensions.

La séquence temporelle dans chaque cycle expérimental est représentée schématiquement sur la figure 2.6. Elle comporte, avant le refroidissement par VSCPT, trois phases préparatoires qui sont dans l'ordre : une phase de “chargement du piège”, une phase de piégeage des atomes, et une phase dite de mélasses optiques, dont nous expliquons le rôle plus loin. Pendant ces trois phases (chargement, piégeage et mélasses optiques), les faisceaux laser impliqués sont désaccordés sur le rouge de la transition atomique $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_2$.

Au début de chaque cycle expérimental, durant $1,5 \text{ s}$ les bobines qui créent le champ magnétique inhomogène nécessaire à la décélération ainsi que le faisceau

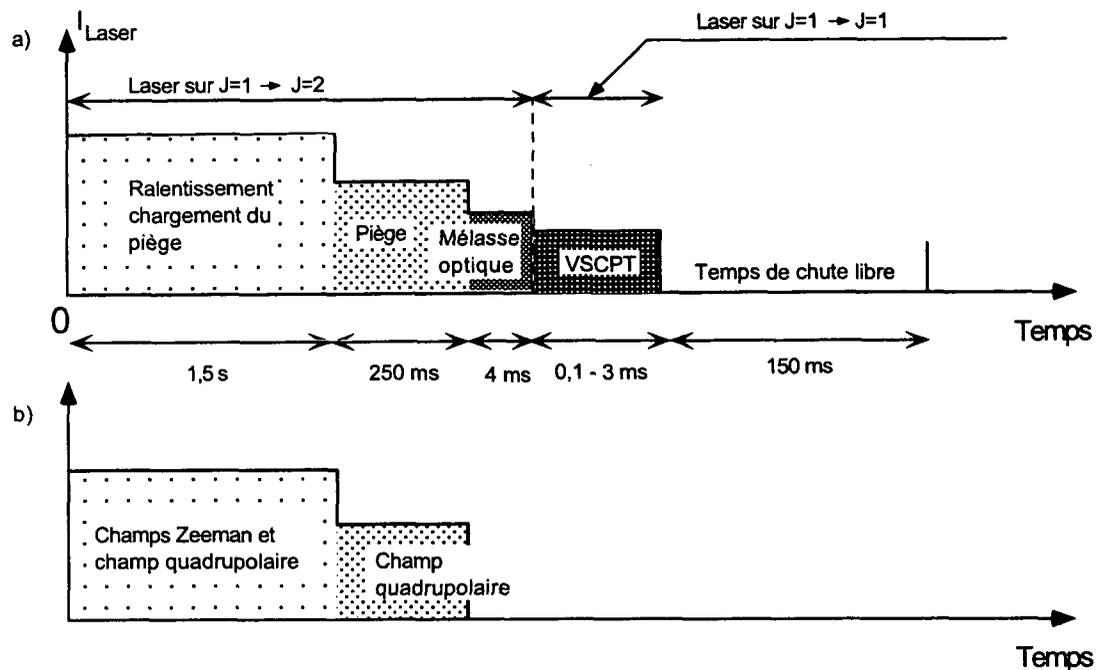


Figure 2.6: Séquence temporelle de l'expérience. a) Branchement des faisceaux laser. b) Evolution temporelle des champs magnétiques au cours d'un cycle expérimental.

laser de ralentissement agissent sur le jet atomique et un piège magnéto-optique est chargé². Après la coupure des faisceaux laser et des champs magnétiques responsables du ralentissement, le piège magnéto-optique conserve les atomes pendant une durée de 250 ms³, ce qui correspond à environ 25 constantes de temps de décroissance des champs du ralentisseur Zeeman. A cette phase de piégeage succède une période de mélasse optique de 4 ms durant laquelle seuls les six faisceaux lumineux du piège agissent sur les atomes, le champ magnétique étant coupé. Pendant cette phase de mélasse, nous attendons que le module

²En fait, pendant la phase de chargement, une collimation transverse à deux dimensions agit sur le jet atomique en amont du ralentisseur. Le rôle de cette "mélasse transverse" est d'augmenter le flux d'atomes. Les faisceaux nécessaires à la collimation sont allumés et éteints en même temps que le laser ralentisseur.

³Pour qu'une expérience de résonances noires soit possible, les champs magnétiques dans la zone d'interaction entre les atomes et les faisceaux laser ne doit pas dépasser le milligauss [62, 64]. Nous reviendrons plus en détail sur les contraintes imposées au champ magnétique dans 2.4 et mentionnons ici très brièvement les raisons du choix des différents intervalles de temps qui se succèdent dans la séquence temporelle d'une expérience de refroidissement par VSCPT.

du champ quadrupolaire nécessaire au piégeage décroisse (à l'endroit du piège) jusqu'à des valeurs inférieures à 1 mG . De plus l'intensité des faisceaux laser est réduite et leur fréquence ramenée vers la résonance, ce qui empêche le nuage atomique de s'étaler spatialement en l'absence du piégeage. Nous disposons maintenant d'une source d'atomes pré-refroidis suffisamment lents pour pouvoir interagir quelques millisecondes avec les faisceaux laser de résonances noires. A la fin de la phase de mélasse optique, nous appliquons pendant une durée θ les faisceaux pour le refroidissement par VSCPT venant du laser qui est asservi sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$. La durée θ peut varier de zéro à dix millisecondes.

La gestion de toute la séquence temporelle se fait par l'intermédiaire d'un ordinateur. Chaque faisceau traverse un modulateur acousto-optique. L'ordinateur commande la fréquence et la puissance RF envoyées au modulateur acousto-optique, permettant ainsi le choix des différentes désaccords et intensités des deux lasers durant les diverses phases de la séquence temporelle. L'ordinateur donne aussi les commandes de coupure pour les champs magnétiques du ralentissement et du piège magnéto-optique.

2.4 Précautions expérimentales

Pour observer le refroidissement par résonances noires nous devons prêter particulièrement attention à deux effets parasites, qui pourraient nuire au processus de refroidissement : d'une part, la présence de lumière résonnante sur une transition atomique ayant une polarisation et une direction de propagation quelconques, d'autre part, le champ magnétique résiduel. Les deux effets induisent des couplages qui font sortir les atomes des états non couplés $|\Psi_{NC}(p \approx 0)\rangle$. Ces effets peuvent donc influencer quantitativement les expériences de refroidissement sub-recoil. Nous les discutons séparément dans ce paragraphe.

2.4.1 Elimination de la lumière parasite

Nous distinguons deux sources principales de lumière résonnante et incohérente qui peut coupler optiquement les atomes dans l'état quasi-noir aux états excités pendant la phase de refroidissement par résonances noires. D'une part, une lumière résonnante sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ peut provenir d'une extinction incomplète des faisceaux laser du ralentisseur Zeeman ou du piège. Pour minimiser la présence de cette lumière dans le système, nous atténuons de 50 dB la puissance RF envoyée aux modulateurs acousto-optiques installés sur chaque faisceau à l'aide de deux interrupteurs de type "double balanced mixer", de modèle TFM-1MH. D'autre part, la lumière incohérente peut provenir de réflexions non contrôlées sur divers éléments optiques qui s'enchaînent le long du

chemin du laser de résonances noires. Pour minimiser l'influence de cette lumière parasite, nous avons installé une série de caches noirs au niveau des différents endroits "critiques". Cette mesure s'est avérée indispensable pour l'observation du refroidissement par résonances noires.

2.4.2 La compensation du champ magnétique résiduel

Les champs magnétiques créent des couplages entre les états $|\Psi_{NC}(p)\rangle$ et d'autres superpositions linéaires d'états fondamentaux, en général couplés par le laser à l'état excité. Un champ magnétique déstabilise donc les états $|\Psi_{NC}(p)\rangle$. Le couplage magnétique induit un taux de fluorescence qui n'est *a priori* pas un processus sélectif en vitesse et en particulier ne s'annule pas en $p = 0$. Le champ magnétique nuit ainsi au refroidissement par résonances noires sélectives en vitesse. Les effets des champs magnétiques sur les résonances noires ont été analysés théoriquement dans [64]. D'après ces travaux, le taux de départ dû au couplage motionnel $\Gamma'_{NC}(p)$ doit être grand par rapport au taux de départ $\Gamma'_{NC}(B)$ dû au champ magnétique. Les contraintes à respecter sur les champs magnétiques résiduels imposent des valeurs de l'ordre du mG pour les temps d'interaction typiques de l'ordre de quelques ms. Seul le cas des résonances noires à une dimension est traité dans [64]. Toutefois, les ordres de grandeur estimés restent pertinents à deux et trois dimensions. À une dimension on peut distinguer entre l'effet qu'a un champ transverse et celui d'un champ longitudinal. Un champ magnétique longitudinal constant représente un simple décalage en fréquence du spectre de fluorescence; le refroidissement n'est pas gêné, seulement il ne se fait plus autour de $p = 0$, mais autour d'une impulsion mv_B . Cette valeur v_B correspond à une compensation exacte de l'effet Doppler par l'effet Zeeman ($kv_B = \Omega_B$, où $\Omega_B = gq_e B/2m_e$). À plusieurs dimensions cette distinction entre un champ magnétique longitudinal et un champ transverse n'a plus de sens. Pour le refroidissement à plusieurs dimensions, la valeur des trois composantes du champ magnétique doit être la plus proche possible de zéro.

Au niveau de la zone d'interaction atomes-lasers, les champs magnétiques ambiants, constants ou fluctuants, peuvent perturber l'expérience. Il s'y ajoutent des champs magnétiques résiduels provenant du ralentisseur Zeeman et du piège. Pour minimiser l'effet de ces deux derniers, nous assurons leur coupure rapide par des circuits électroniques adaptés. Les temps d'attente valent plusieurs constantes de temps de décroissance et sont choisis tels que les atomes n'aient pas le temps de quitter la zone d'interaction. Les temps caractéristiques de décroissance valent environ 10 ms pour les solénoïdes de grande inductance et 700 μ s pour les bobines quadrupolaires. Nous rappelons que les champs de ralentissement sont éteints 250 ms (= 25 constantes de décroissance) avant que les faisceaux de résonances noires ne soient appliqués, tandis que le champ quadrupolaire est coupé 4 ms ($\simeq 6$

constantes de temps décroissance) avant le refroidissement sub-recul .

Dans notre montage expérimental, un écran en mu-métal placé à l'intérieur de l'enceinte "expérience" sert de blindage magnétique pour les champs ambiants fluctuants. Après une démagnétisation préalable, nous avons trouvé que le mu-métal atténue les champs externes par environ un facteur dix pour les basses fréquences jusqu'à 100 Hz. Son efficacité est limitée par les nombreuses ouvertures nécessaires pour l'accès optique et ses dimensions réduites pour des raisons d'encombrement. Le comportement du mu-métal est difficile à analyser car au cours des expériences il est soumis à des impulsions de champs magnétiques de quelques dizaines de Gauss créés par les aimants du ralentisseur Zeeman à proximité. Ses propriétés peuvent changer, ainsi que son aimantation rémanente. Néanmoins, nous avons mesuré, dans les conditions de l'expérience, des champs rémanents au niveau de quelques mG.

Les champs ambiants constants, dont le plus important est le champ terrestre, sont compensés par trois paires de bobines de 30 à 50 cm de diamètre, placées à environ 40 cm de la zone d'interaction et branchées en configuration de type Helmholtz (les courants parcourent les bobines dans le même sens). Les courants sont fournis par trois alimentations stabilisées en courant à 10^{-6} près. Les valeurs des courants de compensation sont déterminées par une expérience qui utilise l'effet Hanle mécanique [62, 71]. Nous rappelons simplement ici le principe de l'effet Hanle. Une description détaillée de la procédure de compensation est donnée dans [64]. Pour toutes les expériences présentées dans ce mémoire, nous avons compensé les champs ambiants constants avec des mesures d'effet Hanle sur les atomes libres, issus d'un piège magnéto-optique.

L'effet Hanle mécanique exploite la variation avec le champ magnétique de la pression de radiation exercée par un laser sur les atomes. Considérons des atomes possédant une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$. En l'absence de champ magnétique, les atomes éclairés par un faisceau laser polarisé σ_+ accordé sur cette transition sont pompés optiquement dans le sous-niveau magnétique $m = +1$ de l'état fondamental. Dans cet état, les atomes ne peuvent plus absorber de lumière et donc aucune pression de radiation n'agit sur eux. En revanche, un champ magnétique transverse (perpendiculaire à la direction de propagation du laser) induit des couplages entre les différents sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental, et fait sortir les atomes de l'état $|m = +1\rangle$. Les atomes peuvent alors subir des cycles de fluorescence et sous l'influence de la pression de radiation : leur trajectoire ballistique est déviée. Ceci conduit à une méthode de détection "mécanique" de l'effet du champ magnétique sur ce taux de fluorescence.

En pratique, lorsque nous effectuons une expérience d'effet Hanle nous suivons la séquence temporelle décrite au 2.3.4 mais à la place de la phase de refroidissement par VSCPT, nous appliquons un faisceau "Hanle", résonnant sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ pendant typiquement $200 \mu\text{s}$. La précision de la

compensation dépend de la durée de l'impulsion de lumière, car nous trouvons par cette méthode de compensation la valeur minimum du champ moyennée sur la durée de cette impulsion. Cette expérience d'effet Hanle mécanique permet de trouver le zéro du champ magnétique transverse avec une précision de l'ordre de 0.5 mG [62]. Nous l'effectuons chaque jour sur les trois directions du champ magnétique avant une expérience de refroidissement par résonances noires.

Au voisinage de la résonance, le taux de fluorescence croît quadratiquement avec le champ magnétique [62, 71]. La largeur de la courbe de résonance Hanle est d'autant plus étroite que l'intensité du faisceau laser est faible. L'intensité laser doit néanmoins rester suffisante pour que le signal soit aisément détectable. Les couplages laser que nous utilisons sont typiquement de l'ordre de $\Omega = \Gamma/3$.

L'effet Hanle mécanique nous sert non seulement à la compensation du champ magnétique résiduel, mais aussi pour déterminer la fréquence du laser résonnante avec la transition atomique. Pour cela, nous introduisons un faible champ magnétique transverse, afin que les trajectoires des atomes soient déviées. L'effet est d'autant plus important que la fréquence du laser est proche de la résonance de la transition des atomes. La largeur à mi-hauteur de la résonance Hanle, et donc la précision de cette méthode, sont de l'ordre de $\Gamma/2$.

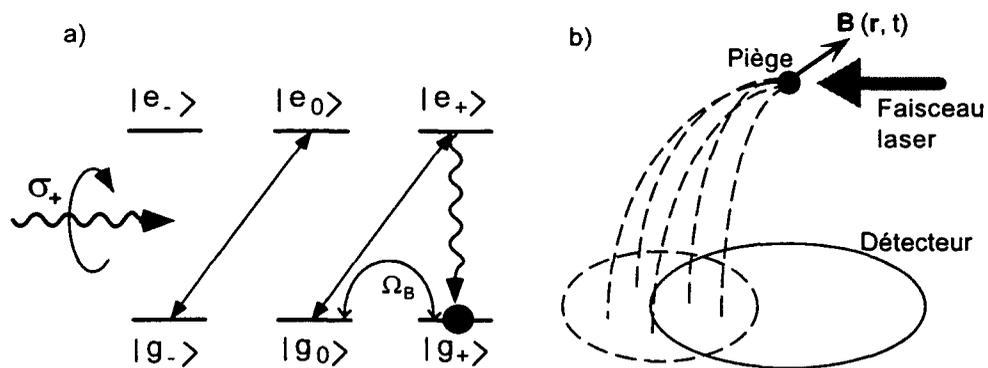


Figure 2.7: Principe de l'effet Hanle mécanique. a) Un système $J = 1 \rightarrow J = 1$ est éclairé par un faisceau laser en onde progressive à résonance polarisé σ_+ . En l'absence de champ magnétique, les atomes sont pompés optiquement dans le sous-niveau magnétique $m = +1$ qui est un état noir. Aucune pression de radiation ne s'exerce donc sur les atomes. b) Un champ magnétique transverse induit des couplages entre les sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental et les atomes peuvent effectuer des cycles de fluorescence. Sous l'influence de la pression radiation les trajectoires des atomes sont déviées.

2.5 Le système de détection

Les premières expériences de refroidissement par résonances noires sélectives en vitesse furent effectuées à une dimension sur un jet d'atomes d'hélium métastable. Le système de détection utilisé pour mesurer les distributions en vitesse des atomes refroidis était un multiplicateur d'électrons, placé à une distance de 1,3 m de la zone d'interaction entre les atomes et les faisceaux laser [62]. Le détecteur pourvu d'une fente verticale pouvait être déplacé parallèlement à l'axe de propagation du laser de résonances noires et mesurait le profil spatial transverse des atomes, dont on déduisait la distribution de vitesses transverse refroidie.

Dans la deuxième génération d'expériences de refroidissement sub-recul effectuées sur des atomes pré-refroidis issus d'un piège magnéto-optique, la distribution en vitesse des atomes était mesurée avec une galette de microcanaux placée à 5 cm en dessous de la zone d'interaction. Ce choix fut déterminé d'une part par le rendement quantique très élevé propre à ce type de détecteur, d'autre part par la possibilité de détection bidimensionnelle, indispensable lorsque l'on envisage de mesurer des distributions en vitesse à plus d'une dimension. Si ce système de détection suffisait encore pour observer le refroidissement par résonances noires à deux dimensions, il ne convenait pas aux exigences expérimentales pour l'observation du refroidissement à trois dimensions, d'où la nécessité d'installer un nouveau détecteur.

Nous rappelons dans la première partie de cette section le principe de fonctionnement et les performances ainsi que les limites du détecteur monté dans la deuxième génération d'expériences. Nous concluons sur les exigences expérimentales nécessaires à l'observation du refroidissement sub-recul en trois dimensions et nous montrons qu'elles dépassent les possibilités du montage décrit.

2.5.1 Le détecteur à écran de phosphore

Après avoir été refroidis par résonances noires, les atomes, présentant une certaine distribution en vitesse, tombent en chute libre vers un détecteur multicanaux situé sous le piège. A partir de la distribution en position des atomes sur le détecteur, nous cherchons à accéder à la distribution en vitesse le long de l'axe du refroidissement. Le détecteur mis en place pour atteindre cet objectif comporte deux galettes de microcanaux, un écran de phosphore et une caméra qui sert à acquérir les images.

Les galettes de microcanaux sont les éléments amplificateurs du détecteur. Une galette de microcanaux est un assemblage de typiquement 10^4 à 10^7 canaux parallèles qui se trouvent dans un disque de verre enrichi en plomb. Le diamètre d'un canal est de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Chaque canal est un multiplicateur d'électrons à dynode continue. Le branchement électrique en parallèle

de tous les canaux est assuré par une couche métallique sur les faces d'entrée et de sortie du disque. Ces couches servent aussi d'électrodes de contact entre lesquelles on applique la tension de fonctionnement, typiquement 850 à 900 V. Un atome d'hélium métastable qui tombe dans un canal et touche la paroi libère son énergie interne de 20 eV et arrache à cette dernière un électron, qui est accéléré par la tension. Cet électron percute la paroi à son tour et arrache plusieurs électrons. Le processus se répète et une avalanche de 10^3 à 10^4 électrons sort d'un canal pour chaque atome incident. Pour augmenter le gain, une deuxième galette est branchée en série avec la première. Les électrons issus de la première galette se répartissent sur plusieurs canaux de la deuxième galette et sont amplifiés de la même manière. Chaque atome détecté donne ainsi lieu à environ 10^7 électrons en un temps de quelques nanosecondes. Grâce à un pré-amplificateur de charge suivi d'un amplificateur, on détecte le passage de la bouffée d'électrons associée à un seul atome qui tombe sur le détecteur. On peut ainsi enregistrer un spectre de temps de vol des atomes issus du piège ou de la zone d'interaction avec les lasers de résonances noires. L'efficacité de détection des galettes de microcanaux est d'environ 60%. Elle est déterminée essentiellement par le rapport entre la surface active (les ouvertures des canaux) et la surface totale de la galette (canaux plus structure portante).

Si l'on souhaite en plus de l'information temporelle une information spatiale, on peut accélérer les électrons issus de la galette vers un écran de phosphore, ce qui induit une fluorescence au point d'impact. Le fait que les électrons sont accélérés entre la sortie de la galette et l'écran de phosphore empêche le nuage de s'étaler et la position d'impact sur l'écran reflète la position des atomes sur le détecteur. L'image obtenue est digitalisée par une caméra CCD déclenchable. On peut faire varier la durée d'exposition de 1 ms à 1 s. La limite inférieure de 1 ms de la durée d'exposition est liée au temps de transfert de l'information digitalisée vers un ordinateur. Elle est propre au montage décrit et va déterminer surtout la précision sur la vitesse verticale v_z que l'on peut obtenir avec ce détecteur. La figure 2.8 montre le montage complet.

Dans une expérience de refroidissement par laser, on veut avoir accès à la distribution en vitesse des atomes. Dans un système comme le notre, on mesure la distribution spatiale des atomes sur le détecteur. Pour remonter à leur vitesse on doit connaître leur temps de chute (voir fig.2.9). Considérons d'abord le cas d'un refroidissement à une dimension le long de l'axe Ox , situé dans un plan parallèle au détecteur (horizontal dans notre expérience). Pour les atomes ayant une vitesse verticale v_z bien définie, et donc un temps d'arrivée sur le détecteur fixé, la coordonnée x de la position de l'atome sur la galette est simplement donnée par

$$x = v_x \tau_{chute}. \quad (2.1)$$

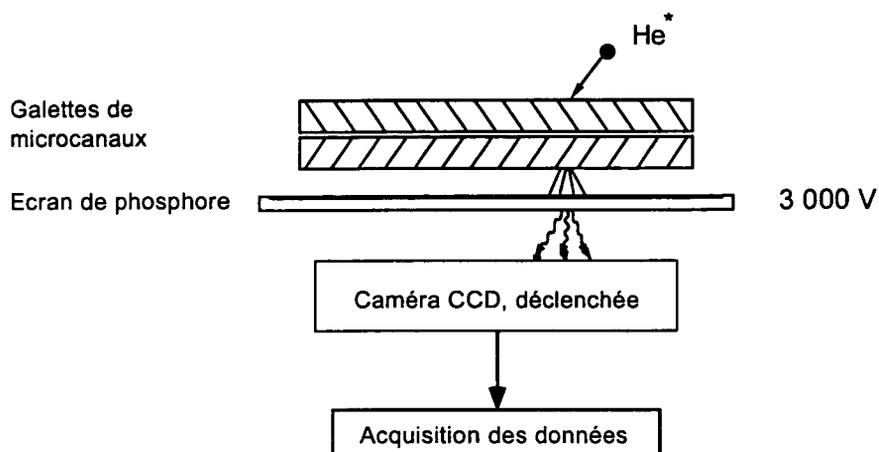


Figure 2.8: Éléments constitutifs et principe de fonctionnement du détecteur de la deuxième génération : Un atome d'hélium métastable qui arrive sur la galette de microcanaux déclenche une bouffée d'électrons qui est ensuite accélérée vers un écran de phosphore.

La distribution en position reflète donc directement la distribution en vitesse que nous voulons mesurer. La relation simple (2.1) est seulement valable si les atomes ont tous le même temps de chute et si l'on considère qu'ils sont tous issus du même point source. En réalité, aucune des deux conditions n'est satisfaite parfaitement et elles limitent toutes deux la précision de mesure des vitesses. Nous allons discuter l'influence de la dispersion des temps de vol dans le paragraphe suivant. L'erreur sur v_x due à la taille finie du nuage d'atomes peut être estimée aisément si l'on compare l'extension spatiale initiale du nuage atomique (de l'ordre de 1 mm) à la distance $x = v_{rec} \tau_{chute}$ parcourue par les atomes pendant leur temps de chute. Indépendamment de la température à laquelle les atomes sont refroidis, cette erreur est d'autant plus grande que le temps de chute est court et peut prendre des valeurs entre 35 % et 15 % pour des temps de chute de 30 à 80 ms respectivement.

2.5.2 Performances et limites

La résolution en position du détecteur dépend du signal que donne l'impact d'un seul atome sur le détecteur. Cela revient donc à l'analyse de la taille de la tache lumineuse produite par la bouffée d'électrons issue des galettes microcanaux. La largeur de la tache dépend de manière critique du montage expérimental, notamment de la distance entre les deux galettes, de la distance entre la dernière

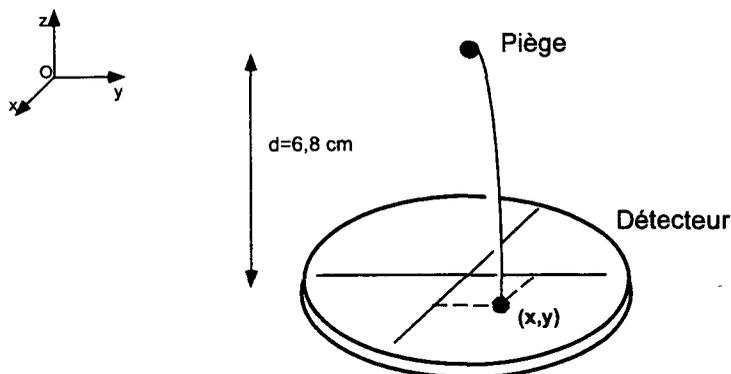


Figure 2.9: Principe de la détection des vitesses par la méthode balistique. Un atome ayant une vitesse verticale bien définie parcourt une distance x proportionnelle à sa vitesse v_x .

galette et l'écran de phosphore ainsi que de la tension d'accélération des atomes vers l'écran. Dans notre expérience, selon [64], le profil d'intensité de la tache engendrée par un seul atome peut être ajusté avec une gaussienne, dont la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ est $\sigma_{\text{phosphore}} = 530 \mu\text{m}$. La position de l'impact d'un événement singulier peut-être ainsi déterminée avec une précision de $\sigma = 100 \mu\text{m}$ (précision sur l'ajustement). Compte tenu du faible flux d'atomes qui arrivent sur le détecteur, le temps mort d'environ $200 \mu\text{s}$ de l'écran de phosphore P-20 utilisé ne représente pas un facteur limitant pour la résolution spatiale de ce détecteur. On peut relier la résolution σ effectivement obtenue à une résolution en vitesse σ_v (selon une direction parallèle au détecteur seulement), en tenant compte du temps de chute τ_{chute} des atomes entre le piège et la galette :

$$\sigma_v = \frac{\sigma}{\tau_{\text{chute}}}. \quad (2.2)$$

Si l'on considère alors que la précision sur σ est de $100 \mu\text{m}$, on en déduit pour un temps de vol typique de 50 ms une résolution en vitesse qui vaut $\sigma_v = 2 \text{ mm/s}$ soit environ $v_{\text{rec}}/50$, valeur tout à fait remarquable.

Le signal des atomes refroidis sur la galette est bien localisé dans le temps. La plupart des atomes atteint le détecteur dans un intervalle de temps d'environ 50 ms après la coupure du piège. On a donc intérêt à enregistrer l'image produite par les atomes seulement pendant ce temps. On évite ainsi que les atomes ralentis ou expulsés du piège pendant les phases antérieures au refroidissement brouillent l'image. D'autre part la largeur de cette fenêtre temporelle détermine la précision

sur la mesure des vitesses. Lorsque l'on réduit trop la largeur de cette fenêtre, on se heurte à des problèmes de signal sur bruit. En pratique, ceci oblige à travailler avec des temps d'exposition d'au moins 5 ms, limitant ainsi la précision sur v_x à 10% environ pour un temps de chute de 50 ms. En principe on a la possibilité d'améliorer cette précision sur v en prenant des fenêtres temporelles plus petites et en intégrant plus longtemps. Comme en moyenne le nombre d'atomes qui arrive sur la galette après chaque expérience était d'environ 20^4 et la fréquence de répétition des expériences est de 0,5 Hz seulement, ceci conduirait à des temps d'acquisition très longs (de l'ordre de quinze minutes pour un seul jeu des données) afin d'obtenir un rapport signal sur bruit exploitable.

En conclusion, le détecteur à galettes de microcanaux et écran de phosphore monté dans la deuxième génération d'expériences a une résolution spatiale tout à fait satisfaisante et permet de mesurer des vitesses transverses v_x et v_y avec une précision d'environ $v_{rec}/50$. Ce détecteur est donc bien adapté et a servi pour l'observation du refroidissement en-dessous de la limite du recul à une [49, 64] et deux dimensions [21]. En revanche sa résolution temporelle, de l'ordre de 5 ms, limite la précision que l'on peut avoir sur v_z à $0,7 v_{rec}$. Nous discutons au paragraphe suivant les exigences expérimentales requises pour l'observation du refroidissement subrecul à trois dimensions.

2.5.3 Exigences expérimentales pour l'observation du refroidissement subrecul à trois dimensions

Considérons maintenant la généralisation du refroidissement laser par résonances noires sélectives en vitesse à trois dimensions. Pour observer le résultat du refroidissement, nous devons pouvoir remonter aux trois composantes de la vitesse de chaque atome détecté par la galette et vérifier que leur dispersion est plus petite que la vitesse de recul. Le détecteur à écran de phosphore discuté auparavant donne immédiatement l'information sur les deux coordonnées x et y dans le plan horizontal (voir fig. 2.9), ce qui permet de remonter aux deux composantes v_x et v_y de la vitesse. Pour accéder à la composante verticale de la vitesse, nous devons mesurer le temps d'arrivée de l'atome. En utilisant l'équation de la chute libre :

$$0 = d + v_z \tau_{chute} - \frac{1}{2} g \tau_{chute}^2 \quad (2.3)$$

où d représente la distance de chute entre la zone d'interaction et le détecteur, nous pouvons déduire v_z de τ_{chute} . L'équation 2.3 montre l'importance de connaître

⁴Nous avons entre temps beaucoup amélioré les conditions expérimentales et considérablement augmenté ce chiffre. Pour un temps de chute d'environ 70 ms le nombre d'atomes détectés aujourd'hui est d'environ 500?.

précisément le temps de chute. Un calcul simple montre que, pour une fenêtre temporelle de 5 ms et un temps de vol typique de 50 ms, la précision que l'on obtient pour v_z est de $0,8 v_{rec}$. Comme nous voulons mesurer des vitesses qui sont nettement plus petites que la vitesse de recul v_{rec} , une telle précision n'est pas suffisante. On doit aussi comparer ce chiffre avec la résolution sur les deux autres composantes de la vitesse, qui est de $v_{rec}/50$ comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Obtenir la même résolution sur v_z requiert une largeur de la fenêtre temporelle de 0,03 ms au maximum. C'est ici que nous nous heurtons aux limites du système de détection décrit qui a une fenêtre d'exposition minimale plus de dix fois trop large. Nous avons donc besoin d'un détecteur plus performant, surtout en ce qui concerne sa sensibilité temporelle, pour résoudre les trois composantes de la vitesse des atomes incidents.

2.6 Le nouveau détecteur

Le système de détection que nous avons monté au début de ce travail ressemble au détecteur décrit, mais au lieu de l'écran en phosphore, nous utilisons une anode résistive. Le prix que nous payons pour une meilleure résolution est une mise en œuvre beaucoup plus complexe qu'elle ne l'était pour l'ancien détecteur. Nous discutons d'abord le principe de fonctionnement du nouveau détecteur et ensuite la réalisation expérimentale. Le paragraphe s'achève avec les tests et les premières images enregistrées par le nouveau système de détection.

2.6.1 Le principe de fonctionnement

Le nouveau montage, représenté schématiquement sur la figure 2.10, comporte trois galettes microcanaux, une anode résistive et une série de pré-amplificateurs de charge et d'amplificateurs avec mise en forme, un discriminateur et un boîtier électronique complexe qui enregistre les données et sert de mémoire tampon avant que les données ne soient envoyées à un ordinateur.

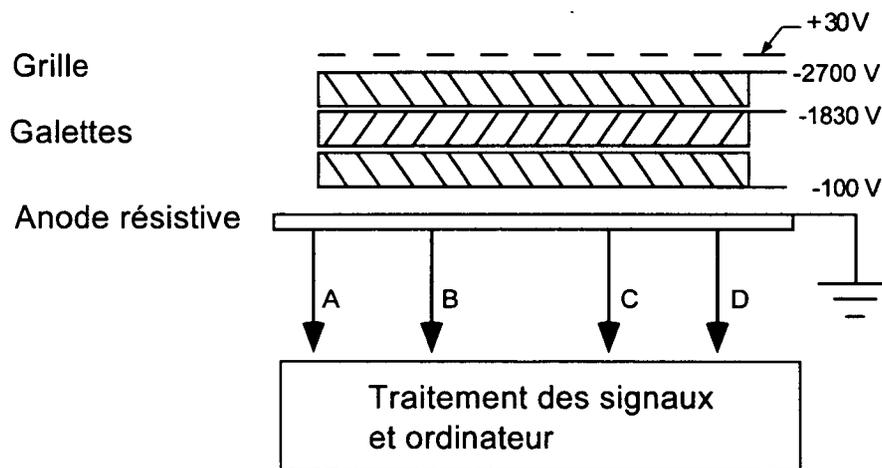


Figure 2.10: Principe de fonctionnement du détecteur à anode résistive. La charge issue d'un jeu de trois galettes de microcanaux (souvent connues sous le sigle anglais *MCP*, *microchannel plate*) est accélérée vers une anode résistive. En comparant les fractions de charges collectées aux quatre coins de l'anode résistive, on détermine le point d'impact d'un atome sur le détecteur.

Le fonctionnement des galettes microcanaux a déjà été décrit au 2.5.1. Nous utilisons ici un jeu de trois galettes. Les microcanaux de chaque galette sont

inclinés par rapport à la surface, et les trois galettes sont montées de telle sorte que les angles relatifs des canaux de deux galettes soient opposés. Un atome qui passerait par un canal de la première galette sans toucher la paroi, va sûrement rencontrer la paroi de la deuxième et déclencher une avalanche d'électrons. La multiplication des électrons obtenue avec le jeu de trois galettes peut atteindre 10^7 électrons par événement. Le gain obtenu est dû essentiellement aux deux premières galettes. La troisième galette fonctionne en régime de gain "saturé", c'est-à-dire quand des effets de charge d'espace à l'intérieur des microcanaux limitent le gain et assure ainsi une suite d'impulsions identiques à la sortie [73].

La bouffée d'électrons qui sort de la face arrière de la dernière galette de microcanaux est accélérée par un champ électrique faible vers l'anode résistive qui est l'élément clef du nouveau montage. L'anode résistive est formée d'une plaque en céramique couverte d'une couche résistive spéciale en forme de coussin. La résistance surfacique R_S est bordée par une résistance linéique R_L en forme d'arc de cercle de courbure R_S/R_L ⁵. Ceci rend la réponse de l'anode résistive linéaire et corrige les distorsions spatiales qui interviendraient sinon à cause de la taille finie de l'anode [74]. On caractérise la linéarité de l'anode par le fait qu'une image est reproduite sans déformation. La linéarité de la réponse de l'anode résistive que nous utilisons est spécifiée à 0,1 %. Le lieu d'incidence d'un

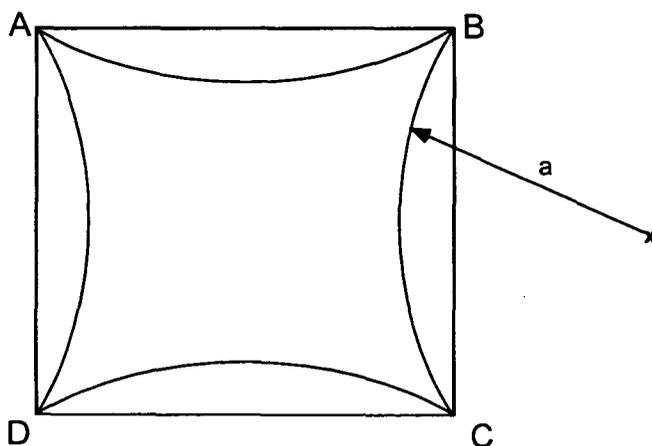


Figure 2.11: L'anode résistive a une résistance surfacique R_S et est terminée par quatre arcs de cercle concaves. Si la résistance linéique de ces frontières est égale à $R_L = R_S/a$, où a est le rayon de courbure des arcs de cercle, l'anode est corrigée des distorsions spatiales.

nuage de charges peut être déterminé à partir des fractions relatives de charge qui

⁵Nous établissons cette relation dans l'appendice B.1.

atteignent les quatre électrodes A, B, C et D situés dans les coins de l'anode. Une charge qui tombe sur la surface de l'anode est divisée de telle sorte que la fraction de la charge qui est collectée par chaque électrode (les quatre coins de l'anode) est proportionnelle à la distance de l'impact du nuage par rapport aux électrodes qui se trouvent toutes les quatre à la masse. Les équations qui permettent de calculer les coordonnées de la position de l'impact du nuage sont données dans l'appendice B.3. La position d'impact du nuage se calcule selon :

$$x = \frac{(Q_a + Q_b) - (Q_c + Q_d)}{Q_a + Q_b + Q_c + Q_d} \quad y = \frac{(Q_a + Q_d) - (Q_b + Q_c)}{Q_a + Q_b + Q_c + Q_d} \quad (2.4)$$

où Q_n désigne la charge collectée à l'un des quatre coins A, B, C et D de l'anode. Plus précisément, on détermine ainsi la position du centre de gravité du nuage d'électrons. Les grandeurs x et y sont sans dimension et ne sont alors pas réellement des coordonnées. En effet, ils représentent le rapport entre la distance (selon chaque axe) du centre de l'anode et $d/2$, où d est la distance entre deux coins adjacents de l'anode résistive. Ainsi les valeurs extrêmes que x et y peuvent prendre sont ± 1 . Pour remonter à la vraie distance il faut que nous connaissions soit la taille réelle de l'anode, soit un facteur de conversion que nous déduisons et discutons au paragraphe 2.6.3. Nous démontrons les relations 2.4 dans l'appendice B.2. Les impulsions qui en résultent à chaque coin de l'anode sont amplifiées par des pré-amplificateurs de charge rapides (un pour chaque coin), mises en forme, stockées dans une mémoire tampon et finalement envoyées vers un ordinateur, qui traite les signaux, donne une image sur écran et enregistre les données.

2.6.2 La réalisation expérimentale

Le montage que nous utilisons est un détecteur à face ouverte modèle OFD40/3RA fabriqué par Photek Ltd, Angleterre. Il comprend trois galettes de microcanaux (MCP) de diamètre 40 mm, ayant un rapport 40 pour 1 entre la longueur et le diamètre d'un canal, et une anode résistive. L'ensemble est monté sur un flasque à joint en cuivre compatible avec un environnement ultra-vide. Le dispositif est conçu pour fonctionner dans un vide meilleur que 110^{-6} mbar. Une grille métallique est montée au-dessus du jeu de galettes. Le flasque est équipé de 8 passages sous vide de type SHV (pour usage jusqu'à 3 kV). Le tableau suivant indique le branchement des connecteurs (voir aussi figure 2.10) :

Connecteur 1	Grille	+30 V
Connecteur 2	MCP entrée	-2700 V
Connecteur 3	MCP intermédiaire	(-1830 V)
Connecteur 4	MCP sortie	-100 V
Connecteurs A, B, C, D	Anode (4 coins)	0 V

La connexion intermédiaire sur les galettes se trouve entre la première et la deuxième galette. Dans notre montage, les impédances des trois galettes sont adaptées afin que les tensions aux bornes des galettes soient les mêmes. Il n'est donc pas nécessaire de brancher le connecteur 2. Si l'on doit changer l'une des galettes, ou si la résistance des galettes change au cours du temps, on peut utiliser ce connecteur. La tension positive sur la grille sert à repousser des ions positifs issus des collisions Penning. Le circuit qui divise la haute tension pour les connecteurs 2 à 4 est donné dans B.1. Il sert aussi à protéger les galettes de microcanaux au cas où des décharges se produiraient à l'intérieur d'un canal. Un boîtier supplémentaire de sécurité déclenché en cas d'accident (remontée de la pression dans l'enceinte à vide, coupure d'eau, etc.) coupe immédiatement la haute tension, car les galettes se dégradent si une tension est appliquée à la pression atmosphérique. La différence de tension de 100 V entre la sortie de la troisième galette et l'anode résistive accélère les électrons vers l'anode et empêche que le nuage ne s'étale. Cela pourrait altérer le signal surtout quand les atomes tombent près du bord de la galette.

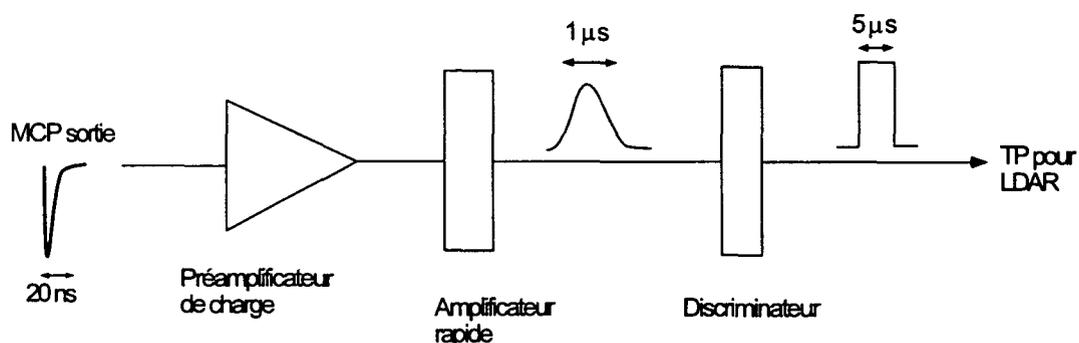


Figure 2.12: Traitement électronique du signal temporel que l'on recueille à la sortie de la troisième galette de microcanaux.

Nous recueillons maintenant cinq signaux différents corrélés, dont un contient l'information temporelle et les quatre autres les informations spatiales sur un atome qui arrive sur le détecteur.

Le signal temporel

Le montage électronique (B.1) prévoit une sortie du signal sur la face arrière de la troisième galette (voir tableau ci-dessus et fig.2.12). Ce signal, qui nous indique l'arrivée d'un atome sur le détecteur, est une tension négative, et a une durée typique de 15 ns et une amplitude de l'ordre de 5 mV. Il est amplifié par un pré-amplificateur de charge rapide et un amplificateur rapide de type AFR 2, développé à l'Institut de Physique Nucléaire à Orsay. Le signal, qui a alors une durée de l'ordre de 1 μ s, est envoyé à un discriminateur Canberra, type SCA-2030, qui est déclenché sur le flanc montant de l'impulsion. A la sortie du discriminateur, nous obtenons une impulsion carrée (TTL-tout transistor logique) de durée 5 μ s qui contient l'information temporelle sur l'arrivée des atomes au niveau du détecteur. Dans la suite nous appelons ce signal de déclenchement TP.

Les signaux spatiaux

Les signaux qui contiennent l'information spatiale sur l'événement sont les quatre charges qui arrivent sur les quatre coins de l'anode résistive. La séquence de traitement électronique de ces signaux est montrée schématiquement sur la figure 2.13.

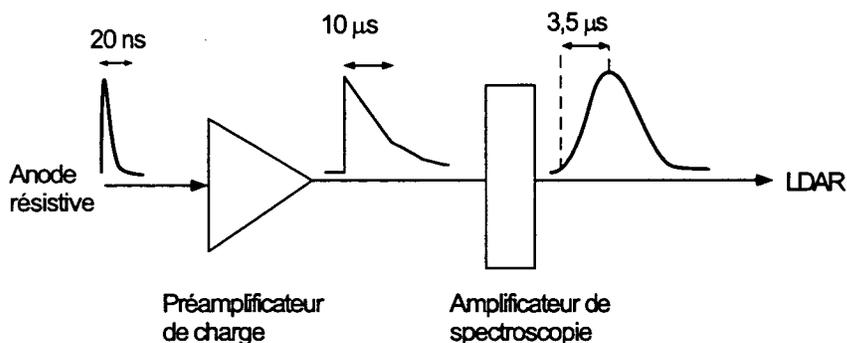


Figure 2.13: Traitement électronique des charges qui arrivent aux quatre coins de l'anode résistive.

Sur les quatre voies, les signaux sont traités rigoureusement de la même manière, après une calibration préalable des divers éléments. La charge est d'abord amplifiée dans un pré-amplificateur de charge Canberra, modèle 2004, qui la transforme en une tension dont l'amplitude est proportionnelle à la charge d'entrée. Le temps de montée de ce signal est très court (de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes). La sensibilité du pré-amplificateur est de 0,2 V/pC. Le signal est ensuite amplifié et mis en forme par un amplificateur de spectroscopie Canberra, modèle 2012. Le temps de mise en forme est fixé à 2 μ s ce qui donne, pour

les amplificateurs que nous utilisons, un temps de montée du signal à la sortie de $3,5 \mu\text{s}$ [73]. Nous obtenons un signal de forme gaussienne, ayant une largeur à mi-hauteur d'environ $5 \mu\text{s}$ et une amplitude de l'ordre d'un volt.

Le lecteur des données : LDAR

Nous avons donc maintenant à notre disposition les cinq signaux corrélés annoncés que nous envoyons vers un boîtier électronique LDAR (Lecteur des Données de l'Anode Résistive) qu'André Clouqueur du service électronique de notre laboratoire a développé pour nous.

Le LDAR reçoit d'abord un signal de déclenchement TC (trig cycle) qui lui indique l'instant à partir duquel des signaux peuvent arriver. Son horloge interne (un cristal de quartz de période $5 \mu\text{s}$) est mise en marche. Dans le même temps, la mémoire du LDAR est effacée et le compteur de l'adresse mémoire est initialisé à zéro. Le signal TP en provenance de la troisième galette qui contient l'information temporelle de l'événement arrive en premier ; $3,4 \mu\text{s}$ plus tard, le LDAR "ouvre" simultanément sur les quatre entrées une fenêtre temporelle de 600 ns (cette durée est déterminée par les composants électroniques utilisés dans l'unité "sample and hold" à l'intérieur du LDAR) [fig. 2.14]. S'il s'agit d'un vrai événement, les signaux gaussiens qui portent l'information spatiale atteignent leur valeur maximale en même temps (parce que les temps de montée des impulsions sont les mêmes pour les quatre voies et indépendantes de leur hauteur). Le LDAR enregistre les quatre valeurs dans la mémoire qui correspond au parcours des quatre coins de l'anode dans un ordre donné. Après l'enregistrement du signal temporel (en multiples de $5 \mu\text{s}$) le compteur de l'adresse mémoire est incrémenté de 1. La mémoire disponible⁶ permet d'enregistrer environ 6 000 événements. Le dernier événement peut être enregistré au plus tard 150 ms après que le cycle a été déclenché par TC. A ce moment, le LDAR envoie un signal à un ordinateur, qui commence l'acquisition des données enregistrées par le LDAR.

Le programme d'acquisition des données

Le programme informatique d'acquisition des données que nous avons mis au point dépose d'abord les données dans le disque virtuel (RAM-disk) de l'ordinateur que nous utilisons comme mémoire temporaire. Nous avons choisi cette solution car l'accès de l'ordinateur au disque virtuel est beaucoup plus rapide que l'accès au disque dur. Le programme informatique permet la visualisation de la distribution spatiale des atomes détectés et du temps de vol associé sur l'écran de l'ordinateur. Le programme affiche également sur écran un histogramme de la

⁶Les signaux spatiaux sont enregistrés sous un format de 12 bits, tandis que le signal temporel lui est enregistré sous un format de 15 bit. Chaque événement occupe alors $(1 + 4) \times 2$ octets = 10 octets de mémoire. La mémoire totale disponible est de 64 000 octets.

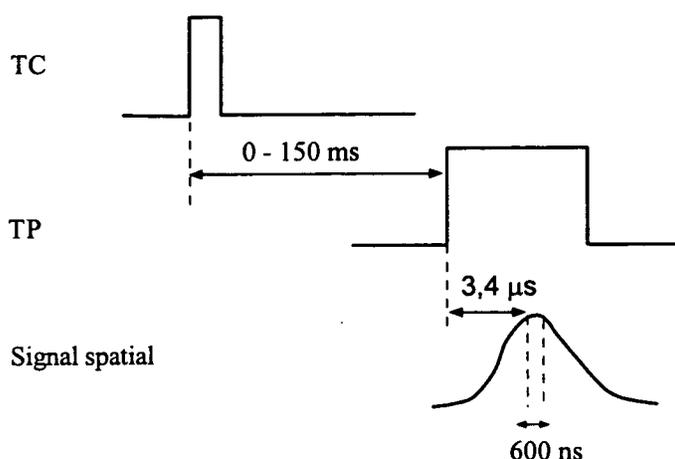


Figure 2.14: Fonctionnement du lecteur des données LDAR. Le signal TC indique le début d'une expérience. La mémoire du LDAR est effacée, l'horloge interne mise en marche. Le signal TP indique l'arrivée d'un atome sur le détecteur. Après un temps d'attente de $3,4 \mu\text{s}$ le LDAR ouvre, sur les quatre entrées réservées au signaux spatiaux, une fenêtre temporelle de 600 ns. Son circuit "sample and hold" stocke la valeur de la tension à la fin de cette durée.

distribution spatiale en effectuant la somme sur les colonnes le long d'un des deux axes horizontaux et une rubrique contenant des informations sur le nombre total d'atomes détectés. Pour chaque expérience, deux fichiers sont stockés : un fichier qui contient les données dans un format binaire et un fichier d'informations qui indique entre autres choses combien de cycles avaient été enregistrés et le nombre total d'atomes détectés. Différentes options dans le programme informatique permettent de stocker des données sur le disque dur, de lire des fichiers enregistrés auparavant à partir du disque dur, et de sélectionner d'une fenêtre temporelle pour la visualisation sur l'écran.

2.6.3 Premières images et calibration du détecteur

La figure 2.15 montre un enregistrement des atomes issus des mélasses optiques après piégeage dans le piège magnéto-optique. On voit la distribution spatiale des atomes sur le détecteur et le signal de temps de vol associé. Comme la température des atomes au moment du lâcher est élevée (de l'ordre de $200 \mu\text{K}$), le nuage atomique s'étale de manière isotrope et nous détectons seulement la fraction des atomes qui quitte le piège dans l'angle solide "vu" par le détecteur (il vaut 0,25 stéradians dans notre géométrie). On observe que le détecteur

est arrosé uniformément et on reconnaît bien la forme ronde de la galette de microcanaux. Le signal de temps de vol du piège s'ajuste bien avec les prédictions théoriques. Pour cela, nous faisons l'approximation d'une source ponctuelle ayant une distribution en vitesse gaussienne isotrope. Le seul paramètre ajustable est la largeur du profil gaussien en vitesse. Nous trouvons une valeur de $v_o = 4,6 v_{rec}$, ce qui correspond bien aux valeurs mesurées auparavant avec l'ancien détecteur [64].

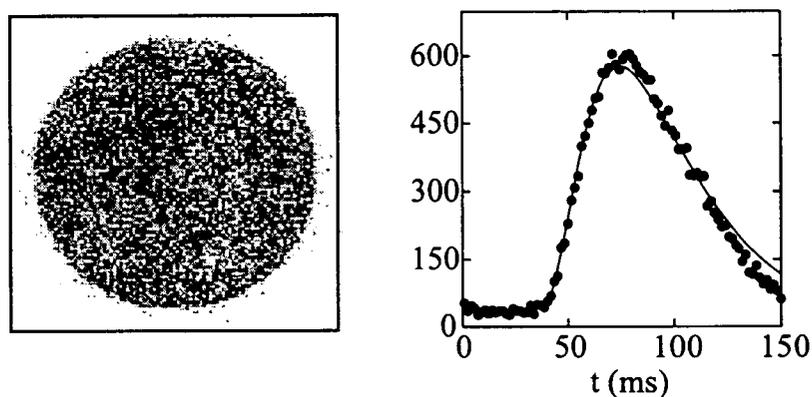


Figure 2.15: Enregistrement des atomes issus du piège magnéto-optique par le nouveau détecteur. a) Distribution spatiale sur la galette. b) Distribution des temps d'arrivée ajustée par une courbe théorique. L'image représente une moyenne sur 30 cycles expérimentaux.

Dans les expériences de refroidissement par laser, nous nous intéressons aux distributions en vitesse des atomes. Nous devons alors convertir les données enregistrées (des tensions) en unités de longueur et de temps convenables (cm et s), ce qui nous permet de remonter aux vitesses des atomes grâce aux relations 2.1 pour v_x et v_y et 2.3 pour v_z . La conversion de l'information temporelle est immédiate. Les signaux temporels sont enregistrés en multiples de $5 \mu\text{s}$. Il suffit alors de multiplier la valeur enregistrée par $5 \mu\text{s}$ et on trouve le moment d'arrivée des atomes en secondes. Pour convertir les signaux spatiaux en centimètres, nous avons effectué une expérience de refroidissement par résonances noires à une dimension. Dans une telle expérience, nous attendons une distribution en vitesses des atomes qui présente deux maxima autour de $v = -v_{rec}$ et $v = +v_{rec}$ le long de la direction refroidie. La distance entre les deux pics est donc définie précisément dans l'espace des vitesses et égale à $2v_{rec}$ [16, 17]. Considérons une expérience de refroidissement selon Ox . La distribution en vitesses v_x , calculée d'après la formule $v_x = x/\tau_{chute}$ (équation 2.1), est présentée dans la figure 2.16.

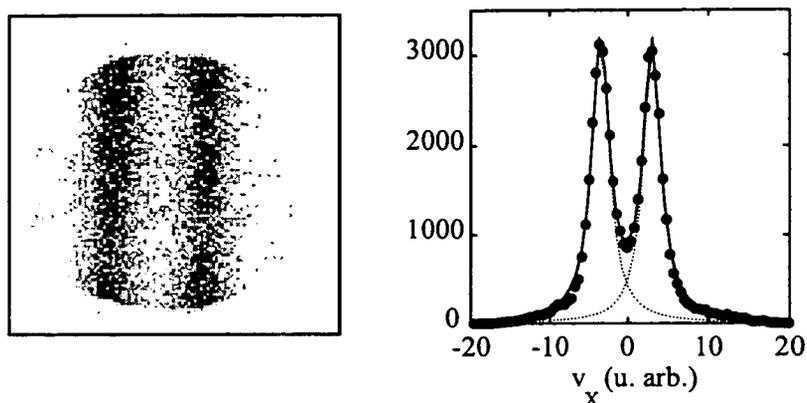


Figure 2.16: Calibration des signaux spatiaux enregistrés par le détecteur. a) Distribution spatiale des atomes refroidis par résonances noires à une dimension. b) Profil de la distribution en vitesse le long de la direction refroidie. La distance entre les deux maxima correspond à $2v_{rec}$.

Sachant que dans l'espace des vitesses la distance entre les maxima est de $2v_{rec}$, nous en déduisons un facteur de conversion entre la position x pour les signaux spatiaux et la distance réelle par rapport au centre de l'anode qui vaut 2,7 cm. Nous avons vérifié que ce même facteur est également valable sur l'axe Oy .

Cette manière de "calibrer" les signaux spatiaux du détecteur est correcte seulement si les deux "bandes" d'une expérience de refroidissement à une dimension sont parfaitement bien alignées par rapport au système d'axes propre du détecteur. Si cela n'est pas le cas, les profils en vitesse, obtenus par une sommation des colonnes sont élargis et peuvent donner un facteur de conversion erroné. Une possibilité est alors de tourner le système de coordonnées afin qu'il ait un axe parallèle aux deux bandes. On reconnaît la bonne position parce que les profils y sont les plus étroits. Une deuxième possibilité de vérifier l'alignement relatif des bandes et du détecteur consiste à "couper" le détecteur en tranches (suffisamment larges pour que le signal sur bruit reste exploitable, mais aussi suffisamment étroites pour que l'effet de l'élargissement soit petit) et à estimer comment la largeur des pics et la position du centre évolue le long de la direction orthogonale aux bandes sur le détecteur. Nous avons effectué ce dernier test, après avoir soigneusement aligné le détecteur sur le repère de l'enceinte à vide, repère qui nous sert aussi pour l'alignement des faisceaux laser. Nous avons constaté des variations de l'ordre de $x\%$ de la position du centre entre les différentes tranches horizontales (voir figure 2.16), ce qui est de l'ordre de grandeur de la précision de nos ajustements indiquant un alignement relatif satisfaisant.

On peut aussi déduire le facteur de conversion à partir de la distribution en position des atomes montrée dans la figure 2.15, sachant que le diamètre de la galette est de 4 cm. Les deux méthodes donnent le même facteur de conversion 2,7 cm pour les signaux spatiaux.

Le détecteur permet, de plus, une détermination précise de la distance de chute que parcourent les atomes en vol libre. Cette distance n'est pas connue précisément à partir de la géométrie de l'enceinte à vide. On effectue pour ceci une expérience de refroidissement à trois dimensions. En mesurant alors le temps de chute et en connaissant les vitesses des atomes, on peut en déduire à partir de l'équation 2.3 ($0 = d + v_z \tau_{chute} - \frac{1}{2} g \tau_{chute}^2$) la distance entre la zone d'interaction atomes-laser et le détecteur. Cependant nous n'allons pas détailler cette procédure ici. La vitesse verticale des atomes que l'on doit connaître précisément pour cela, dépend de la géométrie des faisceaux laser que nous utilisons dans une expérience de refroidissement à trois dimensions. Or nous allons présenter ces expériences au chapitre suivant.

2.6.4 Les possibilités du détecteur à anode résistive

La résolution en vitesse

Nous pouvons maintenant comparer les deux systèmes de détection à écran de phosphore et à anode résistive. Le premier permet de mesurer les coordonnées (x, y) d'un atome qui arrive sur le détecteur. La résolution temporelle, déterminée par la largeur de 5 ms de la fenêtre d'exposition, est le point faible de cette détection et d'une part limite la précision sur les composantes horizontales v_x et v_y de la vitesse atomique et d'autre part ne permet pas l'accès à la composante verticale v_z de la vitesse. En revanche, le détecteur à anode résistive permet de mesurer à la fois les trois coordonnées (x, y, t) qui caractérisent l'arrivée d'un atome sur le détecteur. La précision sur x et y est meilleure mais reste comparable. Il n'en est pas de même pour le temps. La résolution temporelle de $5 \mu s$ du nouveau détecteur n'est plus le facteur limitant sur la précision que l'on peut avoir sur les trois composantes de la vitesse atomique qui devient de l'ordre de $v_{rec}/120$ pour v_x et v_y et de $v_{rec}/190$ pour v_z . En fait, les causes de l'élargissement des profils en vitesse enregistrés à très basses températures sont plutôt liées à la taille finie du nuage atomique et bien sûr à la "vraie" dispersion en vitesse des atomes que l'on veut mesurer.

Le gain de temps Le nouveau détecteur présente, par rapport à l'ancien un deuxième grand avantage. L'exposition temporelle limitée ($\delta t = 5$ ms) du détecteur à écran de phosphore faisait que pour obtenir les informations spatiales associées à un temps de vol entier de durée totale T , il fallait recommencer l'expérience un nombre $N = T/\delta t$ de fois. Et chaque fois la résolution était de $\delta t = T/N$ seule-

ment. Le détecteur à anode résistive nous donne la possibilité d'enregistrer toutes les informations en faisant UNE SEULE expérience avec une résolution $\delta t = 5 \mu s$ particulièrement bonne. Ceci représente le deuxième grand avantage du nouveau détecteur.

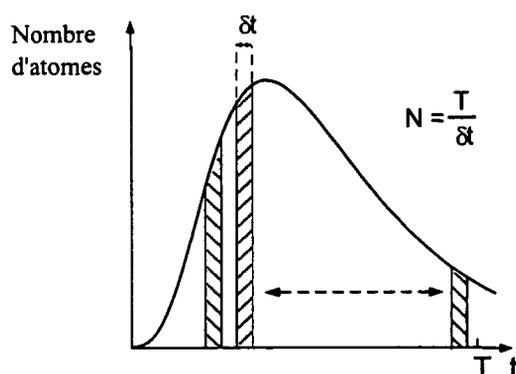


Figure 2.17: Enregistrement d'un spectre du temps de vol entier : avec le détecteur à écran de phosphore on devait répéter l'expérience N fois ; le nouveau détecteur permet d'obtenir toute l'information à partir d'une seule expérience.

La double discrimination des signaux

Nous avons vu au paragraphe 2.6.2 que le signal qui porte l'information temporelle et qui indique au LDAR l'arrivée d'un événement est un signal carré (TTL) obtenu à la sortie d'un discriminateur dont on peut bien sûr choisir le seuil (voir aussi figure 2.12). Notre système de détection est équipé d'un deuxième discriminateur au niveau du programme d'acquisition des données. Ce discriminateur du logiciel est particulièrement performant car il teste la coïncidence de QUATRE signaux (portant l'information spatiale). Si la valeur d'un ou plusieurs signaux spatiaux est en-dessous d'un seuil (que l'on peut choisir), l'événement est rejeté. Il est très peu probable qu'un faux signal (bruit électronique) se produise sur quatre voies au même moment. Les deux discriminateurs, agissant d'une part sur le signal temporel et d'autre part sur les signaux spatiaux au niveau du logiciel d'acquisition des données, effectuent des opérations très non-linéaires, ce qui présente un avantage énorme par rapport au détecteur précédent. On peut ainsi utiliser des galettes de microcanaux même si elles n'ont pas un gain uniforme sur toute la surface sans dégrader la fidélité de l'image enregistrée. Si à un endroit de la galette le gain est plus faible, ceci se traduira sur tous les signaux de la même façon. Le test de la coïncidence des quatre signaux assure que la position de l'impact de l'atome est reproduite correctement. Dans le cas de l'ancien

détecteur, les “points chauds” de la galette constituaient un très grand problème.

2.6.5 Sources d’erreur possibles et problèmes encore ouverts

Dans ce paragraphe nous donnons quelques sources d’erreur possibles et nous estimons l’ordre de grandeur des erreurs correspondantes. Nous indiquons quelques tests à faire en vue d’établir plus précisément les performances et propriétés du détecteur.

Dérives des gains électroniques sur les signaux spatiaux

L’appendice B.4 décrit en grand détail la procédure que l’on doit suivre pour effectuer les réglages électroniques afin que le traitement des signaux spatiaux sur les quatre voies soit identique.

Supposons maintenant que les gains des amplificateurs dérivent au cours du temps. Nous devons alors nous demander quel est le déplacement de la coordonnée x et/ou y si par exemple le gain d’un des quatre signaux a dérivé de 2%. Imaginons que la dérive se soit produite sur la voie A. A partir des équations 2.4, nous pouvons aisément estimer l’erreur sur les coordonnées. Prenons par exemple la coordonnée x . Elle peut varier dans l’intervalle $[-1, 1]$. Un calcul simple donne l’erreur δx sur la coordonnée x :

$$\delta x = \frac{\delta Q_a}{Q_a + Q_b + Q_c + Q_d}(1 - x) \quad (2.5)$$

Dans ces conditions le déplacement de δx pour un événement au centre de l’anode est de 0,5% et pour un événement proche du bord de l’ordre de 0,1%. Bien que les valeurs de δx soient petites, il est alors souhaitable que l’on vérifie et compare les ajustements des gains relatifs sur les quatre signaux spatiaux régulièrement.

Rôle de la grille

La partie du détecteur installée dans le vide comporte une grille métallique placée avant la première galette de microcanaux. Nous y appliquons une tension positive afin de repousser des ions issus de collisions Penning entre les atomes métastables. On peut alors se demander si cette grille peut se comporter comme un masque. Nous n’avons jamais eu d’indication qui validerait cette hypothèse. Les “trous” sont de l’ordre de 1 mm^2 et le fil métallique a une épaisseur de $100 \mu\text{m}$. Nous estimons que les atomes ne sont donc pas gênés par la grille.

Test de la linéarité

Bien que nous l’ayons planifié dès le début, nous n’avons jamais effectué de test de la linéarité de l’anode. Nous rappelons que la linéarité du détecteur est définie

comme le rapport entre l'erreur sur la distance mesurée ($d_{mes}-d_{reel}$) et la distance réelle. Bien sûr on ne peut plus parler de linéarité quand l'écart entre les deux distances devient comparable à la résolution spatiale du détecteur. Selon les spécifications du producteur, pour un détecteur de 4 cm de diamètre la résolution spatiale est de $40 \mu\text{m}$ et correspondrait à une linéarité de l'anode de 0,1%. Cependant cette valeur n'est pas garantie par le vendeur. Suite aux discussions avec les industriels, la résolution spatiale d'un tel système est plutôt de l'ordre de 75 à $100 \mu\text{m}$. En vue d'un examen de la linéarité un masque comportant plusieurs trous exécutés à des espacements très précis a été confectionné par l'atelier mécanique de notre laboratoire. Mais nous n'avons pas vérifié expérimentalement la fidélité avec laquelle une image est reproduite. De plus nous ne savons pas si la résolution spatiale est la même au centre et aux bords du détecteur. Il est imaginable qu'elle soit meilleure au centre qu'au voisinage des bords.

Flux maximal d'atomes

Le flux maximal d'atomes (nombre d'atomes/s/mm²) qui peut être enregistré par le détecteur dépend de façon critique du temps mort d'un microcanal et de la surface d'impact. Nous discutons brièvement dans la suite ces deux grandeurs et estimons quelques ordres de grandeur. La deuxième limitation, bien plus sévère pour le flux détectable, est liée à la vitesse avec laquelle les signaux spatiaux sont traités électroniquement une fois issus de l'anode.

Selon le producteur des galettes microcanaux (Galileo) le temps mort d'un canal est déterminé par le temps nécessaire pour que ce canal se recharge à travers sa propre résistance. La capacité spécifiée des galettes que nous utilisons est de 100 pF et leur résistance de $35 \text{ M}\Omega$. Avec un nombre N de canaux, la capacité d'un canal vaut $100\text{pF}/N$ et la résistance d'un canal $35 \text{ M}\Omega \times N$. L'industriel affirme que le vrai temps mort est de l'ordre de 20% seulement du temps que l'on attend, parce que la perte significative des électrons a lieu à proximité de la sortie du canal. Cela nous semble un peu optimiste, mais nous utilisons ce chiffre pour les calculs qui suivent. Le temps mort d'un canal est alors donné par :

$$T = 0,2 \cdot \frac{100\text{pF}}{N} (35\text{M}\Omega \cdot N) = 0,7\text{ms} \sim 1\text{ms} \quad (2.6)$$

Lorsque l'on utilise comme nous le faisons un jeu de plusieurs galettes de microcanaux, la bouffée d'électrons qui sort d'un seul canal de la première galette s'étale sur plusieurs canaux dans la deuxième. Dans le montage que nous utilisons, la distance entre les deux premières galettes est très petite, elle varie de $25 \mu\text{m}$ à $50 \mu\text{m}$. Les deux dernières galettes sont montées dos-à-dos, donc le nuage d'électrons s'étale peu entre elles. Supposons que le nombre de canaux excités sur la troisième galette⁷ soit 100. Pour que deux événements soient détectés

⁷Un détecteur à écran de phosphore permet plus aisément l'estimation de ce chiffre. La

correctement, leur nuage d'électrons ne doivent pas se recouvrir au niveau de la troisième galette. Il faut donc qu'ils soient espacés de 100 canaux environ. Compte tenu du fait que la distance entre deux canaux est de $12\ \mu\text{m}$, la surface associée est de l'ordre de $120 \times 120\ \mu\text{m}^2 = 0,0014\text{mm}^2 \leq 0,02\text{mm}^2$. Le flux maximal d'atomes est donné par

$$\frac{1}{0,02\text{mm}^2 \times T} = 50\,000\ \text{s}^{-1}\ \text{mm}^{-2} \quad (2.7)$$

où nous avons pris $T = 1\ \text{ms}$ (voir équation 2.6).

Dans les expériences que nous effectuons nous ne sommes pas, pour le moment, gênés par le temps mort des microcanaux après le passage d'un atome. Prenons par exemple une expérience de refroidissement à une dimension et imaginons que les atomes aient une température nulle (le long de l'axe refroidi) et que la taille initiale du nuage atomique soit de 1 mm de diamètre. La surface des deux "bandes" sur le détecteur où vont tomber la plupart des atomes est alors d'environ $100\ \text{mm}^2$ ($2 \times 40\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$). Supposons de plus que nous détectons de l'ordre de 6000 atomes par expérience et que nous ayons environ 1000 atomes dans une fenêtre de 10 ms au voisinage du maximum du temps de vol. Cela représente un flux de

$$\frac{1000}{100\text{mm}^2 \times 10\text{ms}} = 1000\ \text{s}^{-1}\ \text{mm}^{-2}, \quad (2.8)$$

ce qui bien en-dessous de 50 000.

Dans une expérience de VSCPT à trois dimensions⁸ les atomes arrivent très localisés sur le détecteur. Imaginons que nous ayons refroidi les atomes jusqu'à une température de $T = T_{rec}/100$. Leur dispersion en vitesse est alors de $v \sim 1\ \text{cm/s}$, ce qui conduit à une tache sur le détecteur dont la largeur est d'environ 2,4 mm (largeur totale = $2 \times 1\ \text{cm/s} \times 120\ \text{ms}$). L'intervalle de temps correspondant à une "boule" est d'environ $2 \times v/g = 2\ \text{ms}$. Supposons qu'au début du refroidissement nous ayons 10^5 atomes et qu'au cours du refroidissement nous en ayons perdu 99% ([64] et 1). Nous avons donc de l'ordre de 160 atomes par boule et le flux correspondant est de :

$$\frac{160}{2,4\text{mm}^2 \times 2\text{ms}} = 14.000\ \text{s}^{-1}\ \text{mm}^{-2} \quad (2.9)$$

taille du nuage d'électrons mesurée (la demi-largeur à mi-hauteur) avec un jeu de trois galettes de microcanaux est d'environ $50\ \mu\text{m}$ (d'après Photek). Comme les électrons sont accélérés par une tension de 5 kV entre la sortie de la troisième galette et l'écran de phosphore, l'étalement spatial du nuage entre ces deux éléments est négligeable. On en déduit donc pour des canaux de diamètre $10\ \mu\text{m}$ comme les nôtres, espacés de $12\ \mu\text{m}$, qu'environ 70 canaux sont excités. Ce chiffre demeure, il nous semble, valable pour le détecteur à anode résistive. Par prudence prenons 100 canaux au lieu de 70.

⁸Nous anticipons ici la discussion du chapitre suivant concernant la géométrie de l'expérience et les résultats d'une telle expérience.

Bien que ce flux soit beaucoup plus grand que celui d'une expérience à une dimension, nous sommes encore loin du flux maximal donné par 2.7. Au cours de toutes ces estimations nous avons choisi des chiffres pessimistes. Dans les expériences à trois dimensions que nous avons effectuées, les températures les plus basses jamais mesurés étaient de l'ordre de $T = T_{rec}/50$ et le nombre d'atomes par "boule" était au maximum de 100.

Les limites du traitement électronique des signaux

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'avec le flux d'atomes dans nos expériences nous sommes encore loin d'être limités par le temps mort des microcanaux. En revanche, il existe un autre temps critique dans le problème qui peut limiter le flux total d'atomes qui arrivent sur le détecteur par unité de temps. Ce temps est le temps de mise en forme des amplificateurs de spectroscopie que nous utilisons pour les signaux spatiaux. Il vaut $2 \mu s$ dans le montage actuel et par conséquent la durée des impulsions à la sortie de ces dispositifs est de l'ordre de $5 \mu s$. Deux atomes qui arrivent sur le détecteur pratiquement en même temps (avec un délai de quelques nanosecondes) vont conduire à un empilement des signaux de sortie du préamplificateur de charge (voir figure 2.6.5a). Si l'écart de temps τ des deux pics est plus petit que le temps de mise en forme, le signal à la sortie des amplificateurs est proportionnel à la somme des deux signaux incidents et nous ne pouvons pas les distinguer. Cela peut alors conduire à une fausse localisation. Si, en revanche, ce temps τ entre les deux événements est plus long que le temps de mise en forme, nous devons analyser deux situations possibles: le cas où τ est compris entre $2 \mu s$ et $5 \mu s$ et le cas où τ est légèrement (de moins d'une microseconde) plus grand que $5 \mu s$.

Dans la première situation nous enregistrons seulement l'atome qui arrive en premier, parce que le signal temporel "bloque" la voie temporelle du LDAR pendant $5 \mu s$. Ce dernier n'enregistre alors que le premier des signaux qui arrive sur chacune des quatre voies spatiales. Le positionnement est correct. Dans le deuxième cas, l'amplificateur de spectroscopie va "voir" deux signaux d'entrée distincts, mais son signal de sortie a la forme donnée montrée sur la figure 2.6.5. La montée du deuxième signal commence avant que le premier n'ait décliné complètement. Cela peut également donner lieu à une fausse localisation, car la contribution au deuxième signal des ailes du premier peut être différente sur les quatre voies. Nous déduisons alors que pour enregistrer correctement les atomes incidents ceux-ci doivent être séparés par un temps de l'ordre de $6 \mu s$.

Le nombre maximal d'atomes que nous ayons jamais détecté dans nos expériences est d'environ 6000. Ces atomes arrivent tous pendant 150 ms sur le détecteur, conduisant à un flux moyen de l'ordre de $40\,000 s^{-1}$. Au maximum d'un temps de vol, ce flux peut atteindre des valeurs de 10^5 atomes par seconde ce qui correspond à une séparation temporelle d'environ $10 \mu s$. Il n'est donc

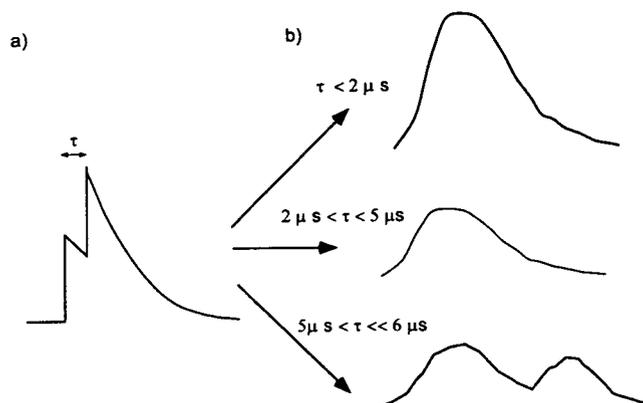


Figure 2.18: Deux atomes qui arrivent avec un délai τ sur le détecteur plus court que le temps caractéristique de traitement des signaux.

pas exclu que les problèmes mentionnés plus haut deviennent importants. Une solution immédiate est de réduire le temps de mise en forme des amplificateurs. Leur construction permet une réduction de ce temps de $2 \mu s$ à $0,5 \mu s$.

2.6.6 Conclusion

Le système de détection bidimensionnel que nous avons mis au point a une haute résolution temporelle et spatiale. La résolution temporelle est de $5 \mu s$. Elle est uniquement limitée par le traitement électronique du signal enregistré et peut, en principe, être encore améliorée. La résolution spatiale dépend essentiellement de la linéarité de l'anode résistive utilisée. Nous estimons la résolution spatiale du détecteur comme étant de l'ordre de 75 à $100 \mu m$. En principe, avec le nouveau système de détection, nous pouvons mesurer des dispersions en vitesse de l'ordre de $v_{rec}/120$ sur les deux composantes horizontales et de $v_{rec}/190$ sur la vitesse verticale des atomes refroidis. En pratique, la taille initiale du nuage atomique (de l'ordre d'un millimètre) ainsi que la distance de chute relativement courte ($6,8$ cm) limitent la résolution sur la mesure des vitesses des atomes à environ $v_{rec}/30$ sur les trois composantes de la vitesse. Une étude détaillée de ces causes d'élargissement est en cours au laboratoire et sera présentée dans la thèse de Bruno Saubaméa [76]. Elle montre que les estimations des dispersions des vitesses, tel que nous le faisons au cours des analyses expérimentales présentés dans ce mémoire (notamment l'approximation d'une source ponctuelle d'atomes) sont très conservatives et sous-estiment beaucoup la dispersion en vitesses réelle.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux du refroidissement à plusieurs dimensions

Ce chapitre présente une partie importante du travail expérimental décrit dans ce mémoire. Il porte sur le refroidissement subrecul à plusieurs dimensions par la méthode des résonances noires sélectives en vitesse.

Nous débutons ce chapitre par une expérience à deux dimensions (3.1) pour laquelle nous nous contentons d'une brève description. Cet exemple nous permet d'illustrer la relation d'isomorphisme que nous avons établie dans l'étude théorique présentée au chapitre 1. De plus, cette expérience nous permet de mettre en évidence et de souligner les avantages du système de détection que nous avons actuellement à notre disposition. Toutes les études plus quantitatives des caractéristiques du refroidissement (température atteinte, fraction d'atomes refroidis et gain de la densité dans l'espace des phases) et des mécanismes susceptibles de limiter son efficacité sont réservées aux expériences de refroidissement à trois dimensions. C'est à ces expériences qu'est consacrée la majeure partie de ce chapitre. Nous précisons d'abord la configuration expérimentale que nous utilisons (3.2) et nous insistons sur quelques aspects concernant l'analyse des résultats expérimentaux (3.3). Suit la mise en évidence du refroidissement à trois dimensions (3.4.1), ainsi que la présentation d'expériences utilisant des phases de pré-refroidissement (3.4.2). Une étude plus quantitative du refroidissement est faite au paragraphe (3.4.3). Les résultats sont comparés avec les prédictions du modèle statistique discuté au premier chapitre. La dernière partie du chapitre est consacrée à l'étude des mécanismes qui pourrait expliquer les pertes d'atomes que nous avons observées. Nous décrivons les expériences complémentaires que nous avons effectuées pour étudier le rôle des forces Doppler (3.5.1). Un article que nous avons publié sur le refroidissement subrecul à trois dimensions est reproduit

dans l'annexe C.

Nous concluons en faisant le bilan du refroidissement subrecul à trois dimensions. Nous discutons également quelques expériences que l'on pourrait envisager en vue d'améliorer l'efficacité du processus de refroidissement, ainsi que les éléments dont on devrait enrichir le modèle théorique pour le rendre plus réaliste.

3.1 Expériences à deux dimensions

Les expériences de refroidissement subrecul à deux dimensions confirment l'isomorphisme qui existe entre le champ laser utilisé pour refroidir les atomes et l'état final dans lequel les atomes s'accumulent, isomorphisme que nous avons discuté en détail au chapitre premier. Nous présentons dans ce mémoire de manière qualitative le résultat d'une expérience de refroidissement subrecul à deux dimensions. Nous n'avons pas effectué une étude systématique du refroidissement à deux dimensions. Les premières expériences et les études associées ont été faites avant mon arrivée au laboratoire et les résultats sont publiés dans [21]. Les résultats montrés ici, nous permettent entre autres d'illustrer les avantages du nouveau système de détection que nous avons mis en place.

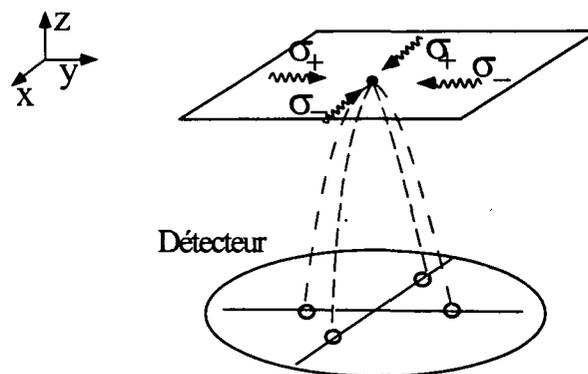


Figure 3.1: Configuration laser utilisée pour le refroidissement subrecul à deux dimensions. Les quatre faisceaux laser se trouvent dans un plan horizontal parallèle au plan du détecteur.

La configuration laser utilisée pour les expériences de refroidissement par VSCPT à deux dimensions est représentée sur la figure 3.1. Les quatre faisceaux se trouvent dans un plan horizontal à environ 7 cm du détecteur. Ils forment deux ondes stationnaires de polarisations σ_+ et σ_- qui se croisent à l'endroit du piège magnéto-optique. Grâce à la relation d'isomorphisme entre le champ laser et l'état noir, nous nous attendons à ce que les atomes soient refroidis dans quatre paquets d'ondes. Le centre de masse de chaque paquet d'ondes se déplace à une vitesse moyenne égale à v_{rec} le long de l'axe d'un des faisceaux laser. La signature du refroidissement subrecul à deux dimensions est une dispersion en vitesse plus petite que v_{rec} , selon deux directions x et y autour de la vitesse moyenne.

La figure 3.2 montre le résultat d'une expérience VSCPT à deux dimensions.

Sur la figure 3.2a) nous avons représenté le signal de temps de vol des atomes avant refroidissement. La figure 3.2b) montre le même signal après refroidissement pendant un temps d'interaction $\theta = 1$ ms. Observons que l'allure du signal reste la même. En revanche les échelles verticales diffèrent d'un facteur 5. Nous détectons beaucoup moins d'atomes en présence de refroidissement. Nous attribuons ceci au chauffage des atomes dans la troisième direction non refroidie (verticale) ainsi qu'à l'accélération de certaines atomes par les forces Doppler. Les données que nous enregistrons contiennent, pour chaque atome détecté, les coordonnées spatiales x, y de la position d'impact sur le détecteur ainsi que le moment d'arrivée t . En faisant l'hypothèse que tous les atomes partent du même point nous pouvons, à partir de ces informations, calculer la vitesse des atomes. La dispersion en vitesses que nous estimons ainsi est certainement supérieure à la valeur réelle, car nous négligeons la taille finie du nuage atomique. Les figures 3.2c) et 3.2d) montrent la distribution en vitesses des atomes refroidis, en représentation bidimensionnelle et tridimensionnelle respectivement. La distance en vitesses entre deux taches qui se trouvent sur un axe correspond à $2v_{rec}$. Le fait que la largeur des taches est beaucoup plus petite que la distance qui les sépare montre clairement le caractère subrecoil du refroidissement. Une analyse des profils en vitesse montre que la dispersion en vitesses le long des axes refroidis est de l'ordre de $\delta v \simeq v_{rec}/6,5$, ce qui correspond à une température environ 40 fois plus petite que la température de recul.

Nous ne discutons pas ici en détail comment nous obtenons cette valeur et ne présentons aucune étude quantitative de la variation de la température ou de la fraction d'atomes refroidis en fonction du temps d'interaction et des paramètres laser. L'importance d'un effet Sisyphe pour le refroidissement, en particulier pour l'efficacité avec laquelle l'état noir est peuplé, a été étudié attentivement et a été mieux comprise pendant les expériences à trois dimensions faites ultérieurement. Le problème de l'optimisation du refroidissement est dans ce cas difficile à cause du chauffage dans la direction non refroidie.

A cause du fait que la vitesse verticale des atomes n'est pas refroidie les atomes vont arriver plus ou moins tard sur le détecteur selon la composante verticale de leur vitesse. La figure 3.3 montre la distribution en position des atomes dans différentes fenêtres temporelles de plus en plus tardives. Nous observons que la distance entre les taches, égale à $2v_{rec}\tau_c$, où τ_c représente le centre de la fenêtre temporelle considérée, augmente. C'est ici qu'apparaît l'avantage de notre système de détection. Nous ne devons plus reprendre l'expérience pour chacune des images montrées sur la figure 3.3. Toutes les informations sont maintenant contenues dans un seul fichier de données. La précision de nos mesures sur v_x et v_y dépendait de manière critique de la largeur de la fenêtre temporelle considérée.

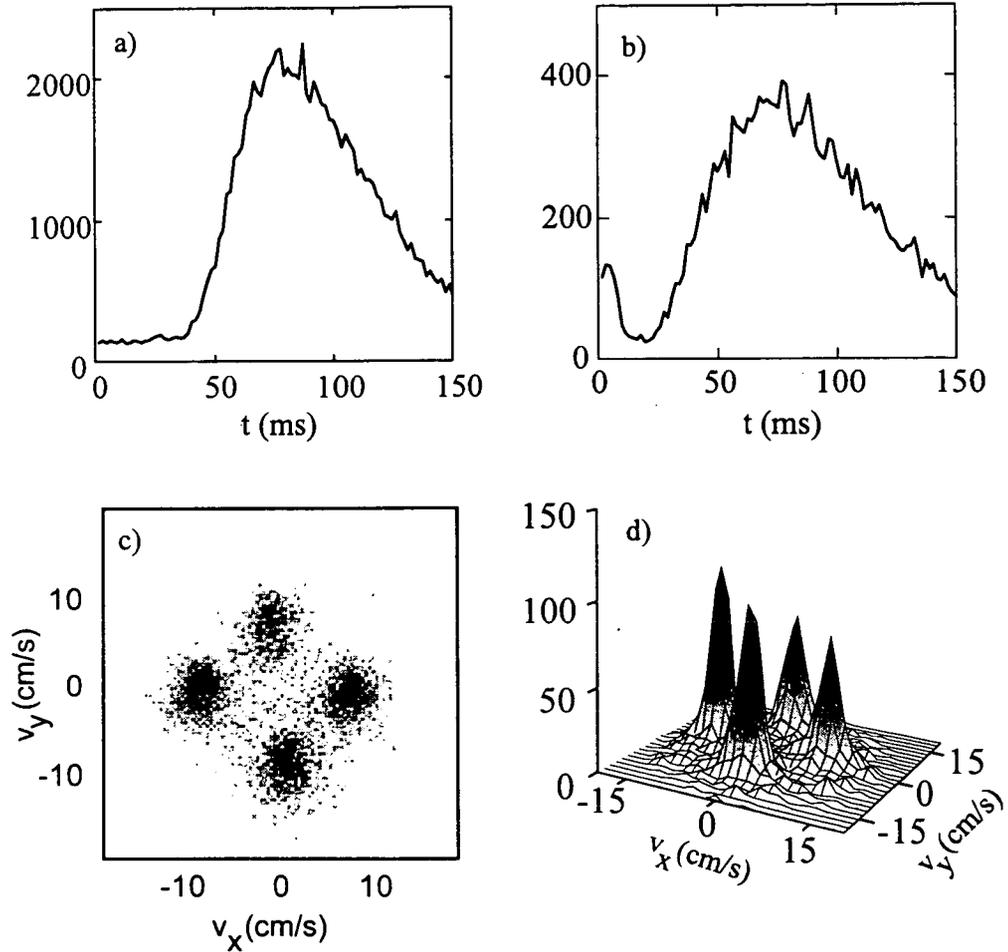


Figure 3.2: Resultat d'une expérience de refroidissement subrecoil à deux dimensions. Les conditions expérimentales sont : la fréquence de Rabi par faisceau $\Omega \sim 0,4\Gamma$, le désaccord $\delta \sim +\Gamma$, le temps d'interaction $\theta = 1$ ms. a) Signal de temps de vol avant le refroidissement. b) Signal de temps de vol après refroidissement. Notons les échelles verticales différentes dans les deux cas. c) et d) Distributions des vitesses le long des directions refroidies en représentation bi-et tridimensionnelle respectivement. La température atteinte est de $T \simeq T_{rec}/40$.

Nous pouvons, grâce à notre système de détection, qui nous fournit le temps d'arrivée de chaque atome avec une incertitude de $5 \mu s$ (voir paragraphe 2.6) avoir une précision sur les vitesses des atomes bien supérieure. La dernière figure montre la distribution en vitesses v_x, v_y des atomes, indépendamment de leur temps d'arrivée. Nous tirons, pour les expériences à deux dimensions, un double profit du nouveau système de détection : d'une part nous réduisons considérablement nos temps de mesure et d'autre part nous augmentons notre rapport signal sur bruit.

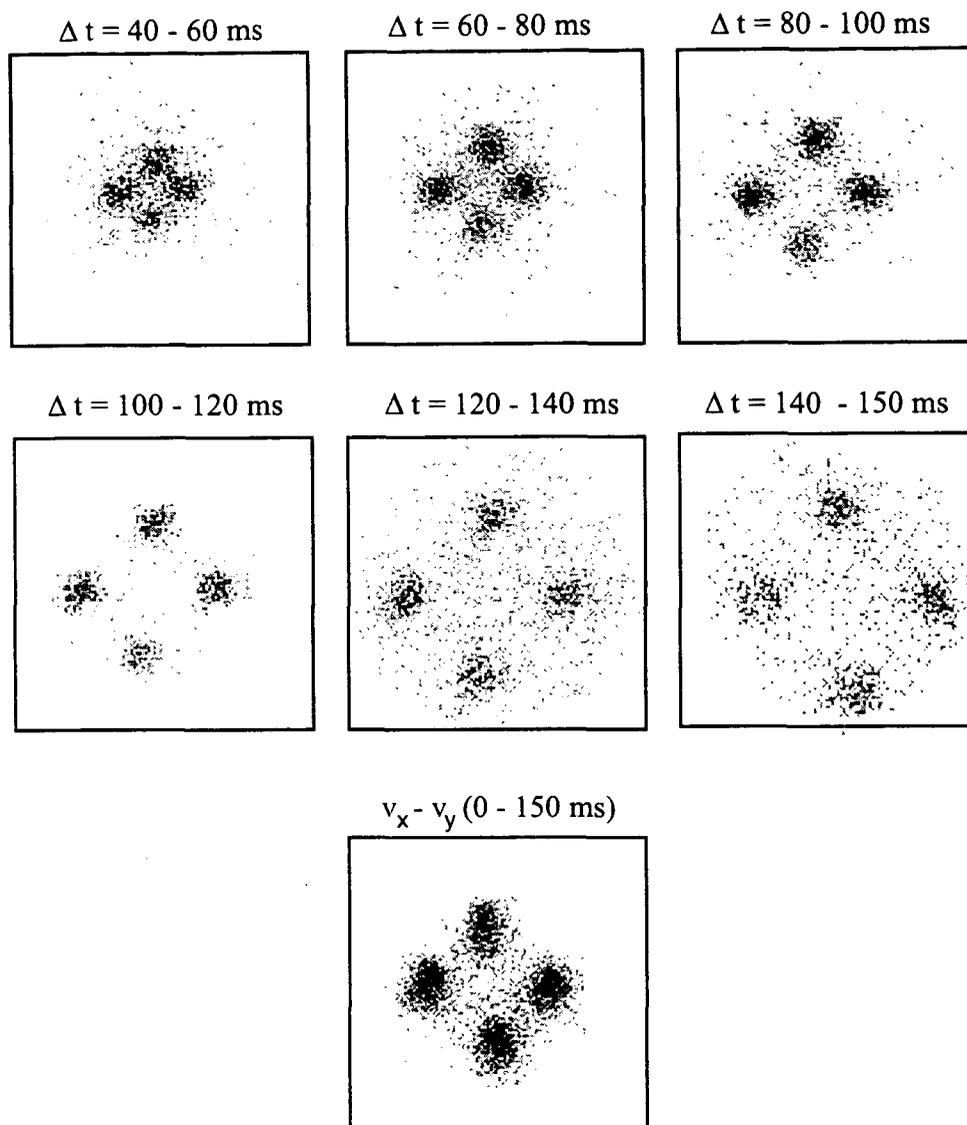


Figure 3.3: Resultat d'une expérience de refroidissement par résonances noires à deux dimensions. Les figures, à l'exception de la dernière montrent les distributions en positions des atomes refroidis. Au fur et à mesure que le temps de chute augmente (ce qui correspond à des vitesses verticales de plus en plus petites) la distance entre les taches augmente. La dernière figure montre la distribution en vitesses des atomes le long des deux directions refroidies, indépendamment de leur temps d'arrivée sur le détecteur. Tous les figures sont obtenues à partir d'une seule expérience. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la figure 3.2.

3.2 Le refroidissement subrecul à trois dimensions: La configuration laser et les résultats attendus

La généralisation la plus directe à trois dimensions du refroidissement subrecul par résonances noires décrit au paragraphe précédent à deux dimensions consisterait à ajouter une paire de deux faisceaux laser selon la troisième direction de l'espace, perpendiculaire au plan horizontal dans lequel se trouvent les quatre faisceaux employés dans l'expérience VSCPT à deux dimensions (voir fig. 3.1). Le montage expérimental que nous utilisons ne permet pas l'accès optique dans la direction verticale. Le détecteur, situé en-dessous de la zone d'interaction entre les atomes et les lasers, empêche l'entrée d'un faisceau laser venant du bas. La distance entre cette zone et le détecteur étant de seulement 6,8 cm, nous ne pouvions pas non plus installer un miroir pour réfléchir un faisceau lumineux venant d'en haut. De plus, les passages sous vide des bobines qui créent le champ magnétique quadrupolaire nécessaire au piège magnéto-optique sont installés au dessus. La solution que nous avons adoptée consiste à superposer les faisceaux laser accordés

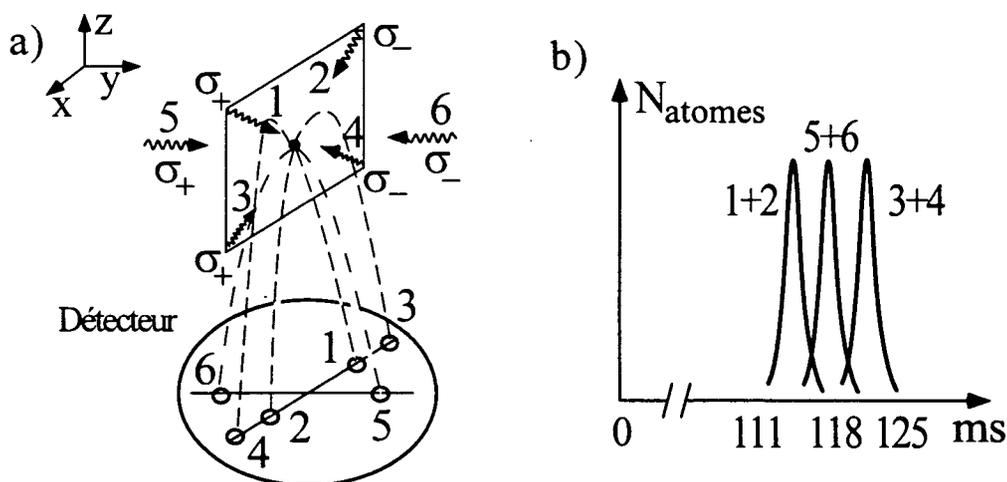


Figure 3.4: Configuration des faisceaux laser utilisés et résultats expérimentaux attendus pour le refroidissement par résonances noires à trois dimensions. a) Quatre faisceaux laser se trouvent dans le plan vertical xOz et deux selon la direction Oy perpendiculaire à ce plan. Les paquets d'ondes atomiques arrivent sur le détecteur à des moments différents, centrés autour des temps de chute ballistiques: les paquets d'ondes 1 et 2 arrivent après 111 ms, 5 et 6 après 118 ms et finalement 3 et 4 après 125 ms. b) Signal de temps de vol correspondant.

sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$, que nous voulons utiliser pour le refroidissement subrecoil, aux faisceaux laser qui nous servent pour piéger les atomes, et qui sont eux accordés sur la transition atomique $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$. La figure 3.4 montre la géométrie des faisceaux laser que nous avons employée. Deux faisceaux entrent dans l'enceinte à vide sous un angle de 45° par rapport à la verticale et sont réfléchis sur eux mêmes par deux miroirs, qui se trouvent à l'extérieur de l'enceinte du côté opposé. Perpendiculairement au plan défini par ces quatre faisceaux se trouve une troisième paire de faisceaux.

Comme nous l'avons discuté au chapitre 1, il existe une relation d'isomorphisme entre le champ laser employé pour le refroidissement et l'état noir. Dans notre montage expérimental, le champ laser comporte six faisceaux laser et nous nous attendons donc à ce que, après le refroidissement, les atomes se trouvent dans une superposition cohérente de six paquets d'ondes. La vitesse du centre de masse de chacun des paquets d'ondes vaut $v_{rec} = \hbar k/m$ et est orientée le long de la direction des faisceaux laser. Les atomes refroidis arrivent alors sur le détecteur à des moments différents selon la composante verticale de leur vitesse initiale et le signal de temps de vol présente trois pics distincts. Les atomes qui avaient une vitesse $\hbar k/m$ orientée à 45° vers le bas, associés aux faisceaux laser 1 et 2, vont arriver sur le détecteur en premier, parce qu'ils ont une composante de vitesse verticale égale à $-v_{rec}/\sqrt{2}$. Le temps de chute ballistique correspondant à la distance de 6,8 cm est de 111 ms (voir le premier pic du signal de temps de vol dans la figure 3.4). L'image que l'on voit sur le détecteur consiste en deux taches distantes de $x = 2(v_{rec}/\sqrt{2})t_{chute}^{(1,2)}$. Après un intervalle de 7 ms, deux autres paquets d'ondes associés aux faisceaux laser 5 et 6, arrivent sur le détecteur et vont donner un deuxième pic de signal de temps de vol centré autour de 118 ms.

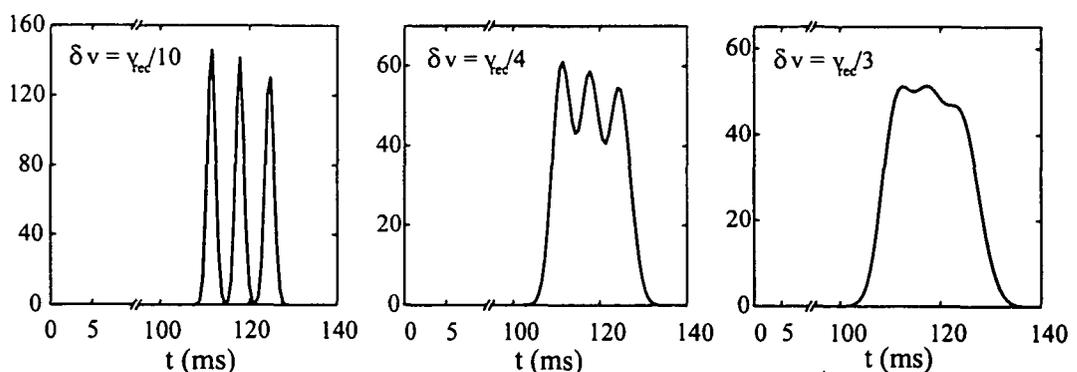


Figure 3.5: Distributions des signaux de temps de vol des atomes refroidis pour différentes largeurs de la distribution en vitesse. Les distributions des vitesses sont supposées gaussiennes selon les trois directions de l'espace.

Dans l'espace des positions, cela correspond aux deux taches 5 et 6 sur l'axe Oy , à une distance de $y = 2v_{rec}t_{chute}^{(5,6)}$ (fig. 3.4). Finalement arrivent sur le détecteur, après 125 ms les deux derniers paquets d'ondes correspondant aux faisceaux laser 3 et 4. Les taches sont de nouveau sur l'axe Ox , mais sont plus espacées que les taches 1 et 2, d'une distance $\Delta x = 2(v_{rec}/\sqrt{2})(t_{chute}^{(3,4)} - t_{chute}^{(1,2)})$.

Nous avons calculé l'allure du signal de temps de vol que l'on attend pour les atomes qui tombent sur le détecteur. Bien que les prédictions théoriques prévoient des distributions de vitesses avec des ailes Lorentziennes [64], nous avons fait le calcul avec l'hypothèse d'une distribution Gaussienne autour de $\pm v_{rec}$ selon chacun des trois axes après le refroidissement par VSCPT. Dans ce cas, on peut calculer analytiquement la forme des intégrales qui donnent le signal de temps de vol des atomes sur le détecteur. Le résultat d'une intégration numérique pour différentes largeurs de la distribution des atomes est montré sur la figure 3.5. Remarquons que l'on ne peut distinguer les trois pics associés aux trois paires de paquets d'ondes qui arrivent simultanément sur le détecteur déjà à partir d'une dispersion de vitesse des atomes plus petite que $< v_{rec}/4$. En dessous de $< v_{rec}/10$ ils ne se recouvrent plus. Si l'on revient à des ailes Lorentziennes, leur contribution devient plus importante et la distinction des trois pics sur le signal de temps de vol ne devient possible qu'à partir des largeurs δv en vitesses encore plus petites que dans le cas Gaussien.

3.3 L'analyse des données expérimentales

Le but du refroidissement laser subrecoil à trois dimensions est de réduire la dispersion en vitesses, de sorte qu'elle soit plus petite que la vitesse de recul selon trois directions orthogonales de l'espace. De plus, il faut vérifier que ceci ne se résume pas à un processus de filtrage, mais induit une augmentation de la densité des atomes dans l'espace des vitesses. L'analyse d'une expérience de refroidissement à trois dimensions exige donc une estimation de la dispersion des trois composantes de la vitesse des atomes, donc aussi de la température atteinte par le refroidissement, ainsi qu'une mesure du remplissage des états non-couplés par rapport à la situation initiale avant refroidissement.

3.3.1 Estimation de la température

Pour nous assurer du caractère subrecoil du refroidissement à trois dimensions, nous devons vérifier que la dispersion de chacune des trois composantes de la vitesse des atomes refroidis est plus petite que v_{rec} . Les atomes refroidis par VSCPT à trois dimensions ont une distribution en vitesse localisée dans l'espace des vitesses en six points de coordonnées (v_x, v_y, v_z) égales à $(\pm\hbar k, 0, 0)$, $(0, \pm\hbar k, 0)$ et $(0, 0, \pm\hbar k)$ (voir chapitre 1). En pratique, dans une expérience, les atomes s'accumulent dans des distributions de largeur finie autour de ces points dans l'espace des vitesses. Comme le refroidissement est à trois dimensions, ceci revient à obtenir six "boules" dans l'espace des vitesses (figure 3.6). Chaque "sphère" se trouve sur un axe de refroidissement, défini par l'orientation de l'un des faisceaux laser utilisés, à une distance égale à v_{rec} de l'origine. Nous avons ainsi trois paires de "sphères" situées sur trois axes orthogonaux. Pour déterminer la largeur en vitesse de la distribution des atomes refroidis, nous devons effectuer trois coupes selon les trois directions refroidies pour chacune des six "boules". Pour un échantillon d'atomes refroidis à trois dimensions, les dix-huit profils en vitesse doivent avoir une demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ plus petite que la vitesse de recul (voir définitions dans les références [21, 49]).

D'après les considérations théoriques [64] la forme des distributions est plus proche d'une Lorentzienne que d'une Gaussienne. Lorsque nous analysons les données, nous traçons donc 18 ($= 6 \times 3$) distributions en vitesse Lorentziennes. Un ajustement nous permet de trouver le centre et la largeur δv des pics. En faisant l'hypothèse que le refroidissement est isotrope, nous calculons la valeur moyenne $\overline{\delta v}$ des dix-huit valeurs δv_i selon :

$$\overline{\delta v} = \sqrt{\frac{1}{18} \sum_{i=1}^{18} \delta v_i^2}. \quad (3.1)$$

Nous associons à cette valeur une température en utilisant la relation $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}m\overline{\delta v}^2$. En pratique, les ailes des six distributions se recouvrent à l'origine. Cela rend difficile l'ajustement des six profils le long des axes définis par l'orientation des faisceaux laser car pour chaque profil on devrait tenir compte de la contribution des cinq autres. Nous avons alors convenu de garder dans le calcul de la valeur moyenne $\overline{\delta v}$ seulement 12 valeurs. Pour chaque "boule" on analyse les deux profils selon les directions perpendiculaires à l'axe du faisceau laser correspondant. Cela revient à remplacer la formule 3.1 par

$$\overline{\delta v} = \sqrt{\frac{1}{12} \sum_{i=1}^{12} \delta v_i^2}. \quad (3.2)$$

La définition de la température reste bien sûr la même. Toutes les valeurs expérimentales de la dispersion en vitesse données dans ce mémoire seront calculées d'après 3.2.

3.3.2 L'augmentation de la densité d'atomes dans l'espace des vitesses

La deuxième grandeur qui nous intéresse pour caractériser le résultat d'une expérience de refroidissement est l'augmentation de la densité des atomes dans l'espace

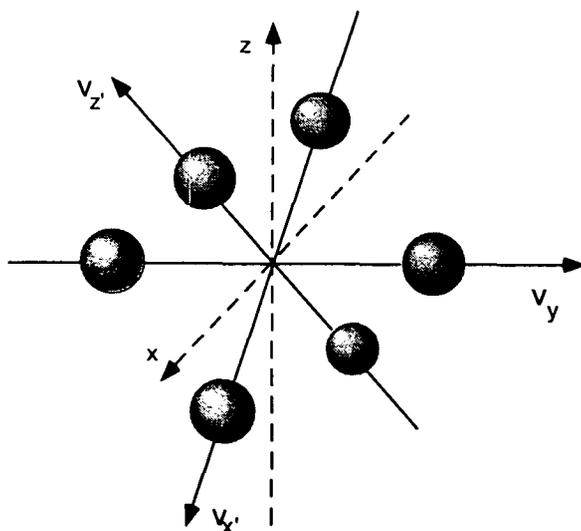


Figure 3.6: Distribution des vitesses des atomes refroidis par résonances noires à trois dimensions. Les six "sphères" sont centrées autour de $(\pm\hbar k, 0, 0)$, $(0, \pm\hbar k, 0)$ et $(0, 0, \pm\hbar k)$.

des vitesses autour du centre de chaque "boule", ainsi que la fraction des atomes refroidis. Pour estimer la densité dans l'espace des vitesses nous déterminons le nombre d'atomes refroidis autour de v_{rec} ou $-v_{rec}$ sur un des axes dans un volume $2\delta v_x 2\delta v_y 2\delta v_z$ qui correspond aux largeurs en vitesse des distributions atomiques (voir fig. 3.7) et nous divisons ensuite le nombre d'atomes ainsi obtenu par ce volume. Ce faisant, nous sous-estimons légèrement la densité des atomes dans l'espace des vitesses autour des centres des "boules", mais nous avons un meilleur signal sur bruit.

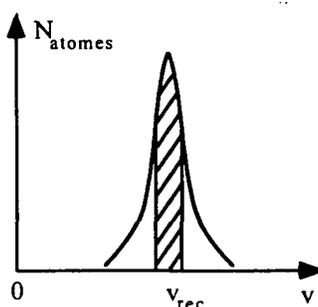


Figure 3.7: Principe du calcul de la densité des atomes dans l'espace des vitesses sur un exemple unidimensionnel. Nous comptons le nombre d'atomes dans la région hachurée, dont la largeur est égale à $2\delta v$, et nous divisons ensuite ce nombre par le volume de cette région.

Pour calculer la densité initiale dans l'espace des vitesses avant refroidissement par VSCPT, nous procédons de la même façon mais nous considérons une sphère centrée à l'origine, de rayon (10 cm/s) et nous divisons ensuite ce nombre par le volume de la sphère. Le rayon de l'ordre de v_{rec} est choisi suffisamment petit devant la largeur de la distribution en vitesse, et suffisamment petit pour éviter des effets géométriques dus à la taille finie du détecteur. Tous les atomes ayant des vitesses comprises dans une sphère dont le rayon est de l'ordre de 10 cm/s sont détectés.

Nous estimons l'augmentation de la densité des atomes dans l'espace des vitesses en prenant le rapport de la densité dans l'espace des impulsions après et avant le refroidissement. Dans la suite nous allons toujours indiquer l'augmentation de la densité dans l'espace des vitesses en ne regardant que les atomes qui se trouvent dans une seule "boule". Ce chiffre nous renseigne sur l'efficacité avec laquelle l'état noir a été rempli au cours du refroidissement et représente le gain dans l'espace des impulsions dû au refroidissement. On pourrait également tenir compte des atomes dans les six sphères, mais cela revient en fait à multiplier le résultat précédant par un facteur six.

3.3.3 La fraction des atomes refroidis

L'efficacité du processus de refroidissement est déterminée par la fraction des atomes refroidis. Ce chiffre est donc par définition plus petit que 1 ou, dans le cas idéal, égal à 1. Nous l'estimons en prenant le rapport entre la somme du nombre d'atomes compris dans un volume $\Delta v = 2\delta v_x 2\delta v_y 2\delta v_z$ centré sur chaque "boule" et le nombre initial d'atomes, que nous avons avant le refroidissement. Pour obtenir ce dernier nous devons tenir compte de la gravité et de la géométrie de notre expérience, notamment du fait que nous ne détectons que les atomes dans un angle solide de 0,27 sr.

Dans les analyses quantitatives que nous présentons au paragraphe 3.4.3 nous cherchons à déterminer le comportement des trois grandeurs : température, augmentation de la densité d'atomes dans l'espace des vitesses et proportion d'atomes refroidis en fonction des paramètres expérimentaux : fréquence de Rabi et temps d'interaction.

3.4 Résultats expérimentaux à trois dimensions

Les expériences de refroidissement par résonances noires que nous décrivons dans la suite sont présentées suivant un ordre chronologique. Nous débutons avec l'analyse d'une première expérience qui nous a permis de mettre en évidence le refroidissement à trois dimensions. Ensuite nous discutons la deuxième génération d'expériences où avons réussi à améliorer considérablement l'efficacité avec laquelle l'état noir est peuplé. Nous avons atteint des températures de l'ordre de 22 fois plus petites que la température de recul en augmentant la densité dans l'espace des impulsions par un facteur 16. Des études plus quantitatives du refroidissement sont discutées au paragraphe 3.4.3.

3.4.1 Premiers résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons effectué les expériences de refroidissement en appliquant les faisceaux VSCPT sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ pendant une durée θ après la phase de mélasse optique qui succède au piégeage des atomes dans le piège magnéto-optique (voir paragraphe 2.3.4). La figure 3.8 montre le résultat d'un tel refroidissement pour un temps d'interaction $\theta = 1$ ms, un désaccord $\delta = 0,5 \Gamma$ et une fréquence de Rabi $\Omega_R = 0,6 \Gamma$.

Pour résoudre expérimentalement les six taches (voir aussi figure 3.4) sur le détecteur, nous regardons la distribution des atomes dans trois fenêtres temporelles centrées autour des temps de chute balistiques 111, 118 et 125 ms. En fait, les fenêtres temporelles sont surtout nécessaires pour distinguer les paquets d'ondes qui arrivent en premier de ceux qui arrivent en dernier, car leurs largeurs se recouvrent dans une image purement spatiale de la distribution. Dans les images (c)-(e) enregistrées par le détecteur, on reconnaît les six taches, qui apparaissent par paires dans les trois fenêtres temporelles mentionnées plus haut.

Remarquons d'abord que les taches sont bien résolues. Leur taille, proportionnelle à δv , est comparable selon les deux directions Ox et Oy et beaucoup plus petite que la distance qui les sépare. Bien que la largeur de la fenêtre temporelle limite la résolution sur la composante verticale v_z de la vitesse des atomes, nous avons ici une première indication d'un refroidissement subrecul à trois dimensions. On voit aussi clairement que la distance entre les deux taches dans la fenêtre centrale est plus grande que la distance entre les taches dans les deux autres fenêtres temporelles. En effectuant une analyse plus quantitative, nous trouvons un facteur d'environ 1,4 ($\sqrt{2}$ est le rapport attendu) pour le rapport entre la distance entre les taches dans la fenêtre centrale et la distance entre les taches dans la première fenêtre temporelle (on doit bien sûr tenir compte de la durée de chute différente).

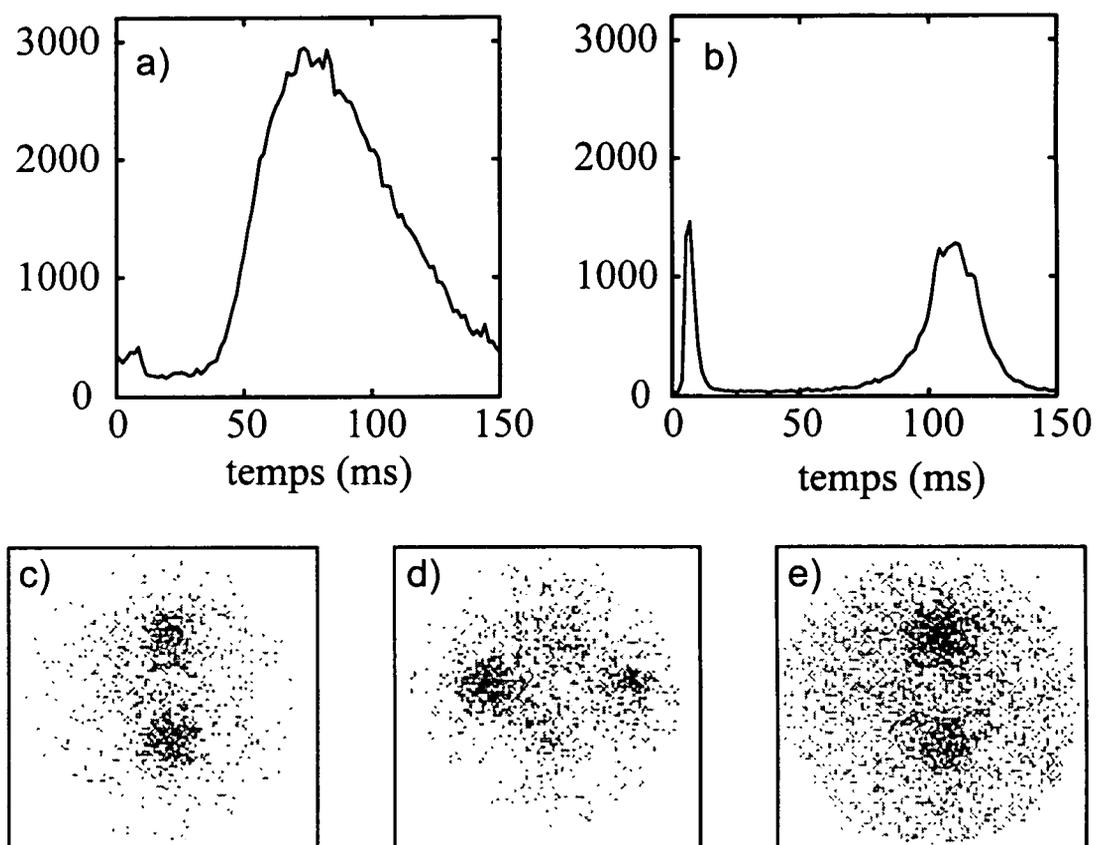


Figure 3.8: Résultat expérimental du refroidissement par VSCPT. a) Courbe du temps de vol des atomes avant le refroidissement subrecul. b) Signal de temps de vol associé au refroidissement par VSCPT. c)-e) Distributions en position observées dans les fenêtres temporelles $107 \rightarrow 113$, $115 \rightarrow 121$, $122 \rightarrow 128$ ms. Les paramètres expérimentaux étaient : $\theta = 1$ ms, $\delta = 0,5 \Gamma$ et $\Omega_R \approx 0,6 \Gamma$. Les données montrées ici sont moyennées sur 80 lâchers successifs des atomes après le refroidissement par VSCPT.

Le temps de vol des atomes refroidis est montré sur la figure 3.8b). Il a un maximum centré autour de 120 ms, qui correspond au temps de chute ballistique d'un atome avec une vitesse verticale nulle. La structure à trois pics n'apparaît pas, parce que la dispersion en vitesse que nous déduisons de cette expérience est de $\delta v \simeq v_{rec}/4$ et donc le recouvrement des ailes des trois pics attendus est trop important (voir aussi figure 3.5). Nous attribuons le pic d'atomes rapides, centré autour de 10 ms aux atomes accélérés par la force Doppler et nous reviendrons sur son analyse au paragraphe 3.5.1. Son existence est responsable du mécanisme de perte d'atomes invoqué déjà au cours du chapitre théorique. Notons que l'on ne peut pas comparer directement les deux signaux de temps de vol, avant et après refroidissement. Dans le premier cas nous détectons les atomes arrivant dans un angle solide de 0.27 sr. Dans le deuxième cas nous détectons tous les atomes lents, mais seulement une fraction des atomes rapides. L'augmentation de la densité dans l'espace des impulsions au centre d'une "boule", telle que nous l'avons définie au paragraphe 3.3, est de l'ordre de 3,5. Nous montrons au paragraphe suivant comment nous avons augmenté ce chiffre.

Pour analyser quantitativement l'expérience de la figure 3.8, calculons à partir des données enregistrées (les coordonnées x, y du point d'impact et le temps t d'arrivée sur le détecteur) les distributions dans l'espace des vitesses. Nous n'aurons donc plus besoin des fenêtres temporelles, car le recouvrement que nous avons eu dans l'espace réel n'existe plus. Les distributions atomiques en vitesse vont être localisées sur trois axes orthogonaux, à une distance égale à v_{rec} . Nous devons ensuite analyser les 18 profils des distributions d'atomes selon les trois directions de l'espace, comme nous l'avons décrit en 3.3, et vérifier que chaque profil a une largeur inférieure à v_{rec} . Nous avons représenté comme illustration sur la figure 3.9 les distributions en vitesse pour les atomes localisés sur Ov_y autour de $-v_{rec}$ et ceux localisés autour de $+v_{rec}$ sur l'axe Ov_z . Tous les profils sont ajustés avec des Lorentziennes¹. On observe immédiatement que pour chacun des profils, la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ est plus petite que v_{rec} . Ceci est la preuve du refroidissement en-dessous du recul d'un seul photon. Dans la limite des barres d'erreur les six largeurs ont la même valeur ce qui indique un refroidissement isotrope dans l'espace des vitesses². Un examen attentif révèle des ailes fortement asymétriques pour les distributions le long des axes qui coïncident avec la direction des faisceaux laser, c'est-à-dire le profil en v_y pour la colonne gauche et le profil en v_z en bas à droite. Nous expliquons cela par un recouvrement des six ailes des différents profils au voisinage de l'origine, recouvrement qui est difficile à prendre en compte dans les ajustements. C'est la raison pour laquelle dans la suite nous allons tenir compte seulement de 12 distributions de vitesse et non pas de 18 pour calculer la valeur moyenne de la dispersion en vitesse et la température associée. Pour les données montrées sur les figures 3.8 et 3.9, on détermine ainsi (selon 3.2) une dispersion en vitesse $\overline{\delta v} = 2,3 \text{ cm/s} = v_{rec}/4$, ce qui correspond à une température $T = T_R/16 = 250 \text{ nK}$. Tous les profils sont centrés autour du centre de gravité du paquet d'ondes auquel ils appartiennent. Observons que les hauteurs des pics appartenant à une "boule" sont les mêmes selon les trois axes. Ceci confirme que nous avons déterminé correctement le centre de gravité du paquet d'ondes. Le fait que les hauteurs des pics appartenant à des "boules" différentes soient égales nous indique que les intensités des faisceaux laser étaient bien équilibrées.

¹Les ajustements Lorentziens nous fournissent la demi-largeur à mi-hauteur. Nous multiplions cette valeur par un facteur 0,8, pour obtenir la demi-largeur de la courbe à $1/\sqrt{e}$.

²Ceci est de même une indication que les intensités des six faisceaux laser étaient bien équilibrées

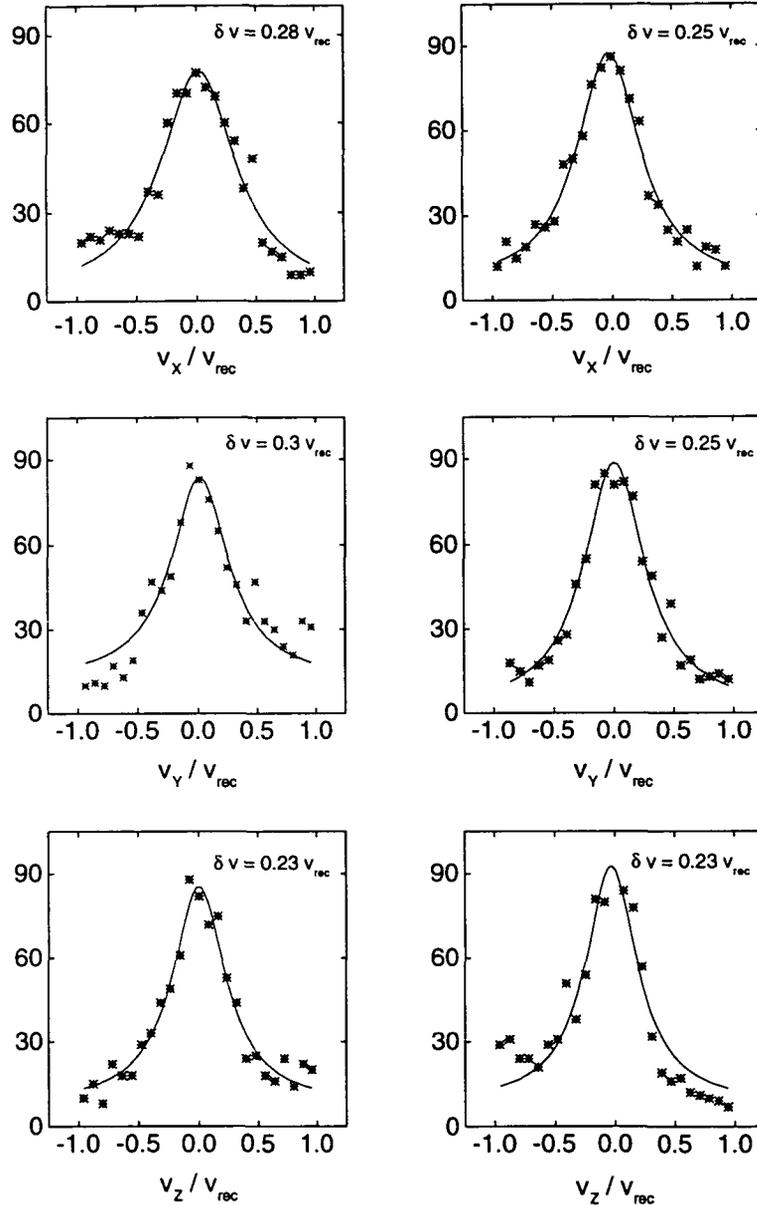


Figure 3.9: Exemples de distributions en vitesse des atomes refroidis à trois dimensions par VSCPT. La colonne de gauche représente les profils associés aux atomes localisées autour de $-v_{rec}$ le long de l'axe Ov_y , la colonne de droite ceux autour de $+v_{rec}$ selon Ov_z . Les ajustements sont faits avec des courbes Lorentziennes. Les paramètres expérimentaux valent : $\theta = 1$ ms, $\delta = 0,5\Gamma$ et $\Omega_R = 0,6\Gamma$. Les données montrées ici sont moyennées sur 80 lâchers successifs.

3.4.2 Expériences de refroidissement à deux phases

Dès les premières expériences, nous avons observé qu'à des intensités élevées ($\Omega > \Gamma$) et des désaccords positifs importants ($\delta > \Gamma$) le nombre d'atomes dans le pic froid augmente sur une échelle de temps de l'ordre de $100 \mu\text{s}$, bien que les six paquets d'ondes ne soient pas bien résolus. En revanche, à des intensités laser et des valeurs de désaccord plus petites, les températures atteintes étaient plus basses mais le nombre d'atomes froids diminuait considérablement. D'après les considérations théoriques présentées au paragraphe 1.3.4, dans le cas d'un désaccord bleu ($\delta > 0$), une force de friction de type Sisyphe aide au refroidissement. La marche au hasard des atomes dans l'espace des impulsions qui est responsable du remplissage des états non-couplés est d'autant plus efficace que la distribution initiale des atomes est étroite autour de $\mathbf{v} = \mathbf{0}$. C'est pourquoi, dans une deuxième série d'expériences, nous avons ajouté, avant le refroidissement par VSCPT proprement dit, une phase de pré-refroidissement Sisyphe.

Sur la figure 3.10 on voit nettement l'effet de ce pré-refroidissement. Nous avons représenté, pour deux situations différentes, le signal de temps de vol et l'image d'une distribution en position des atomes sur le détecteur dans une fenêtre temporelle $107 \rightarrow 128$ ms. La fenêtre est centrée autour du temps de chute des atomes ayant une vitesse verticale nulle (temps d'arrivée 120 ms) et choisie afin qu'elle ne comprenne que les trois intervalles de temps pertinents pour le refroidissement par VSCPT. Les figures a) et b) montrent le signal de temps de vol et la distribution initiale des atomes issus d'une mélasse optique. Le maximum du temps de vol est typiquement autour de 80 ms et la galette est arrosée de manière uniforme. Les deux figures (c) et (d) sont enregistrées après une phase de pré-refroidissement Sisyphe durant typiquement $100 \mu\text{s}$, avec une intensité laser élevée (de l'ordre de 2Γ) et un désaccord d'environ 2Γ vers le bleu de la transition. On remarque un pic important autour du temps de chute de 120 ms correspondant au temps de chute ballistique des atomes ayant une vitesse nulle. Sur l'image en position on ne voit pas des taches, signature d'un refroidissement au-dessus de la limite de recul. Nous pouvons alors interpréter l'effet d'une telle phase "Sisyphe" en termes de compression dans l'espace des vitesses de la distribution des atomes. La demi-largeur en vitesse associée au temps de vol passe de $\delta v \sim 5v_{rec}$ dans (a) à $\delta v \sim 2v_{rec}$ dans (c). Cette valeur est considérablement plus petite que celles atteintes par refroidissement Sisyphe habituel. L'existence d'un état non-absorbant réduit la diffusion dans l'espace des impulsions et permet d'atteindre durant des temps d'interaction plus courts une température de quasi-equilibre plus basse [72]. Nous espérons donc qu'en rajoutant une phase de pré-refroidissement nous allons augmenter l'efficacité du remplissage des états non-couplés par la marche au hasard dans l'espace des vitesses. En fait, la friction due à ce type d'effet Sisyphe coexiste toujours avec le

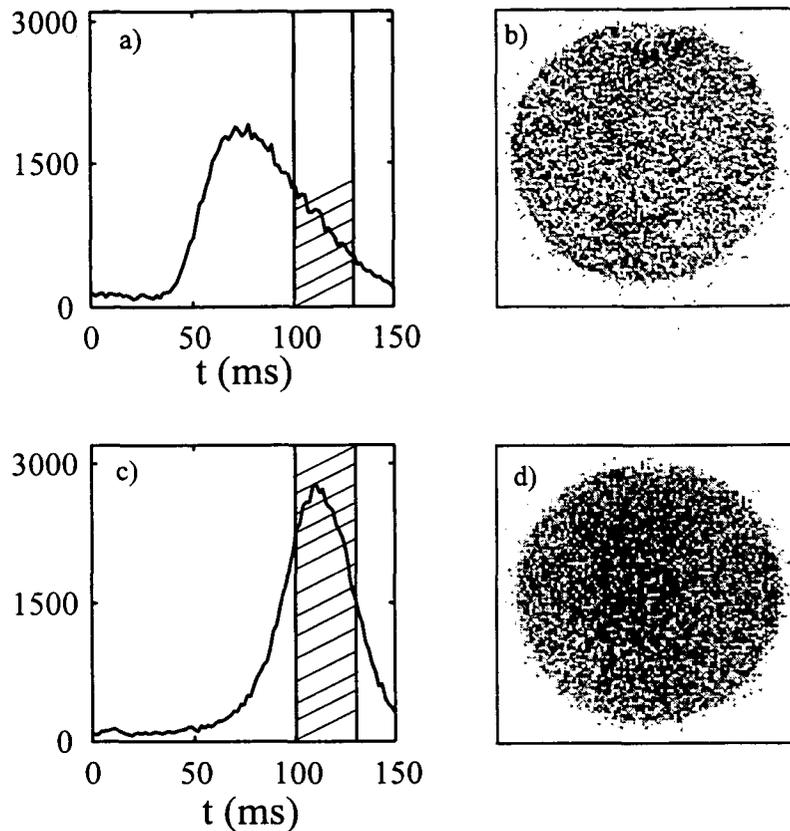


Figure 3.10: Comparaison des signaux de temps de vol et des images en position. Les images en positions correspondent aux zones hachurées des temps de vol associés. (a-b) distribution atomique avant refroidissement, (c-d) distribution après une phase “Sisyphus” de $100 \mu\text{s}$ ($\Omega \simeq 1,6 \Gamma$ et $\delta \simeq 1,7 \Gamma$). On observe un pic important autour de 120 ms, temps qui correspond au temps de chute ballistique des atomes ayant une vitesse nulle pendant la phase “Sisyphus”.

refroidissement par VSCPT pour un désaccord vers le bleu du laser. La densité élevée des atomes dans un volume de l'ordre de $2 v_{rec}$ dans l'espace des vitesses atteinte au cours d'une phase “Sisyphus” qui précède le refroidissement subrecul augmente la probabilité que l'atome au cours de sa marche au hasard “tombe” dans le piège.

Le résultat d'une expérience en deux phases, un pré-refroidissement Sisyphus suivi d'un refroidissement par VSCPT, est montré sur la figure 3.11. On reconnaît les six taches caractéristiques dans la distribution en position sur le détecteur. La figure (e) montre un des profils de la distribution en vitesse des atomes dans

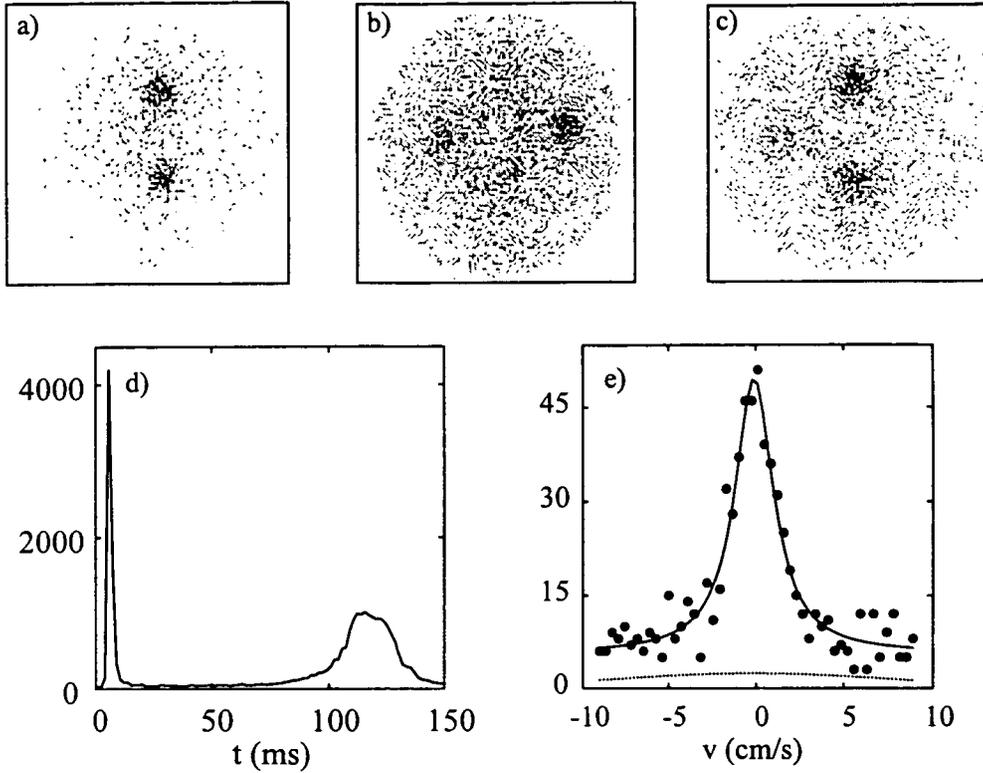


Figure 3.11: Expérience de refroidissement subrecul à deux phases : une phase “Sisyphé” de durée $100 \mu\text{s}$ ($\Omega = 1,6 \Gamma$, $\delta = 1,7 \Gamma$) suivie d’une phase VSCPT avec $\theta = 1 \text{ ms}$ ($\Omega = 0,8 \Gamma$, $\delta = 1,7 \Gamma$). La courbe en pointillés représente la distribution initiale des atomes autour de $v = 0$.

l’un des paquets d’ondes. Le profil est fait le long d’une direction perpendiculaire au faisceau laser associé, ce qui explique pourquoi la courbe n’est pas centrée en $v = v_{rec}$. La courbe correspondante en l’absence de VSCPT serait complètement plate sur cette échelle. Nous évaluons une dispersion en vitesse $\overline{\delta v} = v_{rec}/4,8$, ce qui correspond à une température associée $T = T_R/4,8^2 = T_R/22 \approx 180 \text{ nK}$. Nous calculons l’augmentation de la densité dans l’espace des impulsions en prenant le rapport des deux densités après et avant le refroidissement par VSCPT (voir aussi 3.3). Nous trouvons maintenant une augmentation d’un facteur 16 de la densité dans l’espace des vitesses pour chacun des six pics.

3.4.3 Etude quantitative du refroidissement subrecul par résonances noires à trois dimensions

Nous présentons dans ce paragraphe quelques études des variations de la température et de l'efficacité du refroidissement en fonction du temps de refroidissement θ et des paramètres laser. Nous comparons les résultats obtenus avec les prédictions du modèle statistique que nous avons présenté au premier chapitre. Nous rappelons que les prédictions de ce modèle sont valables dans le régime des temps d'interaction longs. Le modèle néglige les pertes d'atomes dues à la présence d'une force Doppler, dont l'effet est d'accélérer et donc d'expulser les atomes de vitesse élevée (voir chapitre 1, paragraphe 1.3.4).

Variation de la température

Les atomes piégés pendant un temps θ ont des impulsions p plus petites que p_θ et nous avons vu au chapitre 1 que p_θ est du même ordre de grandeur que la largeur δp de la distribution en impulsion des atomes. Nous pouvons alors comparer les prédictions issues du modèle utilisant les statistiques de Lévy pour les variations de p_θ en fonction du temps d'interaction θ et de la fréquence de Rabi Ω utilisée. Nous n'allons cependant pas étudier la variation de p_θ (ou de manière équivalente δp) mais celle de la température avec ces paramètres. La

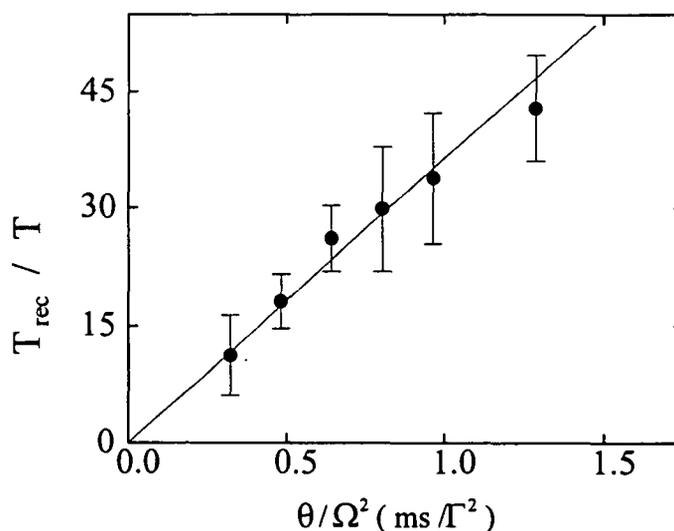


Figure 3.12: Variation de la température atteinte en fonction du temps d'interaction. La droite est un ajustement linéaire. Les paramètres expérimentaux sont: fréquence de Rabi totale $\Omega = 1,2\Gamma$, désaccord $\delta = \Gamma$.

température T des atomes refroidis est reliée à la largeur δp de la distribution en impulsion des atomes par $k_B T = (\delta p)^2/m$. Nous exprimons toujours dans la suite cette température T en unités de la température de recul T_{rec} . Selon la relation (1.84), le modèle prédit la variation suivante de $1/T$ en fonction du temps θ et de la fréquence de Rabi Ω :

$$\frac{T_{rec}}{T} = 16\Gamma \left(\frac{E_{rec}}{\hbar\Gamma} \right)^2 \frac{\theta}{\Omega^2/\Gamma^2} \quad (3.3)$$

Nous nous attendons alors à ce que, pour une fréquence de Rabi donnée, $1/T$ croisse comme θ . Le résultat expérimental d'une telle variation est montré sur la figure 3.12. L'ajustement des données expérimentales avec une droite qui passe par l'origine donne une pente égale à $35,4 \text{ (ms}/\Gamma^2)^{-1}$. La valeur attendue (selon l'équation 3.4.3) pour la pente de la droite est de $78,5 \text{ (ms}/\Gamma^2)^{-1}$. L'accord entre l'expérience et la prédiction théorique est bien vérifié de manière qualitative. La différence d'environ un facteur 2 entre les deux pentes peut d'une part provenir de l'incertitude que nous avons sur la mesure de la fréquence de Rabi et d'autre part du fait que le modèle simplifie beaucoup les processus impliqués dans le refroidissement. Ici, nous avons pris en compte la fréquence de Rabi totale en supposant qu'un atome "voit" les six faisceaux de lumière impliqués dans le refroidissement et que l'élargissement du niveau couplé est déterminé par toute la lumière présente dans le système.

Sur la figure 3.13 nous avons représenté la dépendance de l'inverse de la température en θ pour deux valeurs différentes de la fréquence de Rabi. Nous observons alors que la pente des droites (ajustements linéaires) augmente quand la fréquence de Rabi est plus faible et par conséquent que les températures atteintes sont plus basses. Le rapport des deux pentes doit être égal au rapport des carrés des deux fréquences de Rabi. Nous trouvons pour le rapport des pentes une valeur de 1,6 environ, le rapport des fréquences de Rabi étant $\Omega_1^2/\Omega_2^2 = 1,8$. Dans la limite des incertitudes sur la précision de notre mesure sur Ω et des approximations du modèle, l'accord entre l'expérience et les prédictions théoriques est satisfaisant.

La fraction d'atomes refroidis

Nous rappelons la définition de la fraction d'atomes refroidis $r(\theta)$ que nous avons donnée au début de ce chapitre. Nous considérons comme refroidis les atomes ayant une vitesse comprise dans un volume $\Delta v = 2\delta v_x 2\delta v_y 2\delta v_z$ au centre d'une "boule" dans l'espace des vitesses. Pour estimer la proportion d'atomes refroidis, nous prenons le rapport entre la somme des nombres d'atomes qui se trouvent dans le volume Δv autour du centre de chaque boule et le nombre total d'atomes que nous avons avant le refroidissement par VSCPT. Nous calculons ce

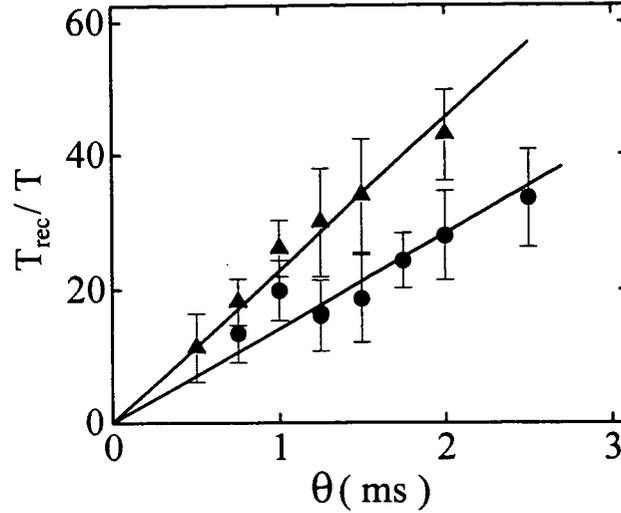


Figure 3.13: Dépendance de la température en fonction de θ pour deux valeurs différentes de la fréquence de Rabi : $\Omega_1 = 1,2\Gamma$ pour les triangles et $\Omega_2 = 1,6\Gamma$ pour les cercles. Les droites sont des ajustements linéaires.

dernier nombre à partir du nombre d'atomes détectés dans l'angle solide vu par le détecteur et en tenant compte de la gravité. Nous nous attendons à ce que la fraction d'atomes refroidis soit très faible dans une expérience à trois dimensions. Le modèle utilisant les vols de Lévy prédit que $r(\theta)$ tend vers zéro quand le temps d'interaction θ tend vers l'infini. Plus précisément, selon l'équation (1.85) :

$$r(\theta) = \frac{4\pi p_0^2}{p_{\text{max}}^3} p_\theta \quad (3.4)$$

Un calcul utilisant la relation $p_0^2 \tau_0 = p_\theta^2 \theta$, avec l'expression de $\tau_0 = 2/\Gamma'_C$, où Γ'_C est la largeur de l'état couplé³ et l'expression (1.84) pour p_θ , donne pour $r(\theta)$ l'expression suivante :

$$r(\theta) = \frac{\pi}{2^7} \left(\frac{\hbar k}{p_{\text{max}}} \right)^3 \left(\frac{\hbar \Gamma}{E_{\text{rec}}} \right)^3 \frac{\Omega^5}{\Gamma^3(\delta^2 + \Gamma^2/4)} \frac{1}{\sqrt{\theta}\sqrt{\Gamma}} \quad (3.5)$$

Remarquons que $r(\theta)$ tend vers zéro comme $1/\sqrt{\theta}$. La variation que nous avons trouvée expérimentalement est montrée sur la figure 3.14. On observe une diminution de $r(\theta)$ quand θ augmente (c'est-à-dire quand $1/\sqrt{\theta}$ diminue). Selon (3.5)

³Selon la référence [64] $\Gamma'_C = \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \Gamma^2/4}$.

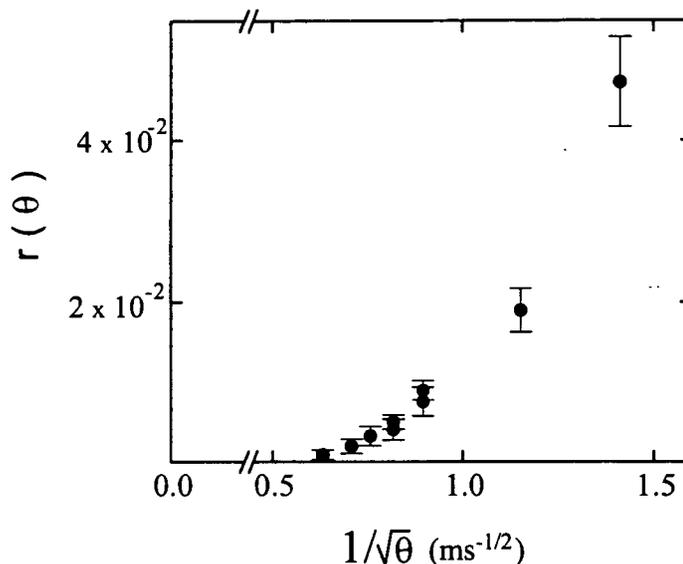


Figure 3.14: Dépendance de la proportion des atomes refroidis en fonction du temps d'interaction. Paramètres expérimentaux : $\Omega = 1,6 \Gamma$ et $\delta = \Gamma$.

nous attendons une variation linéaire de $r(\theta)$ avec $1/\sqrt{\theta}$ qui de plus passe par l'origine. Or nous trouvons une dépendance qui aux temps courts semble bien être linéaire mais ne passe pas par l'origine. Aux temps θ plus longs, la courbe tend rapidement vers zéro. Ce comportement suggère l'existence d'un mécanisme de pertes dont le modèle ne tient pas compte et qui fait en sorte que la fraction des atomes refroidis diminue plus rapidement que prévu. Nous pensons que la compétition entre les deux types de forces Sisyphé et Doppler (voir paragraphe 1.3.4) est responsable de cette perte d'atomes. Nous revenons sur l'action de ces diverses forces au paragraphe suivant. La figure 3.15 montre $r(\theta)$ en fonction de $1/\sqrt{\theta}$, pour deux valeurs de fréquence de la Rabi différentes. Pour une meilleure représentation l'axe vertical est en échelle logarithmique. Les deux courbes montrent un comportement similaire en fonction du temps d'interaction. Nous observons que le nombre d'atomes refroidis est plus grand quand la fréquence de Rabi est élevée. Les conditions expérimentales étaient : $\Omega_1 = 1,6 \Gamma$ pour la courbe avec des cercles pleins et $\Omega_2 = 1,2 \Gamma$ pour la courbe avec des cercles. Dans les deux cas le désaccord est $\delta = \Gamma$.

La relation (3.5) montre une forte dépendance de $r(\theta)$ en fonction de Ω . La différence entre les points expérimentaux dans les deux séries devrait être égale au rapport $(\Omega_1/\Omega_2)^5$, rapport qui vaut 4,2 pour les données montrées. Les étoiles sur le graphique 3.15 représentent les valeurs de la série à Ω faible, multipliées par

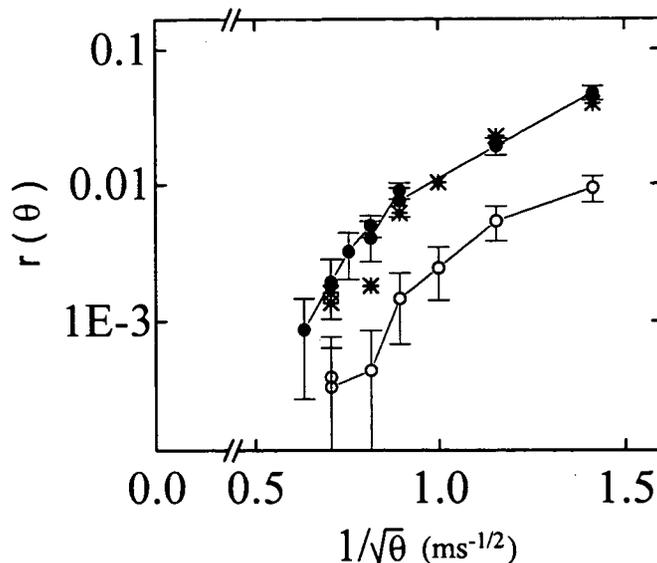


Figure 3.15: La variation de $r(\theta)$ avec θ pour deux valeurs de fréquence de Rabi différentes : $\Omega_1 = 1,6 \Gamma$ et $\delta = \Gamma$ pour les cercles pleins et $\Omega_2 = 1,2 \Gamma$ et $\delta = \Gamma$ pour les cercles. Les étoiles représentent les valeurs de la série en cercles multipliés par le rapport $(\Omega_1/\Omega_2)^5 = 4,2$.

le facteur 4,2. Notons que, en toute rigueur, p_{max} qui apparait dans l'expression (3.5) dépend également de Ω , par le mécanisme physique même. Nous ne tenons pas compte de cette dépendance ici. L'étude théorique complète associée n'a pas été faite et dépasserait le cadre du calcul que nous avons donné. Dans des conditions expérimentales typiques, l'effet Sisyphe confine les impulsions des atomes dans une zone de rayon $p_{max} \simeq 2\hbar k$. L'accord entre l'expérience et la prédiction théorique (selon la relation (3.5)) est satisfaisant.

Le gain de densité dans l'espace des vitesses dû au refroidissement

Nous avons vu au chapitre 1, section 1.3.5 que la densité d'atomes refroidis $h(\theta)$ correspond à $r(\theta)$ atomes dans un volume de l'ordre de p_θ^3 . On déduit alors à partir de l'équation (3.4) l'expression suivante pour la densité d'atomes refroidis autour du centre des "boules" :

$$h(\theta) = \frac{2\pi}{p_{max}^3} \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \theta \Gamma \quad (3.6)$$

On s'attend donc à une croissance linéaire de $h(\theta)$ avec θ . Nous rappelons que ceci n'est vrai que si la variation de $r(\theta)$ correspond aux prédictions du modèle.

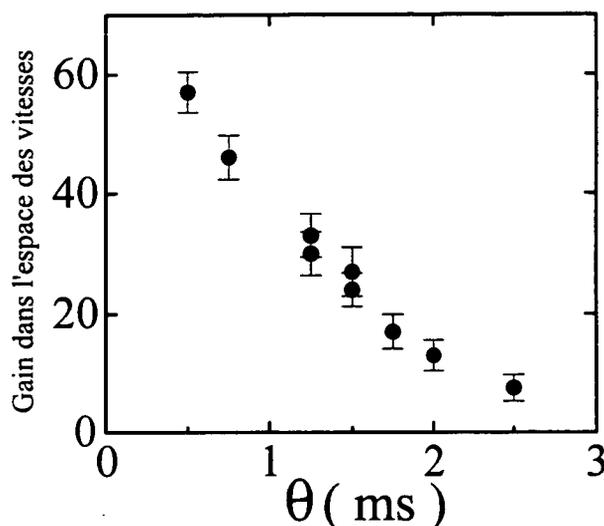


Figure 3.16: Augmentation de la densité des atomes dans l'espace des impulsions grâce au refroidissement en fonction du temps d'interaction. Paramètres expérimentaux : $\Omega = 1,6\Gamma$, $\delta = \Gamma$.

Or nous avons vu au paragraphe précédent que $r(\theta)$ diminue plus vite que prévu. Pour déterminer expérimentalement $h(\theta)$ nous divisons $r(\theta)$ par le volume $6 \times \Delta v$. Nous revenons ainsi à une seule "boule", conformément à la définition donnée au paragraphe 3.3. Le gain de densité dans l'espace des vitesses dû au refroidissement s'obtient maintenant en divisant la densité $h(\theta)$ par la densité d'atomes que nous avons avant refroidissement au voisinage de $\mathbf{v} = \mathbf{0}$. La figure 3.16 montre la variation du gain de la densité d'atomes dans l'espace des vitesses. Nous retrouvons ici encore des valeurs de l'ordre de 10-20 pour des temps θ autour de la milliseconde, comme dans l'expérience à deux phases que nous avons analysée au paragraphe 3.4.1. Le gain de densité varie de la même manière que $h(\theta)$, et devrait augmenter linéairement lorsque θ croît. En réalité il diminue lorsque θ augmente. Ce résultat est en accord avec le comportement de $r(\theta)$ (voir fig.3.14).

3.5 Etude des mécanismes pouvant limiter l'efficacité du refroidissement

Les résultats expérimentaux du refroidissement VSCPT à trois dimensions, en particulier le comportement du gain de la densité dans l'espace des phases ainsi que la faible proportion d'atomes refroidis, suggèrent l'existence d'un mécanisme de perte des atomes. Les études que nous présentons dans ce paragraphe ont été motivées par la volonté de comprendre ce mécanisme de perte.

3.5.1 Résultats expérimentaux avec un désaccord vers le rouge

Nous avons discuté au paragraphe 1.3.4 la compétition entre les forces Sisyphé et Doppler et nous avons vu que les deux forces ont des directions opposées. Dans le cas de l'atome d'hélium, les domaines d'action des forces sont voisins, et on doit tenir compte de la somme de leurs effets. La variation attendue de la somme de ces forces en fonction de la vitesse des atomes est représentée sur les figures 1.13 et 1.14. Nous rappelons que dans le cas d'un désaccord bleu, la vitesse critique v_c

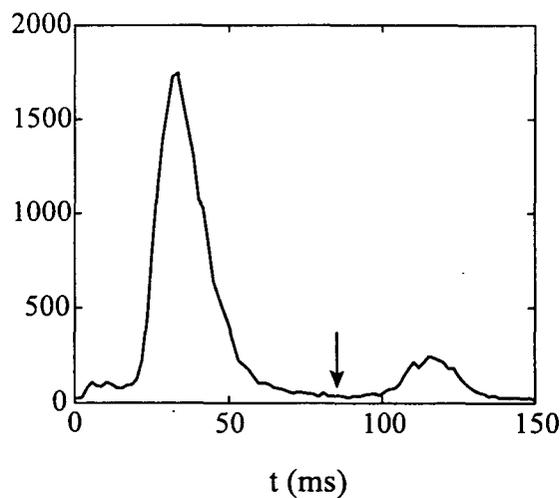


Figure 3.17: Signal de temps de vol dans une expérience tridimensionnelle avec un désaccord rouge. On observe deux pics : un correspondant aux atomes "chauds", accélérés par la force Doppler et le deuxième correspondant aux atomes refroidis centré autour de 120 ms comme dans les expériences avec un désaccord vers le bleu. Les conditions expérimentales sont : $\Omega \simeq 1,8 \Gamma$, $\delta \simeq -\Gamma$ et $\theta = 250 \mu\text{s}$.

pour laquelle les deux forces Sisyphé et Doppler sont égales est un point instable et son existence entraîne une perte d'atomes. Tout atome atteignant et dépassant la vitesse v_c est accéléré et ne peut plus revenir à l'origine.

En revanche, dans le cas d'un désaccord rouge, le point v_c est un point d'équilibre stable et les atomes ont tendance à s'y accumuler. Nous avons alors eu l'idée d'étudier une telle situation qui apparaît pour un désaccord rouge. Nous avons représenté sur la figure 3.17a) un signal de temps de vol obtenu dans une expérience où le laser était désaccordé vers le rouge. On observe deux pics, le premier très grand centré autour d'un temps d'arrivée sur le détecteur de 30 ms environ et le deuxième, centré autour de 120 ms correspondant aux atomes froids. Le temps d'interaction θ est de 250 μ s seulement. Pour des temps θ plus longs, le poids du pic correspondant aux atomes lents diminue considérablement.

Pour mieux comprendre les résultats expérimentaux, revenons à la situation physique et supposons que le problème a la symétrie radiale dans l'espace des vitesses. Les atomes s'accumulent sur une sphère de rayon v_c dans l'espace des vitesses. Nous nous attendons à ce que la distribution des vitesses radiales des atomes autour de v_c soit approximativement Gaussienne si la dispersion autour de cette valeur est suffisamment petite.

Prenons d'abord un cylindre centré autour de l'axe v_z de rayon petit devant v_c . La distribution selon v_z peut alors être approximée par une somme de deux Gaussiennes centrées autour de $\pm v_c$. La figure 3.18a) montre la distribution obtenue expérimentalement ajustée par une somme de deux Gaussiennes (ici nous avons pris $|v_x| \ll 2 v_{rec}$ et $|v_y| \ll 2 v_{rec}$). Nous n'observons sur le détecteur que la moitié "negative", c'est à dire les vitesses verticales orientées vers le bas.

Pour avoir un meilleur rapport signal sur bruit, nous pouvons aussi prendre en compte tous les atomes que nous détectons et analyser la distribution du module de la vitesse. A cause de la symétrie radiale du problème nous devons ajuster la courbe obtenue avec l'expression suivante :

$$A v^2 \left(e^{-\frac{(v-v_c)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(v+v_c)^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (3.7)$$

Nous retrouvons les deux Gaussiennes que multiplie maintenant un terme en v^2 qui apparaît à cause du passage en coordonnées sphériques. L'ajustement nous fournit une valeur de la vitesse critique v_c de 15 v_{rec} environ. La figure 3.18b) montre la distribution du module de la vitesse obtenue à partir des données enregistrées dans la même expérience que celle montrée sur la figure 3.18a). L'ajustement est fait avec la fonction 3.7. Nous avons tronqué la distribution des temps d'arrivée des atomes (voir figure 3.17) à l'endroit marqué d'une flèche pour ne tenir compte que des atomes froids. L'accord est bon et nous en déduisons une vitesse d'accumulation autour de v_c de 15 v_{rec} environ. Remarquons que, à cause de

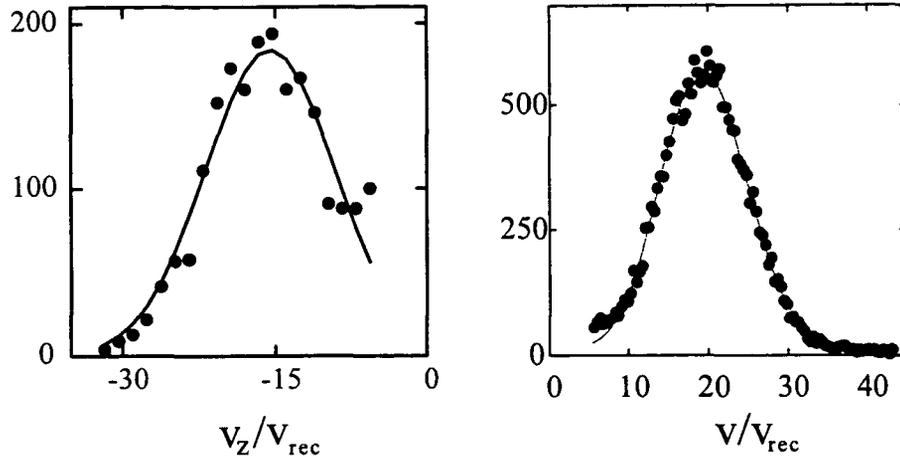


Figure 3.18: a) Distribution de la vitesse v_z ajustée avec une somme de deux Gaussiennes. La vitesse critique que l'on déduit est de $15 v_{rec}$ environ. b) Distribution du module de la vitesse. L'ajustement est fait avec l'expression 3.7 et donne la même valeur pour v_c mais avec un meilleur rapport signal sur bruit. Les conditions expérimentales sont les mêmes que dans la figure 3.17.

la multiplication par v^2 le maximum de la distribution du module de v ne correspond plus à v_c .

D'après l'expression (1.77) que nous avons établie au chapitre 1, cette vitesse est proportionnelle à la fréquence de Rabi et est indépendante du désaccord :

$$v_c = \frac{\Omega}{4k} \quad (3.8)$$

Expérimentalement, nous avons trouvé la variation linéaire avec Ω montrée sur la figure 3.19. La droite représente le meilleur ajustement passant par l'origine. La pente attendue selon (3.8) est de 4,7. Celle trouvée expérimentalement est de 7 environ.

La différence peut être attribuée au fait que l'expression 3.8 ne peut être en toute rigueur appliquée ici. Elle est issue d'une théorie unidimensionnelle et valable dans un régime perturbatif. Il faudrait, en fait, comparer le résultat de la figure 3.19 avec les calculs numériques faits par le groupe de N. Bigelow à Rochester. De plus, l'imprécision que nous avons sur la mesure de la fréquence de Rabi peut être une raison supplémentaire pour la différence des deux pentes théorique et expérimentale.

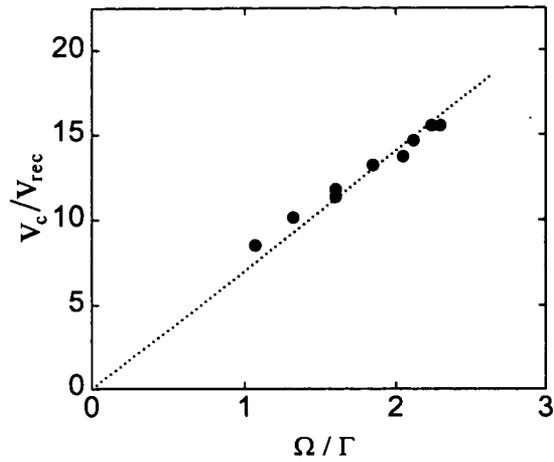


Figure 3.19: Variation de la vitesse critique v_c en fonction de la fréquence de Rabi. La droite en traits pointillés est le meilleur ajustement qui passe par l'origine. Les conditions expérimentales sont : $\delta \simeq -\Gamma$ et $\theta = 250 \mu\text{s}$.

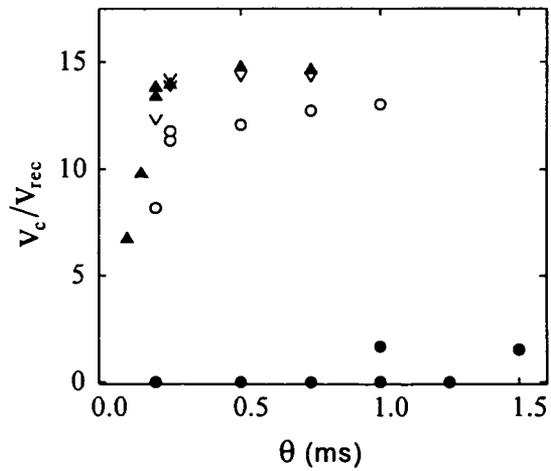


Figure 3.20: Variation de la vitesse critique en fonction du temps d'interaction θ . Les cercles vides correspondent à $\delta \simeq -\Gamma$, les triangles vides à $\delta \simeq -1,5 \Gamma$, les triangles pleins à $\delta \simeq -2 \Gamma$ et les cercles pleins à $\delta \simeq 0$. La fréquence de Rabi dans toutes les séries est $\Omega \simeq 1,6 \Gamma$ environ.

La variation de la vitesse v_c en fonction du désaccord et du temps d'interaction θ que nous avons trouvée expérimentalement est montrée sur la figure 3.20. En dehors du comportement à θ court, nous observons que la vitesse critique est, comme nous nous y attendons d'après la relation 3.8, indépendante de θ . Nous ne pouvons pas déterminer si les valeurs différentes que nous observons pour un désaccord $\delta \simeq -\Gamma$ proviennent d'un effet physique, ou bien d'une dérive de l'intensité laser. Les données à $\delta \simeq 0$ (cercles pleins) montrent que les barres d'erreur peuvent être de l'ordre de $2v_{rec}$. Ici encore on devrait comparer les résultats expérimentaux avec les calculs numériques.

Les résultats obtenus semblent vérifier notre hypothèse sur l'action combinée des forces Sisyphé et Doppler. Dans le cas d'un désaccord bleu ($\delta > 0$) ceci pourrait alors expliquer l'origine des pertes d'atomes que nous observons dans les expériences de refroidissement à trois dimensions. La variation de la vitesse critique avec Ω montre qu'en augmentant la fréquence de Rabi on peut "repousser" la vitesse critique afin que les atomes mettent plus de temps pour atteindre la vitesse critique. On pourrait ainsi espérer diminuer les pertes et augmenter la fraction d'atomes refroidis.

3.6 Conclusion

Le but des travaux décrits dans ce chapitre était d'une part de généraliser le refroidissement laser subrecul à trois dimensions et d'autre part de pousser le refroidissement par résonances noires jusqu'à ses limites.

Nous avons mis en évidence expérimentalement pour la première fois le refroidissement subrecul à trois dimensions. Après avoir démontré l'importance du pré-refroidissement Sisyphe, nous avons réussi à augmenter d'un facteur 16 la densité dans l'espace des impulsions d'un échantillon d'atomes d'hélium métastable en le refroidissant à une température environ 22 fois plus basse que la température de recul.

Une étude plus quantitative nous a permis de comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle théorique utilisant les statistiques de Lévy. Nous avons cherché à vérifier la variation prédite pour les trois paramètres caractérisant une expérience de refroidissement : la température atteinte, la fraction d'atomes refroidis et le gain de la densité dans l'espace des phases en fonction du temps d'interaction θ . En ce qui concerne la dépendance de la température en fonction de θ , nous avons trouvé un bon accord entre le comportement prédit par la théorie et celui observé. En revanche, la fraction d'atomes refroidis et le gain en densité dans l'espace des impulsions n'augmentent pas avec le temps d'interaction comme le modèle le prévoit. Une hypothèse possible pour expliquer ce désaccord est que l'on ne peut pas ignorer l'effet des forces Doppler. Ces forces agissent en sens opposé des forces de friction Sisyphe et deviennent prépondérantes aux vitesses élevées. Nous avons, par des expériences supplémentaires (utilisant un désaccord rouge), vérifié cette hypothèse. Nous avons observé que, dans ce cas les atomes s'accumulent sur une sphère de rayon v_c , valeur de la vitesse pour laquelle les actions des forces Doppler et Sisyphe se compensent.

Nous pouvons tirer de ces résultats deux conclusions importantes, l'une pour la description théorique et l'autre pour des futures expériences. Jusqu'à présent on s'est contenté d'introduire dans le modèle théorique des "murs" dans l'espace des impulsions qui confinent la marche au hasard pour tenir compte des forces de friction Sisyphe. Il faudrait utiliser un modèle de marche au hasard plus réaliste tenant compte de l'existence d'une force qui pousse les atomes vers l'origine pour $v < v_c$ alors qu'elle les éloigne pour $v > v_c$. Du point de vue expérimental, on peut envisager de reprendre les expériences avec une intensité laser plus élevée de manière à repousser le plus loin possible le point d'équilibre instable $v = v_c$. Nous n'avons pas pu étendre nos études faute de puissance laser mais récemment des nouvelles sources de lumière (diodes laser et amplificateurs à fibre) deviennent disponibles et permettraient de reprendre ces expériences.

Avec l'expérience acquise lors de l'étude du refroidissement à trois dimensions on pourrait aussi revenir au refroidissement subrecul à deux dimensions, pour

l'optimiser davantage et l'analyser à la lumière du modèle théorique. De même, on pourrait espérer obtenir des informations supplémentaires sur le chauffage dans la direction non refroidie.

Le fait que les atomes refroidis sont répartis dans plusieurs (six) paquets d'ondes réduit la densité dans l'espace des impulsions. L'idée de transférer toute la population refroidie dans un seul paquet d'ondes apparaît alors naturellement. Ceci augmenterait la densité dans l'espace des phases par un facteur six. C'est précisément ce que nous avons réalisé en exploitant la cohérence relative des différents paquets d'ondes et une fois encore la relation d'isomorphisme qui existe entre le champ laser et l'état noir. Le transfert adiabatique induit par laser est le sujet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Manipulation cohérente de paquets d'ondes atomiques

4.1 Introduction

Le refroidissement subrecoil par résonances noires prépare les atomes dans une superposition cohérente de plusieurs paquets d'ondes, deux, quatre ou six selon le nombre de dimensions refroidies. La vitesse du centre de masse de chaque paquet d'onde est égale à la vitesse de recul et est orientée le long d'un des faisceaux laser utilisés pour le refroidissement. Les atomes froids partent alors dans plusieurs directions de l'espace. Si l'on veut profiter de la dispersion subrecoil de leur vitesse dans des expériences ultérieures, il est souvent souhaitable d'avoir toute la population atomique dans un seul paquet d'onde, même si celui-ci a une vitesse non nulle. Nous avons atteint cet objectif en utilisant la méthode du passage adiabatique qui permet le transfert de tous les atomes dans un seul paquet d'ondes tout en préservant le caractère subrecoil de leur dispersion en vitesse. De plus, ces expériences constituent une preuve directe de la cohérence des paquets d'ondes issus des expériences VSCPT. Le résultat obtenu peut servir de point de départ pour de nombreuses applications en optique atomique.

Le passage adiabatique (induit ou non par laser) permet le transfert de population entre deux états avec une efficacité voisine de 100%. Les premières expériences de passage adiabatique sont connues dans le domaine de la résonance magnétique nucléaire [78]. Un noyau passe d'un état de spin vers un autre état de spin quand une radiofréquence est balayée à travers une résonance. Dans le domaine optique, le passage adiabatique a débuté avec des expériences sur des molécules. Les molécules préparées dans un certain état vibrationnel traversent un faisceau laser dont le front d'onde est courbé et passent ainsi dans un autre niveau vibrationnel [26]. Dans une deuxième génération d'expériences on faisait

varier de manière appropriée les amplitudes de deux ondes lumineuses et on faisait passer les atomes ou les molécules d'un état interne à un autre état interne sans perdre de particule [79, 80]. L'interprétation d'un tel mécanisme est que les molécules suivent adiabatiquement un état noir qui n'absorbe plus de lumière par suite d'une interférence destructive entre deux amplitudes d'absorption. La variation des amplitudes des deux ondes est telle que l'état noir évolue continûment de l'état interne dans lequel se trouve initialement la molécule à l'autre état interne dans lequel on veut la transférer. Plus tard, des travaux théoriques [28] ont montré que l'on peut, par cette méthode, transférer des quantités de mouvement entre l'état initial et final. La preuve expérimentale a été apportée trois ans plus tard avec la réalisation d'une lame séparatrice pour atomes [29, 30]. Nos expériences s'inscrivent dans cette catégorie. Dans le contexte du refroidissement subrecul par VSCPT, les premières expériences de passage adiabatique ont été faites à peu près en même temps à Paris dans notre équipe [31] et à Munich [82]. Dans le cas du refroidissement subrecul par des impulsions Raman un transfert de $80 \hbar k$ a été obtenu en conservant une dispersion en vitesse de $\hbar k/4$ [83]. Les expériences de passage adiabatique connues au début de ce travail étaient toutes des expériences à une dimension. L'un des objectifs du présent travail est de montrer que la méthode du passage adiabatique fonctionne aussi à deux et trois dimensions.

Nous débutons ce chapitre par des rappels sur le lien étroit entre le champ laser employé pendant le refroidissement et l'état noir qui existe pour un atome ayant une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$. Nous montrons comment, en exploitant cette relation d'isomorphisme, nous avons pu réaliser le transfert des atomes entre différents paquets d'ondes. Nous insistons ensuite sur quelques aspects importants des expériences qui ont été réalisées. Nous ne présenterons ici que les expériences à deux et trois dimensions. Les expériences à une dimension et toute l'analyse quantitative associée seront présentées dans la thèse de Bruno Saubaméa. Dans les expériences à deux dimensions l'accent sera mis sur une étude plus quantitative. Les expériences à trois dimensions porteront sur divers moyens de manipuler les paquets d'ondes d'une manière cohérente, ouvrant ainsi la voie à des nouvelles expériences, qui, à leur tour, vont tirer profit des propriétés de cohérence des ondes de de Broglie.

4.2 Le principe du transfert et le critère d'adiabaticité

Nous avons montré au chapitre premier que pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$, il existe toujours un état noir, quelle que soit la configuration du champ laser. De plus cet état $|\Psi^T\rangle$, non couplé au champ et stationnaire, présente la même structure que le champ laser. Nous avons défini une relation d'isomorphisme entre la base $\{|g_\mu\rangle, \mu = -1, 0, 1\}$ (voir définition 1.1) dans laquelle on exprime l'état atomique et la base $\{|\epsilon_\mu\rangle, \mu = -1, 0, 1\}$ (voir 1.14) que nous utilisons pour le champ électrique laser. Nous disons alors que l'état noir est "proportionnel" au champ laser.

Considérons un champ laser monochromatique quelconque, qui se décompose sur N ondes planes de vecteurs d'onde \mathbf{k}_j , de polarisation ϵ_j et d'amplitude \mathcal{E}_{0j} :

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \mathcal{E}_{0j} \epsilon_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} \quad (4.1)$$

Le vecteur $\Psi^T(\mathbf{r})$ (de composantes $\psi_\mu(\mathbf{r})$) associé à l'état noir $|\Psi^T\rangle$, est proportionnel au champ laser $\mathbf{E}(\mathbf{r})$:

$$\Psi^T(\mathbf{r}) = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (4.2)$$

où α est un scalaire complexe. Cette équation peut être réécrite sous la forme

$$|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle = \alpha \sum_{j=1}^N \mathcal{E}_{0j} e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} |g_j\rangle \quad (4.3)$$

où $|g_j\rangle$ représente l'état interne de l'atome. L'état interne a le même moment cinétique que le photon de polarisation ϵ_j du champ laser. L'état $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$ est une superposition d'ondes planes de de Broglie ayant les mêmes vecteurs d'onde \mathbf{k}_j que le champ (4.1) et des amplitudes proportionnelles à celles des ondes lumineuses qui induisent le refroidissement.

Les deux équations (4.1) et (4.3) montrent très clairement que le champ laser et l'état noir présentent la même structure. Imaginons que le champ laser, initialement constitué de N ondes planes, soit modifié. Supposons que le champ final comporte maintenant N' ondes planes. Dans la suite N' sera souvent choisi égal à 1, mais il peut prendre des valeurs plus élevées. Pourvu que ce changement se produise suffisamment lentement¹, l'état noir va suivre adiabaticquement la variation du champ laser et ne comportera lui aussi plus que N' ondes planes. L'état noir final ne dépendant que de la configuration du champ laser à la fin

¹Nous reviendrons sur le critère d'adiabaticité plus loin.

du transfert, la méthode du transfert adiabatique laisse une grande liberté pour la préparation de l'état final : en choisissant la polarisation du faisceau laser on peut fixer l'état interne des atomes et en choisissant la direction du faisceau lumineux on détermine le vecteur d'onde de l'onde de de Broglie. Remarquons que les atomes demeurent dans un état non couplé au champ laser pendant toute la durée du processus de transfert. Ils ne seront donc pas chauffés par des processus d'émission spontanée.

Si l'on combine le refroidissement subrecul par VSCPT avec le transfert adiabatique pour obtenir une seule onde de de Broglie, on diminue toujours le nombre de faisceaux laser employés pour le refroidissement. La sélectivité en vitesse du processus de refroidissement sera moins grande dans l'état final que dans l'état initial. Nous avons vu au chapitre 1, que les états noirs associés à un seul faisceau laser ne présentent aucune sélectivité en vitesse. Une telle situation n'est cependant pas générale car la sélectivité en vitesses demeure dans les états intermédiaires et permet à chaque onde de de Broglie de garder un vecteur d'onde de même module.

Dans une situation idéale, tous les atomes sont pompés optiquement dans l'état $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$. A part l'état noir, il existe un grand nombre d'états $|\Psi^{NC}(\mathbf{r})\rangle$ qui eux aussi ne sont pas couplés au champ laser et sont des superpositions cohérentes de plusieurs ondes planes (voir chapitre 1). Les modules des vecteurs d'onde de ces états non couplés sont distribués dans un intervalle de largeur δk autour des vecteurs \mathbf{k}_j . Ceci correspond à une dispersion en impulsion $\delta p = \hbar \delta k$ des atomes autour de l'impulsion moyenne $\hbar \mathbf{k}_j$, impulsion que les atomes auraient s'ils étaient dans l'état noir. Au fur et à mesure que le temps d'interaction augmente, la largeur δp diminue et tend vers zéro aux temps d'interaction infiniment longs. Le résultat du refroidissement n'est donc pas une superposition d'ondes planes, mais une superposition de paquets d'ondes. Ainsi, après un processus de transfert adiabatique, les atomes vont se trouver dans un seul paquet d'ondes qui conserve la dispersion en impulsion δp des paquets d'ondes initiaux².

Pour que le transfert des atomes soit adiabatique, les couplages des atomes initialement dans l'état noir avec d'autres états doivent être empêchés. De tels couplages conduiraient à une perte d'atomes à cause de l'émission spontanée. Le critère à satisfaire est bien connu dans le cas unidimensionnel, quand le champ laser comporte deux ondes lumineuses de polarisations orthogonales se propageant en sens opposés [28]. Dans ce cas, l'intensité est uniforme et le spectre d'énergie du Hamiltonien est discret. Il présente, à chaque instant t , trois niveaux (les niveaux "habillés"), l'un d'énergie nulle (l'état noir Ψ^T) et les deux autres Ψ^+

²Nous supposons ici que le temps τ_{ap} associé au passage adiabatique (de l'ordre de 10 à 20 μs) est suffisamment court pour qu'on puisse négliger tout refroidissement VSCPT supplémentaire venant s'ajouter au refroidissement initial qui a été effectué pendant une durée de l'ordre d'une milliseconde.

et Ψ^- d'énergies de l'ordre de $\pm\hbar\Omega(t)$, où $\Omega(t) = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$, $\Omega_{1,2}(t)$ étant les fréquences de Rabi associées aux deux ondes lumineuses [42]. Les couplages non diagonaux peuvent être négligés si la vitesse de variation de ces états propres du Hamiltonien est suffisamment faible [45]. De manière plus précise si :

$$|\langle\Psi^j(t)|\dot{\Psi}^l(t)\rangle| \ll \frac{1}{\hbar}|E_j(t) - E_l(t)| \quad (4.4)$$

avec $j \neq l$, et $j, l = T, +, -$. Dans ces conditions, un système initialement dans l'état $|\Psi^j(t)\rangle$ y reste lorsque l'état évolue continûment. Le changement du champ laser pendant un temps τ_{ap} doit être assez lent pour que le système initialement dans l'état noir Ψ^T suive adiabatiquement cet état et soit finalement dans le (nouvel) état noir. L'inégalité (4.4), que l'on peut réécrire sous la forme $\Omega\tau_{ap} \gg 1$, doit être satisfaite à chaque instant.

Dans le cas plus général d'un champ laser à deux et trois dimensions, l'intensité n'est plus uniforme et les déplacements lumineux varient dans l'espace de manière périodique. Le spectre du Hamiltonien (qui dépend du temps) présente alors une structure des bandes d'énergie permises et interdites [43]. Il est bien connu en physique de l'état solide que dans une même bande d'énergie on peut caractériser les états par un indice de Bloch q ($-k < q \leq k$) [85]. L'énergie de l'état noir est égale à l'énergie de recul et se trouve donc au bord de la première zone de Brillouin ($q = k$). Le couplage entre différentes bandes dépend de l'écart en énergie entre les bandes à cet endroit (quand $q = k$). L'échelle d'énergie pertinente n'est alors plus déterminé par la distance $\hbar\Omega$ entre les niveaux habillés, mais dépend de la différence d'énergie entre les bandes en bord de zone. On peut montrer [43] que cette différence d'énergie est de l'ordre de l'énergie de recul E_{rec} . Le temps pertinent pour le passage adiabatique est alors le temps de recul $\tau_{rec} = \hbar/E_{rec}$. Pour l'hélium le temps de recul vaut $3,7 \mu s$. Bien que nous n'ayons pas effectué des calculs plus détaillés, nous nous attendons à ce que le transfert adiabatique soit faisable sur une échelle de temps de l'ordre d'une dizaine de microsecondes.

4.3 Réalisation expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de transfert adiabatique est le même que celui employé pour les expériences de refroidissement à deux et trois dimensions décrites au chapitre précédent. Seuls la séquence temporelle et le montage optique sont légèrement différents, c'est pourquoi nous insistons sur ces deux aspects.

4.3.1 La séquence temporelle

Une expérience de passage adiabatique nécessite le contrôle indépendant d'un ou de plusieurs faisceaux laser. En pratique, nous réalisons ceci à l'aide des modulateurs acousto-optiques qui nous permettent de modifier, entre autres, l'intensité des différents faisceaux laser. Dans les expériences à deux dimensions ainsi que dans une première génération d'expériences à trois dimensions nous avons baissé progressivement (pendant un temps τ_{ap} d'environ $10 \mu s$) l'intensité de tous les faisceaux laser sauf un. On peut alors transférer les atomes dans un seul paquet d'ondes associé au faisceau laser qui reste allumé.

Le cycle de déroulement d'une expérience est alors le suivant : dans un premier temps les atomes sont ralentis, piégés dans un piège magnéto-optique et refroidis

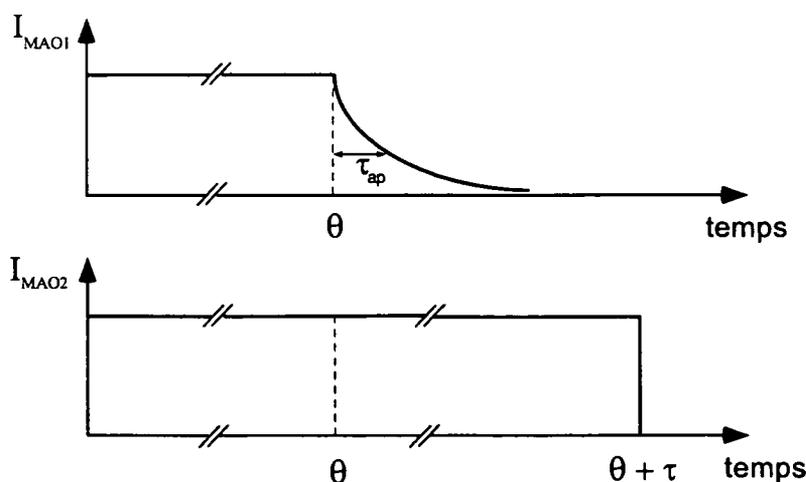


Figure 4.1: Séquence temporelle d'une expérience de transfert adiabatique. Pendant une durée θ les atomes sont refroidis par VSCPT avec (quatre ou six) faisceaux laser d'intensités égales. Ensuite, l'intensité de tous les faisceaux laser à l'exception d'un seul est abaissée lentement en un temps caractéristique τ_{ap} . Le dernier faisceau est éteint environ $300 \mu s$ plus tard.

davantage dans une mélasse optique. Les faisceaux laser utilisés sont accordés sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$. Ensuite les atomes sont refroidis en-dessous du recul à l'aide d'un champ laser accordé sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ pendant un temps d'interaction θ valant typiquement une milliseconde. Le champ laser comporte d'habitude quatre ou six faisceaux laser d'intensités égales, selon que l'on refroidit les atomes à deux ou trois dimensions. Jusqu'à ce point la séquence temporelle d'une expérience de passage adiabatique coïncide avec celle d'une expérience de refroidissement. Pour réaliser le transfert adiabatique nous diminuons lentement l'intensité de tous les faisceaux laser sauf pour l'un d'entre eux. Le dernier faisceau est laissé allumé pendant un temps τ , long devant la constante de temps τ_{ap} de la décroissance de l'intensité des autres faisceaux. On est alors sûr que tous les faisceaux, à l'exception de celui qui reste allumé, sont éteints. Ensuite, pour éviter des processus d'absorption dûs à des effets parasites, comme par exemple des champ magnétiques, le dernier faisceau est éteint (brusquement) après un temps τ d'environ $300 \mu s$. Les atomes sont détectés de la même façon que dans les expériences décrites au chapitre précédent.

4.3.2 Le montage optique

La figure 4.2 montre le montage optique utilisé dans une première génération d'expériences. Le faisceau laser est divisé en deux parties. Chaque partie passe deux fois à travers un modulateur acousto-optique avant d'être dirigée vers l'expérience. Une partie est divisée en trois ou cinq faisceaux, selon que l'expérience s'effectue à deux ou trois dimensions. La deuxième partie est envoyée directement sur les atomes. Les modulateurs acousto-optiques, MAO1 et MAO2, contrôlent d'une part la fréquence³ et d'autre part l'intensité des faisceaux laser qui les traversent. Dans ce montage ils sont bien sûr commandés par le même oscillateur, afin que tous les faisceaux aient la même fréquence. En revanche les puissances RF sont indépendantes. En modifiant la puissance radiofréquence envoyée sur le MAO1, on change simultanément et de la même manière l'intensité des trois (ou cinq) faisceaux, sans affecter celle du quatrième (ou sixième) faisceau.

Une expérience de transfert adiabatique est caractérisée par l'efficacité du transfert. Nous définissons cette quantité comme le rapport entre le nombre d'atomes froids détectés après le transfert dans le paquet d'ondes unique et le nombre d'atomes froids qui se trouvaient dans tous les paquets d'onde initiaux.⁴ Il est alors clair que pour déterminer l'efficacité d'un transfert adiabatique nous

³C'est la raison pour laquelle nous utilisons ces modulateurs acousto-optiques en double passage, dans une configuration dite en "œil de chat". L'avantage de ce type de montage par rapport au montage en simple passage est que l'alignement ne change pas quand la fréquence est modifiée.

⁴Nous reviendrons sur cette définition au prochain paragraphe.

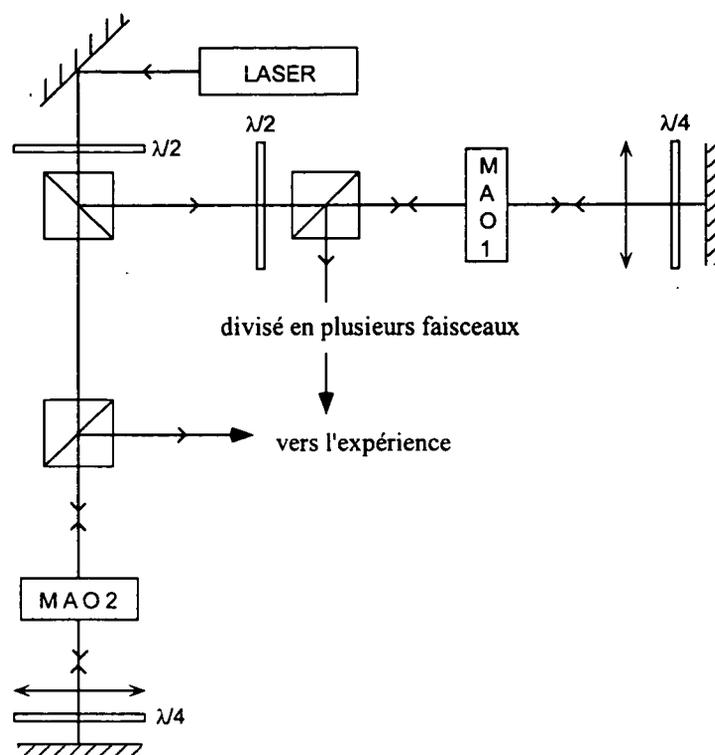


Figure 4.2: Montage optique utilisé pour la première génération des expériences de passage adiabatique. Le faisceau laser est divisé en deux parties, chacune traversant un modulateur acousto-optique. On peut ainsi contrôler indépendamment l'intensité de chacun des deux faisceaux.

avons besoin, en tant que référence, de connaître l'état initial. Pour cela, nous avons intérêt à traiter les deux parties du faisceau laser initial qui traversent les modulateurs MAO1 et MAO2 respectivement de la même manière. En particulier, elles doivent être éteintes en même temps, ou bien dans un délai plus petit que 300 ns environ. Ce délai doit être court devant le temps τ_{ap} le plus court pour lequel un transfert, bien qu'incomplet, peut avoir lieu.

Dans une première génération d'expériences, quand nous utilisons le montage optique montré sur la figure 4.2, nous nous sommes heurtés à des difficultés lors de l'enregistrement du fichier de référence. Nous réglions les intensités de chaque faisceau laser de telle sorte que les hauteurs des quatre pics atomiques soient égales⁵. En mesurant ensuite les intensités lumineuses nous nous sommes aperçus qu'elles étaient souvent très différentes dans les différents bras. Il s'est alors avéré que la coupure des deux parties se faisait avec un délai de l'ordre de la microseconde. Ce temps correspond au temps que met l'onde acoustique à se propager sur une distance de l'ordre du millimètre dans le modulateur acousto-optique. Ceci explique pourquoi les deux modulateurs acousto-optiques MAO1 et MAO2, bien que commandés par le même signal électronique, coupaient la lumière à des moments différents. Un alignement très soigneux et une synchronisation de la coupure à 300 ns près étaient nécessaires avant chaque série d'expériences. On évitait ainsi que par suite de la non-synchronisation, des transferts adiabatiques partiels se produisent pour le fichier de référence.

Nous avons alors, dans une deuxième génération d'expériences, modifié le montage optique, afin de nous débarrasser de ces problèmes de délai dans la coupure des faisceaux. Le nouveau montage est montré sur la figure 4.3. Le faisceau laser passe d'abord à travers un modulateur acousto-optique monté en "œil de chat". Le rôle de ce MAO est seulement de changer la fréquence du faisceau. Ensuite le faisceau traverse une fois le modulateur MAO3. Le faisceaux diffracté au premier ordre est divisé en deux. Les deux parties traversent en simple passage les modulateurs acousto-optiques MAO1 et MAO2 respectivement et sont ensuite dirigés vers l'expérience. Les trois modulateurs MAO1, MAO2 et MAO3 sont commandés par un même oscillateur de fréquence fixe, afin que l'alignement des faisceaux reste inchangé. Comme auparavant, une partie est divisée en plusieurs faisceaux, trois ou cinq selon le nombre de dimensions refroidies, tandis que l'autre partie est envoyée directement à l'expérience. L'avantage de ce montage est que, pour réaliser l'expérience de référence, on peut couper le faisceau laser par l'intermédiaire du MAO3, avant qu'il ne soit divisé. Comme l'extinction des faisceaux n'est jamais parfaite, les MAO1 et MAO2 sont coupés 100 μ s plus tard, quand l'intensité a décré à un niveau suffisamment faible pour qu'une coupure retardée ne joue plus aucun rôle. L'interrupteur installé sur le signal de commande du MAO3 reçoit un

⁵Nous supposons ici que l'efficacité du détecteur est uniforme sur toute sa surface active.

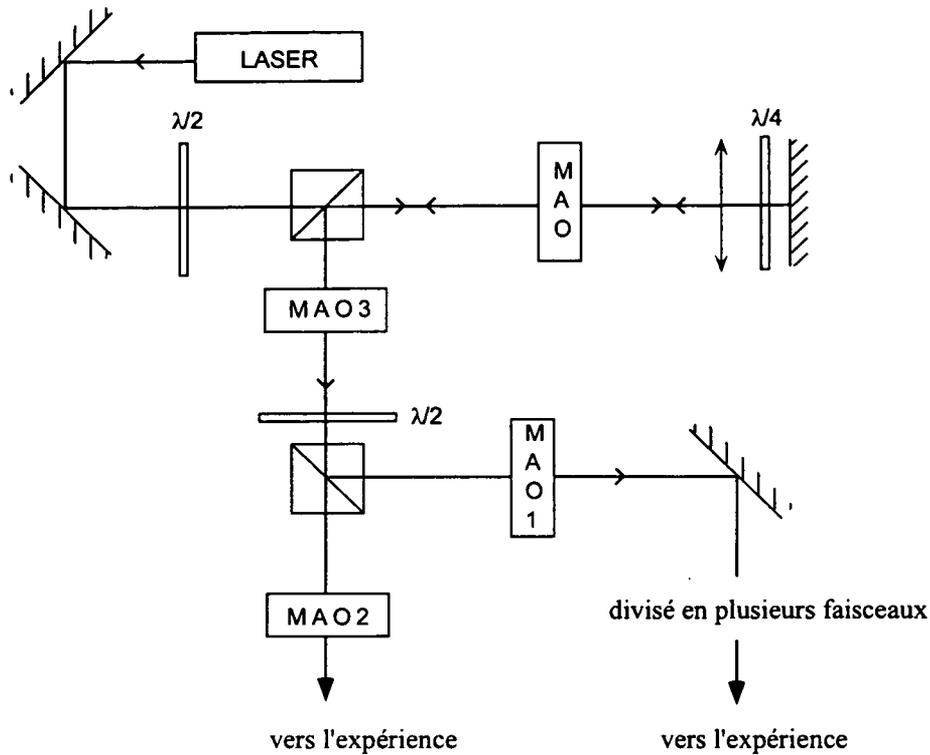


Figure 4.3: Montage optique utilisé dans la deuxième génération d'expériences de passage adiabatique. Le faisceau laser est divisé en deux parties, après avoir traversé le modulateur MOA3. Pour les fichiers de référence celui-ci est coupé $100 \mu\text{s}$ avant les modulateurs MAO1 et MAO2.

signal logique (TTL), ne pouvant ainsi que laisser passer ou éteindre le faisceau sans changer son intensité. Les interrupteurs montés sur le circuit de commande des MAO1 et MAO2 peuvent quant à eux modifier l'intensité du faisceaux laser, en particulier l'éteindre progressivement.

Pour effectuer un transfert adiabatique nous allons donc, comme dans le montage précédent, à la fin du temps de refroidissement θ , baisser lentement (pendant un temps τ_{ap}) l'intensité de la partie laser qui traverse le MAO1, tout en gardant allumé le faisceau qui passe à travers le MAO2. Ce dernier faisceau est éteint environ $300 \mu\text{s}$ après θ . Pour assurer une meilleure coupure, le MAO3 coupe le faisceau davantage $100 \mu\text{s}$ plus tard. Nous évitons ainsi que les atomes absorbent des photons à cause des effets parasites, comme par exemple des champs magnétiques résiduels.

4.4 Expériences de transfert adiabatique à deux dimensions

Le refroidissement à deux dimensions par VSCPT prépare les atomes dans une superposition cohérente de quatre paquets d'ondes. Les expériences décrites dans cette section nous ont permis de transférer la majeure partie de la population atomique dans un seul paquet d'onde, tout en préservant les dispersions en impulsion subrecul des paquets d'ondes initiaux. Elles constituent les premières expériences de passage adiabatique à plus d'une dimension. Nous présentons d'abord une de nos meilleures expériences et nous précisons davantage la définition de l'efficacité de transfert. Suit une étude de la variation de l'efficacité avec le temps de transfert τ_{ap} et avec le couplage atome-laser Ω .

4.4.1 Mise en évidence

Le déroulement d'une telle expérience est très simple. Nous préparons d'abord les atomes refroidis à deux dimensions en-dessous de T_{rec} pendant un temps θ valant typiquement 1 ms. Pour cela nous utilisons quatre faisceaux laser, dont trois proviennent du même faisceau ayant traversé le modulateur acousto-optique MAO1 (voir figure 4.2). Le quatrième faisceau passe à travers le MAO2. Les quatre faisceaux ont la même intensité. La géométrie du montage a déjà été discutée au chapitre précédent. Le résultat du refroidissement est montré sur la figure 4.4c. Il constitue la référence pour l'expérience de transfert décrite plus loin. La dispersion en impulsion est estimée à $\delta p = \hbar k/6,5$ ce qui correspond à une température $T \simeq T_{rec}/40$.

Pour effectuer une expérience de transfert adiabatique, après un temps de refroidissement θ , nous diminuons lentement l'intensité dans trois des faisceaux pendant un temps caractéristique $\tau_{ap} = 15 \mu s$. Ne reste allumé que le faisceau représenté schématiquement sur la figure 4.4b. Il est éteint $300 \mu s$ plus tard. Le résultat de cette expérience est montré sur la figure 4.4d. On voit clairement que les atomes ont été transférés dans un seul paquet d'ondes. La vitesse du centre de masse est déterminée par l'orientation du faisceau laser qui reste allumé plus longtemps. La dispersion en vitesse de ce paquet d'onde est, dans la limite des barres d'erreur (qui sont ici de l'ordre de 5%), la même que celle dans les quatre paquets d'ondes avant le transfert.

Nous avons défini l'efficacité du transfert comme le rapport entre le nombre d'atomes froids qui se trouvent dans le pic unique après passage adiabatique et la somme du nombre d'atomes qui se trouvaient dans les quatre pics avant le transfert. Comme dans une telle expérience les atomes demeurent dans les états noncouplés pendant le transfert la largeur des pics reste invariable. Nous

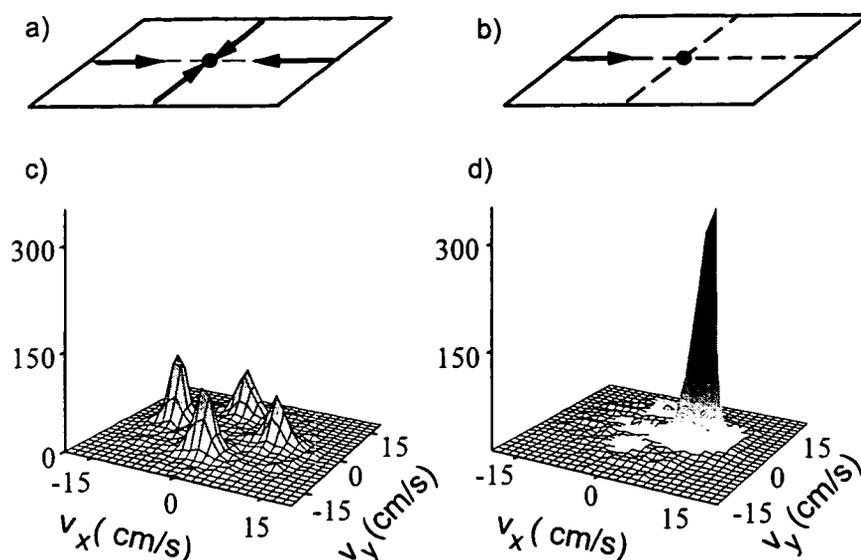


Figure 4.4: Transfert adiabatique à deux dimensions. a) Configuration laser utilisée pour le refroidissement par VSCPT à deux dimensions. b) Orientation du faisceau lumineux qui reste allumé pendant que les trois autres sont éteints lentement. c) Distribution en vitesses après refroidissement subrecul dans quatre paquets d'ondes. d) Distribution des vitesses atomiques après transfert adiabatique dans un seul paquet d'ondes. Les paramètres expérimentaux étaient: $\Omega \sim 0,4\Gamma$, $\delta \sim +\Gamma$, $\theta = 1$ ms, $\tau_{ap} = 15 \mu\text{s}$. L'efficacité de transfert est de l'ordre de 90%. Les échelles verticales utilisent les mêmes unités arbitraires.

estimons donc l'efficacité en prenant le rapport entre la hauteur du pic après passage adiabatique et la somme des quatre hauteurs avant. Notons que, avec une telle définition, l'efficacité ne prend jamais des valeurs plus petites que 0,25. Dans une expérience de refroidissement à deux dimensions un quart des atomes se trouvent déjà dans le paquet d'onde qui sera l'état final après le transfert. En pratique, pour des raisons de rapport signal sur bruit nous comptons le nombre d'atomes qui ont des vitesses v_x et v_y comprises dans un petit cylindre de rayon 1 cm/s centré autour de la vitesse moyenne du centre de masse de chaque paquet d'onde. Le rayon du cylindre est légèrement plus petit, mais comparable à δv la demi-largeur (à $1/\sqrt{e}$) de la distribution en vitesses. Pour l'exemple montré sur la figure 4.4 l'efficacité du transfert est de 90% environ. A la différence des expériences à une dimension où nous avons obtenu des efficacités de transfert voisines de 100%, dans les expériences à deux dimensions nous n'avons pas réussi à dépasser 90%. Les 10% d'atomes "perdus" se retrouvent en partie à la position

des trois autres pics présents avant le transfert. Il est possible qu'une partie soit passée dans des autres bandes d'énergies que nous ne détectons pas.

4.4.2 Etude quantitative

Nous avons étudié principalement la variation de l'efficacité du transfert avec le temps caractéristique du passage adiabatique τ_{ap} . Bien qu'il n'existe aucune prédiction théorique, nous nous attendons à ce que l'efficacité augmente avec τ_{ap} , car la condition d'adiabaticité devrait être encore mieux satisfaite. La figure 4.5 montre une telle variation de l'efficacité de transfert avec le temps de passage. La pente est raide aux temps courts. A partir d'un temps de l'ordre de $4 \mu s$ la

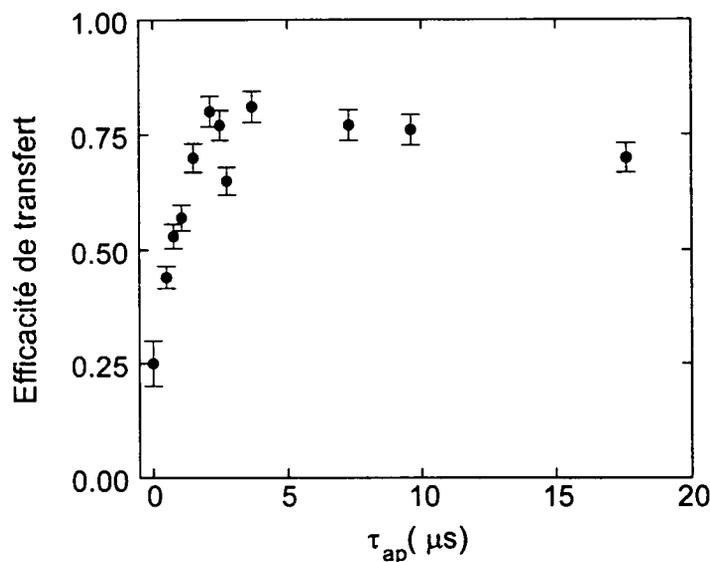


Figure 4.5: Variation de l'efficacité du transfert avec le temps de passage τ_{ap} dans une expérience à deux dimensions, où nous transférons la population atomique de quatre paquets d'ondes dans un seul. Observons que à $\tau_{ap} = 0$, un quart des atomes se trouvent déjà dans l'état final.

pente change et l'efficacité approche des valeurs voisines de 0,80. Nous pouvons comprendre ce comportement, si nous nous rappelons que l'échelle de temps pertinente pour le passage adiabatique à deux dimensions est le temps de recul, qui dans le cas de l'hélium vaut $3,7 \mu s$. L'accord entre les résultats expérimentaux et les attentes théoriques est très bon. La série d'expériences montrée sur la figure 4.5 a été enregistrée avec le premier montage optique décrit au paragraphe précédent (voir figure 4.2).

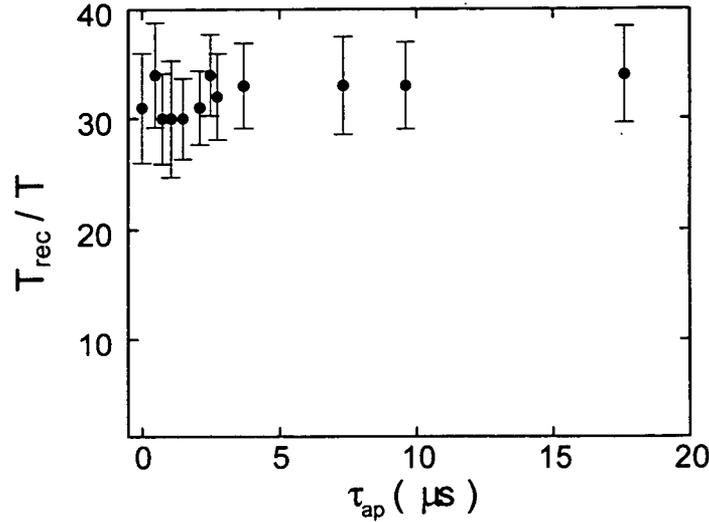


Figure 4.6: Variation de la température des atomes refroidis avec le temps caractéristique du passage adiabatique. La température initiale, à $\tau_{ap} = 0$, était $T = T_{rec}/32$.

La température des atomes ne change pas au cours du transfert (dans la limite des barres d'erreur⁶). La figure 4.6 montre que la température reste pratiquement constante. Notons que l'état final ne présente plus aucune sélectivité en vitesses : les atomes une fois dans l'état interne $m = 1$ ou $m = -1$, selon que la polarisation du faisceau qui reste allumé est σ_+ ou σ_- , se trouvent dans les états propres du Hamiltonien.

Nous avons répété les expériences en utilisant le deuxième montage optique (voir figure 4.3). Les résultats sont montrés sur la figure 4.7 (les cercles pleins). La variation de l'efficacité présente la même allure que dans la figure 4.5. La pente change, ici aussi autour de $\tau_{ap} \sim \tau_{rec} = 3,7 \mu\text{s}$.

Pendant toutes les expériences présentées jusqu'à maintenant, nous avons maintenu constante l'intensité du faisceau qui reste allumé pendant que les trois autres sont diminuées progressivement.

La condition d'adiabaticité pour le cas unidimensionnel (4.4) suggère qu'une telle condition est mieux satisfaite quand la fréquence de Rabi du faisceau qui reste allumé augmente. Nous nous attendons alors à ce que ceci reste vrai à plusieurs dimensions. Nous avons confirmé expérimentalement que l'efficacité

⁶Les barres d'erreur sont calculées à partir de l'écart type déterminé sur les profils en vitesses.

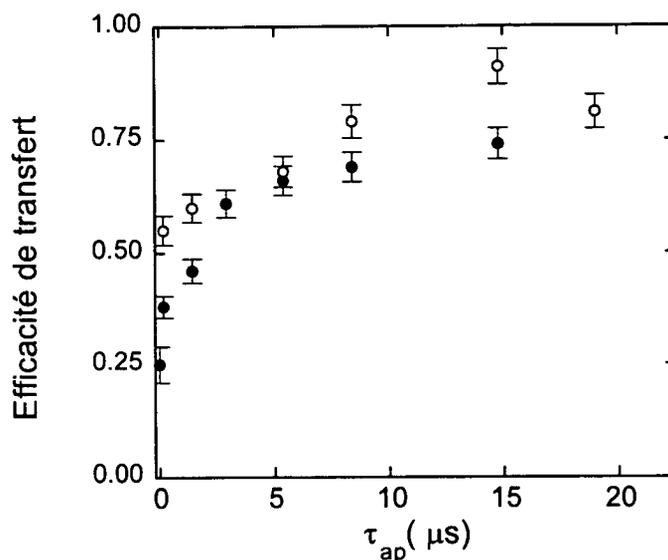


Figure 4.7: Variation de l'efficacité du transfert avec le temps de passage τ_{ap} quand l'intensité du faisceau qui reste allumé (pendant que les trois autres sont éteints lentement) est gardée constante (cercles pleins) ou est augmentée progressivement (cercles ouverts).

du transfert augmente avec l'intensité du faisceau laser qui reste allumé plus longtemps. Nous avons, à l'aide du modulateur acousto-optique MAO3, augmenté l'intensité de ce faisceau au fur et à mesure que l'intensité dans les trois autres faisceaux diminuait. Les cercles ouverts sur la figure 4.7 montrent le résultat de cette expérience. Nous observons que dès les temps courts l'efficacité du transfert augmente et reste pratiquement toujours plus grande que dans le premier cas, quand l'intensité du quatrième faisceau est maintenue constante. Il n'existe plus une rupture nette dans la variation avec τ_{ap} , la condition d'adiabaticité semble mieux satisfaite même aux temps inférieurs à τ_{rec} .

4.4.3 Une variante de l'expérience

Avant de passer à la discussion des expériences de transfert adiabatique à trois dimensions, nous présentons une petite expérience que nous avons faite et qui illustre d'une manière très claire la relation d'isomorphisme qui existe entre le champ laser et l'état noir. C'est une expérience de passage adiabatique dans

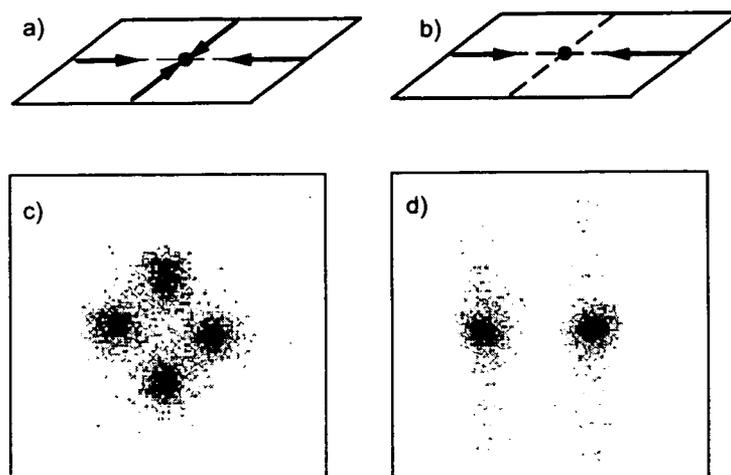


Figure 4.8: VSCPT et transfert adiabatique à deux dimensions dans deux paquets d'ondes. a) et b) Configurations laser avant et après le transfert. c) Distribution en position du fichier de référence. d) Distribution en position des atomes après le transfert. Aux deux taches attendues se superposent les deux bandes caractéristiques du refroidissement unidimensionnel.

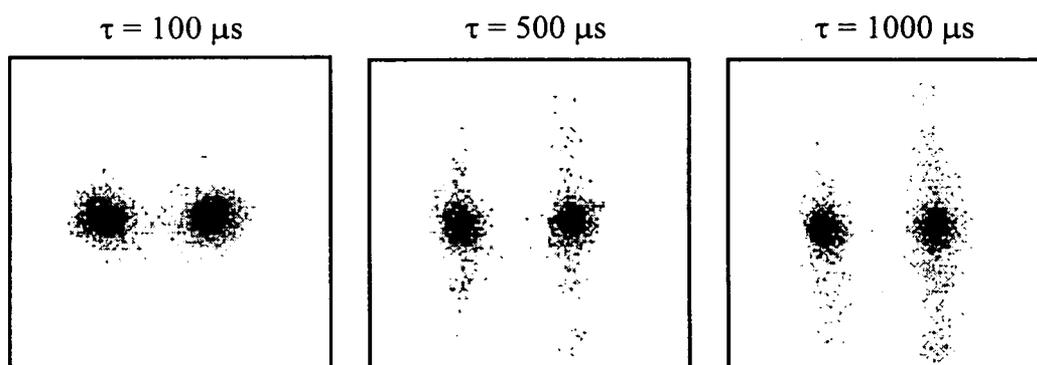


Figure 4.9: Transfert adiabatique à deux dimensions dans deux paquets d'ondes. Distribution en position dans une fenêtre temporelle 70 – 90 ms pour trois valeurs de τ différentes. Les conditions expérimentales sont les mêmes que dans l'expérience de la figure 4.8.

laquelle nous transférons dans deux paquets d'ondes les atomes qui se trouvaient initialement dans quatre paquets d'ondes. Le montage optique est alors un peu modifié afin de pouvoir contrôler indépendamment chaque paire de faisceaux. Les figures 4.8a) et b) montrent les configurations laser avant et après le transfert. Nous partons de la configuration laser standard de refroidissement à deux dimensions. Nous diminuons progressivement l'intensité dans deux faisceaux qui se propagent en sens opposés et nous maintenons constante l'intensité dans la deuxième paire de faisceaux. La figure 4.8d) montre la distribution en position des atomes enregistrés sur le détecteur. Nous distinguons bien les deux taches qui correspondent aux atomes refroidis à deux dimensions et qui ont été transférés dans les deux paquets d'ondes associés aux faisceaux lumineux qui restent allumés. Se superposent sur ces taches deux bandes, signatures d'un refroidissement unidimensionnel. Pendant la durée $\tau = 300\mu\text{s}$ les atomes qui ne sont pas dans un état noir ou non couplés sont refroidis à une dimension grâce à la présence des deux faisceaux laser se propageant en sens opposés.

Nous avons vérifié expérimentalement que la contribution des "bandes" devient de plus en plus importante au fur et à mesure que nous augmentons τ . Ceci apparaît clairement sur la figure 4.9. Sur les trois images de la figure 4.9 la durée τ , pendant laquelle les deux derniers faisceaux restent allumés, augmente et on voit bien que les deux bandes deviennent de plus en plus importantes. A la différence du transfert dans un seul paquet d'ondes, l'état final présente ici encore une sélectivité en vitesse. On voit sur la séquence d'images de la figure 4.9 que la taille des taches diminue à cause du filtrage. Les atomes dont la durée de vie est plus courte que $\theta + \tau$ vont quitter les états non couplés.

4.5 Expériences de passage adiabatique à trois dimensions

Les expériences de transfert adiabatique à deux dimensions décrites au paragraphe précédent invitent à une généralisation immédiate à trois dimensions. Dans une expérience de refroidissement VSCPT à trois dimensions, les atomes sont préparés dans une superposition linéaire de six paquets d'ondes. Le champ laser utilisé comporte six faisceaux, trois paires orientées selon les trois directions de l'espace. Chaque paire comporte deux faisceaux de polarisations orthogonales se propageant en sens opposés. Pour transférer toute la population atomique dans un seul paquet d'onde, il suffirait d'abaisser lentement l'intensité de cinq faisceaux et de garder le sixième allumé. Cependant, des contraintes géométriques nous ont empêché de procéder ainsi. Nous avons été ainsi conduits à imaginer d'autres solutions qui témoignent de la souplesse de la méthode de transfert adiabatique. Chaque fois nous allons exploiter l'isomorphisme qui existe entre le champ laser et l'état dans lequel les atomes sont préparés.

Cette partie commence par un rappel de la configuration laser utilisée pour refroidir les atomes à trois dimensions. Les difficultés expérimentales associées à une généralisation directe des expériences bidimensionnelles seront alors évidentes. Une première expérience utilisant huit faisceaux laser nous a permis de mettre en évidence le transfert adiabatique à trois dimensions. Pour augmenter cette valeur nous avons effectué d'autres expériences où le transfert est réalisé vers un état final comportant un ou deux paquets d'ondes ne coïncidant avec aucun des paquets d'ondes initiaux. Ceci nous procure une grande liberté dans le choix de cet état final. Nous pouvons ainsi choisir l'orientation des paquets d'ondes que cet état comporte, ainsi que l'état de spin des atomes dans chacun des nouveaux paquets d'ondes.

4.5.1 Montage à huit faisceaux laser : Mise en évidence du passage adiabatique à trois dimensions

Pour réaliser le refroidissement subrecul par résonances noires nous avons utilisé la configuration laser montrée schématiquement sur la figure 4.10a). Les faisceaux laser sont superposés aux faisceaux laser que nous utilisons pour piéger et prérefroidir les atomes. Expérimentalement ceci est réalisé par des faisceaux réfléchis sur eux-mêmes. Une lame de retard quart d'onde assure que les polarisations des faisceaux réfléchis sont orthogonales à celles des faisceaux laser incidents. Une expérience de passage adiabatique dans laquelle la population atomique est transférée dans un seul paquet d'ondes nécessite le contrôle indépendant de l'intensité d'un des six faisceaux. Or, avec des paires de faisceaux réfléchis sur

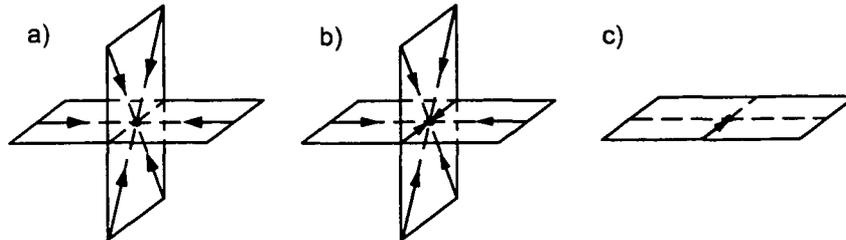


Figure 4.10: Les différentes configurations laser utilisées : a) Configuration laser standard pour le refroidissement VSCPT à trois dimensions; b) Configuration laser à huit faisceaux pour préparer l'état initial avant le transfert adiabatique; c) Orientation du faisceau laser qui reste allumé après le transfert.

eux-mêmes, ceci n'est pas possible. Compte tenu des contraintes d'espace autour de l'enceinte à vide il était difficile de modifier les montages optiques afin d'avoir un faisceau indépendant de tous les autres sans perturber la phase de piégeage préalable.

La solution que nous avons adoptée exploite, elle aussi, la relation d'isomorphisme entre le champ laser et l'état atomique après refroidissement. Nous partons d'un état initial différent qui comporte non plus six mais huit paquets d'ondes. Le champ laser est alors constitué de huit faisceaux : l'intensité de sept d'entre eux est contrôlée par un modulateur acousto-optique (le MAO1, voir montage optique au paragraphe précédent 4.2), le huitième faisceau passe à travers le modulateur acousto-optique MAO2 et est alors complètement indépendant. En pratique, nous avons donc ajouté à la configuration laser de la figure 4.10a) une quatrième paire de faisceaux de polarisations orthogonales $\sigma_+ - \sigma_-$. La nouvelle configuration des faisceaux initiaux est montrée sur la figure 4.10b). Nous avons rajouté deux faisceaux pour des raisons de compensation de pression de radiation. L'existence d'une pression de radiation serait gênante pendant la phase de refroidissement VSCPT où elle affecterait la sélectivité en vitesse de l'état noir. Durant le transfert, les atomes sont déjà dans "le noir" et ne sent pas de force de pression de radiation. Après une phase de refroidissement VSCPT utilisant la nouvelle configuration de champ pendant un temps d'interaction θ , typiquement de 1 ms, nous suivons la même séquence temporelle que dans les expériences à deux dimensions. Nous diminuons lentement pendant un temps τ_{ap} de l'ordre de $10\mu\text{s}$ l'intensité dans sept des huit faisceaux. Le huitième faisceau reste allumé pendant encore $\tau = 300\mu\text{s}$ environ .

Le résultat d'une telle expérience est montré sur la figure 4.11. Les images montrent la distribution en position des atomes détectés dans trois fenêtres tem-

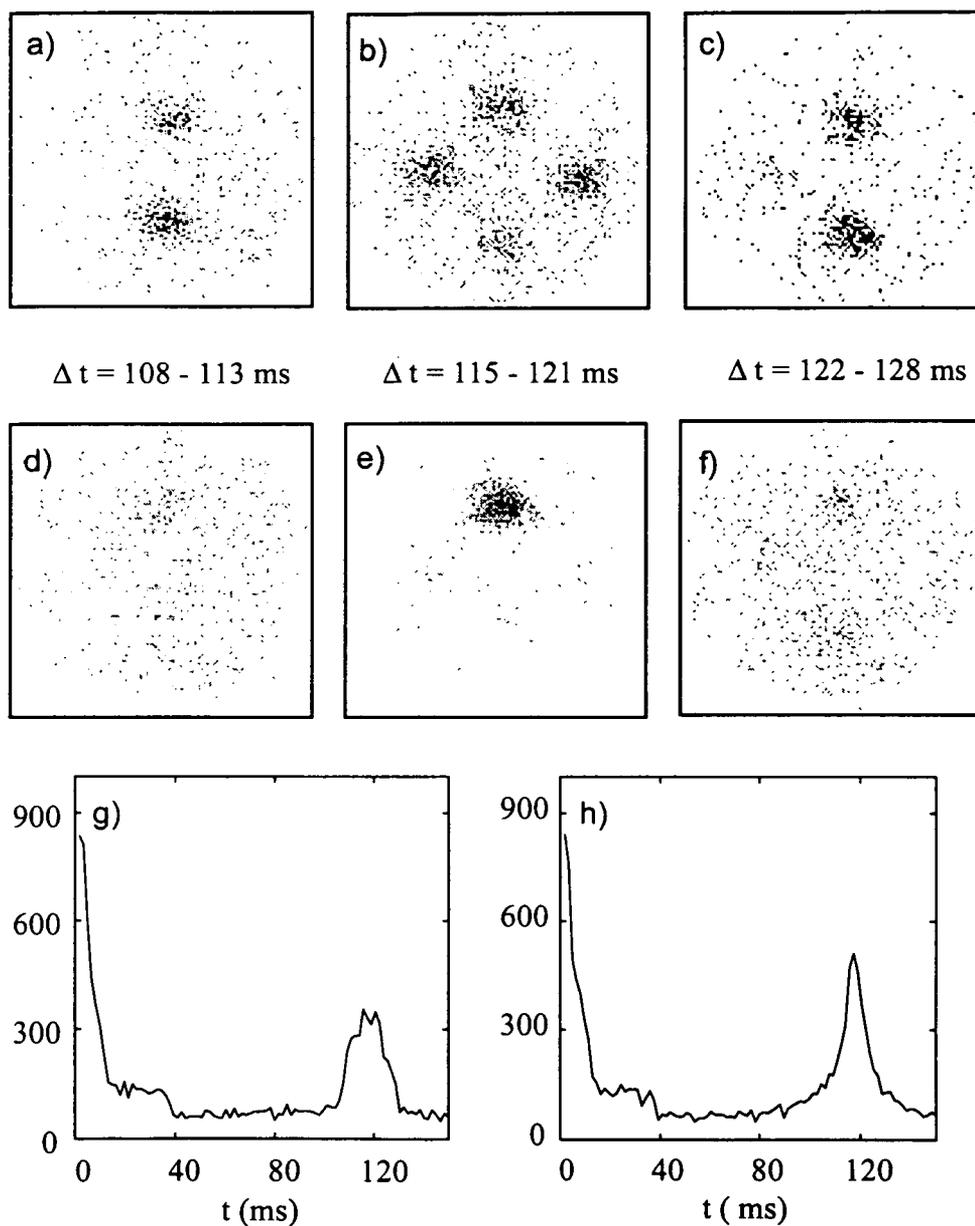


Figure 4.11: Résultat expérimental d'un transfert adiabatique à trois dimensions. a.)-c) Distribution en positions des atomes dans trois fenêtres temporelles $108 \rightarrow 113$ ms, $115 \rightarrow 121$ ms, $122 \rightarrow 128$ ms avant le transfert. d.)-f) Distribution en positions dans les mêmes fenêtres temporelles après transfert. g.) Signal de temps de vol avant passage; h.) Signal de temps de vol après transfert; il est plus fin et plus haut que dans le cas précédent. Les conditions expérimentales sont : $\Omega \simeq \Gamma$, $\delta \simeq +\Gamma$, $\theta = 1$ ms, $\tau_{ap} = 7 \mu\text{s}$;

porelles. Elles sont centrées autour des temps de chute balistique correspondant aux vitesses des centres de masse des différents paquets d'ondes. Dans la fenêtre temporelle centrale on voit apparaître quatre taches, et non plus deux comme dans une expérience traditionnelle de refroidissement à trois dimensions (décrite au chapitre 3). Ici encore la largeur des taches, comparée à la distance qui les sépare indique le caractère subrecul du refroidissement. Le signal de temps de vol associé est montré sur la figure 4.11g). Il présente un maximum autour de 120 ms, temps qui correspond au temps de chute libre des atomes ayant une vitesse verticale nulle. A la fin du passage adiabatique un seul faisceau, orienté le long de l'axe Ox dans le plan horizontal reste allumé (voir figure 4.10c). Nous nous attendons donc à ne voir plus qu'une seule tache dans la fenêtre temporelle du milieu. Le résultat expérimental est montré sur la figure 4.11d-f). Observons que la plupart des atomes se trouvent dans le paquet d'ondes associé au faisceau laser qui reste allumé et arrivent dans la fenêtre temporelle centrale. Ceci apparaît clairement sur le signal du temps de vol montré sur la figure 4.11h). Le pic des atomes refroidis après passage adiabatique est plus fin et plus haut que celui des atomes froids avant le transfert (figure 4.11g)), ce qui indique bien qu'un plus grand nombre d'atomes ont une vitesse verticale nulle. Néanmoins, les autres taches ne disparaissent pas complètement, ce qui indique un transfert partiel. Nous estimons l'efficacité du transfert de la même manière que dans les expériences à deux dimensions : nous comparons le nombre d'atomes qui se trouvent dans le paquet d'ondes unique après transfert avec le nombre d'atomes qui se trouvaient avant dans les huit pics. Remarquons que selon cette définition 12,5% des atomes se trouvent dès le début dans le paquet d'ondes final. Pour l'expérience montrée sur la figure 4.10 l'efficacité de transfert est estimée à 40% environ. Faute d'une plus grande puissance laser disponible nous n'avons pas eu dans ce cas la possibilité d'augmenter l'intensité dans le faisceau laser qui reste allumé au fur et à mesure que l'on diminuait l'intensité dans les autres faisceaux lumineux et de manière à mieux satisfaire le critère d'adiabaticité.

Nous avons vérifié que la température des atomes, ici de l'ordre de $T_{rec}/20$, n'a pas changé au cours du processus de transfert.

Le passage adiabatique nous a ainsi permis de préparer un jet d'atomes presque monocinétique dont la longueur d'onde de de Broglie est de $1,08 \mu\text{m}$, égale à la longueur d'onde de la lumière. La longueur de cohérence $\xi = h/\delta p$ est de l'ordre de $4 \mu\text{m}$, plus grande que la longueur d'onde optique. De plus, tous les atomes se trouvent dans le même état de spin.

4.5.2 Un paquet d'ondes de de Broglie sur mesure

Les expériences de transfert adiabatique à trois dimensions que nous présentons maintenant sont plus générales et plus flexibles que celles discutées auparavant. Nous préparons d'abord les atomes dans une superposition cohérente de six paquets d'ondes en effectuant une expérience de refroidissement traditionnelle à trois dimensions. A la différence des autres expériences de passage adiabatique nous transférons maintenant la population atomique dans un paquet d'ondes nouveau, différent de chacun des six paquets initiaux. Pour réaliser ceci nous utilisons une séquence temporelle légèrement différente de celles des expériences décrites jusqu'à présent. Elle est montrée schématiquement sur la figure 4.12. Les six faisceaux laser (trois paires de faisceaux réfléchis sur eux-mêmes) qui préparent l'état initial avec une dispersion de vitesses subrecul proviennent tous du même faisceau laser. Leur intensité est contrôlée par le modulateur acousto-optique

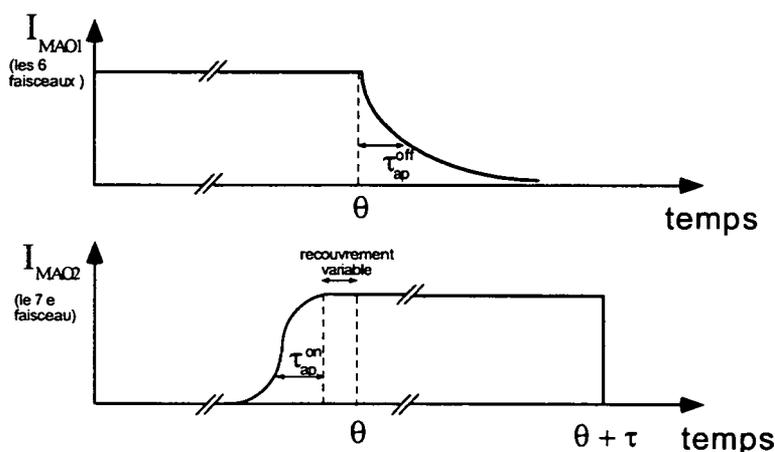


Figure 4.12: Nouvelle séquence temporelle pour les expériences de transfert adiabatique à trois dimensions. Avant la fin du temps de refroidissement θ un septième faisceau laser est allumé progressivement pendant un temps τ_{ap}^{on} . Après un temps de recouvrement variable les six faisceaux VSCPT sont éteints lentement pendant un temps τ_{ap}^{off} . Finalement le dernier faisceau est éteint.

MAO1 (voir figure 4.3). Quelques microsecondes avant la fin de la durée de refroidissement θ quand les atomes se trouvent déjà dans des états non couplés, un septième faisceau est allumé lentement pendant un temps τ_{ap}^{on} de $20 \mu\text{s}$ environ. Son intensité est contrôlée par le modulateur acousto-optique MAO2. Après un temps de recouvrement (variable) l'intensité de tous les faisceaux VSCPT est abaissée progressivement pendant un temps caractéristique τ_{ap}^{off} typiquement $15 \mu\text{s}$. Enfin environ $\tau = 300 \mu\text{s}$ plus tard, le septième faisceau est éteint. La figure

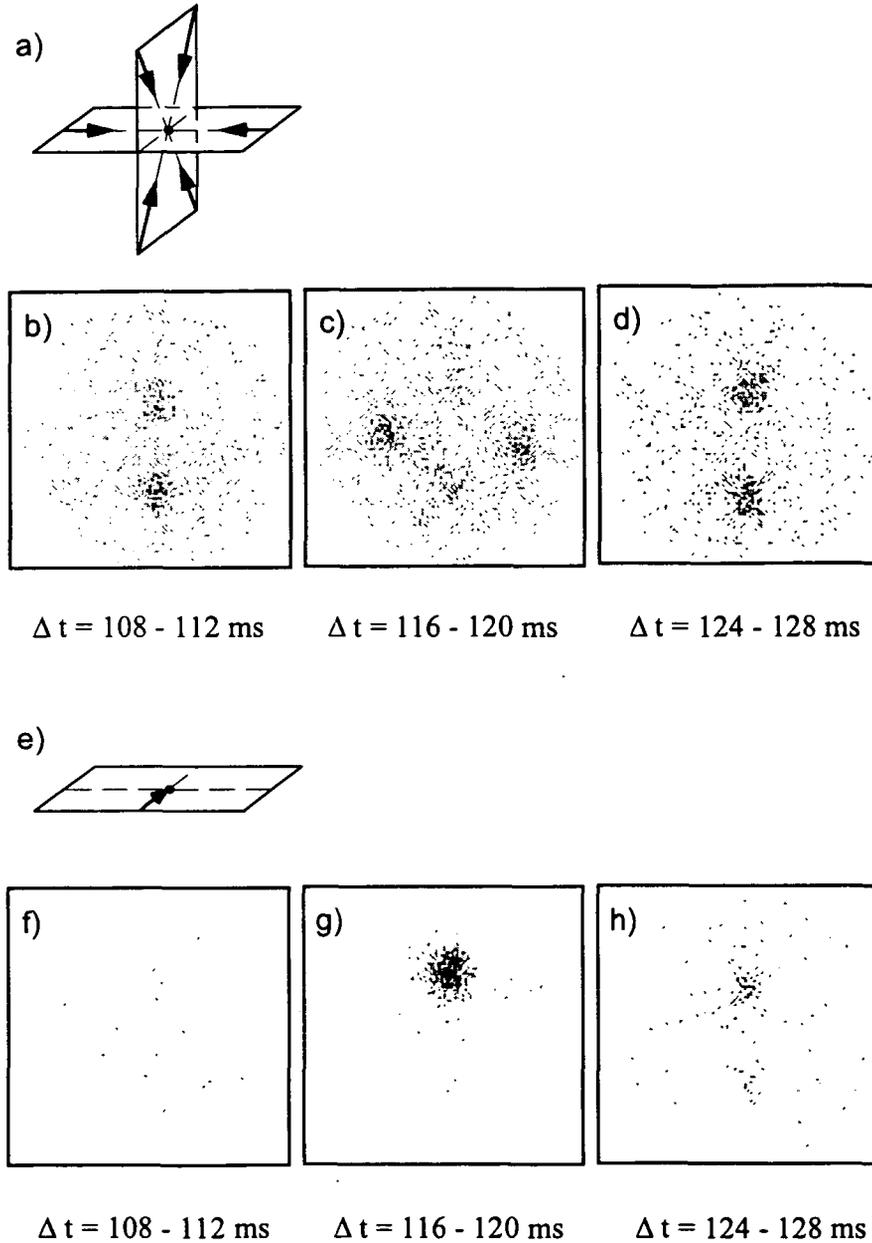


Figure 4.13: Résultat expérimental d'un transfert adiabatique à trois dimensions dans un nouveau paquet d'onde. a) Configuration laser standard pour le refroidissement par VSCPT à trois dimensions. b)-d) Distribution en positions des atomes dans trois fenêtres temporelles 108 \rightarrow 112 ms, 116 \rightarrow 120 ms, 124 \rightarrow 128 ms. e) Orientation du faisceau laser ajouté ultérieurement qui induit le transfert adiabatique. f)-h) Distribution en positions après transfert dans les mêmes fenêtres temporelles. Les conditions expérimentales étaient : $\Omega \simeq 0,8\Gamma$, $\delta \simeq +\Gamma$, $\theta = 1\text{ms}$, $\tau_{ap}^{on} = 20 \mu\text{s}$, $\tau_{ap}^{off} = 15 \mu\text{s}$.

4.13 montre le résultat d'une telle expérience. La figure 4.13a) montre la configuration laser standard, symétrique, que nous utilisons pour le refroidissement par résonances noires à trois dimensions. Les trois images 4.13b)-d) montrent les distributions en position des atomes refroidis dans trois fenêtres temporelles $108 \rightarrow 112$, $116 \rightarrow 120$ et $124 \rightarrow 128$ ms. Le temps d'interaction vaut $\theta = 1$ ms. La 4.13e) montre l'orientation du septième faisceau laser. Il est ici aligné le long de l'axe Ox dans le plan horizontal. Les distributions atomiques dans les mêmes fenêtres temporelles après transfert sont montrées dans les images f)-h). Une seule tache apparaît dans la fenêtre temporelle du milieu, dans une position nouvelle, où nous n'avions pas d'atomes avant le transfert (figure c)). Nous détectons peu d'atomes dans les positions et aux temps associés aux paquets d'ondes initiaux. Nous estimons l'efficacité du transfert dans le nouveau paquet d'ondes à 75%.

Nous avons ainsi obtenu un jet d'atomes dont la vitesse moyenne est égale à $\hbar k/m = 9,2$ cm/s, et la dispersion en impulsions est de $\delta p \simeq \hbar k/5$. La densité d'atomes dans l'espace des impulsions est $4,5 (= 6 \times 75\%)$ fois plus grande que dans chacun des six paquets d'ondes initiaux. La longueur de cohérence des atomes correspond à $h/\delta p \simeq 5,4 \mu\text{m}$. L'orientation de ce jet atomique n'est liée qu'à la direction du faisceau septième laser et peut être choisie arbitrairement. La polarisation de ce faisceau lumineux détermine l'état de spin des atomes dans ce jet. On peut ainsi préparer les atomes dans n'importe quel état de spin, à l'exception d'un état ayant une projection du moment cinétique nulle le long de la direction de propagation (la polarisation du champ laser est toujours transverse).

4.5.3 Un pas vers l'interférométrie atomique

Dès les premières expériences de refroidissement par résonances noires [16] on a cherché à démontrer la cohérence des paquets d'ondes atomiques qui en résultent. Certes les expériences de transfert adiabatique constituent une preuve directe de la cohérence des paquets d'ondes issus du refroidissement par VSCPT. La preuve traditionnelle directe de la cohérence entre deux (ou plusieurs) paquets d'ondes reste l'interférométrie. Or, dans les expériences de VSCPT, les particules restent discernables par leur état interne différent dans les différents paquets d'ondes. Dans ces conditions, même si on avait réussi, par exemple dans une expérience unidimensionnelle, à recombinaison les deux paquets d'ondes, on n'aurait pas pu voir d'interférences à cause de l'orthogonalité des deux états internes.

Dans l'esprit des expériences décrites au paragraphe précédent, nous avons fait un premier pas vers un interféromètre avec des paquets d'ondes issus du refroidissement par VSCPT. Partant comme dans le cas précédent d'une expérience de refroidissement à trois dimensions, nous transférons les atomes dans deux paquets d'ondes et non plus dans un seul. Le déroulement des expériences est le même, sauf que nous allumons lentement deux faisceaux laser et non plus un seul.

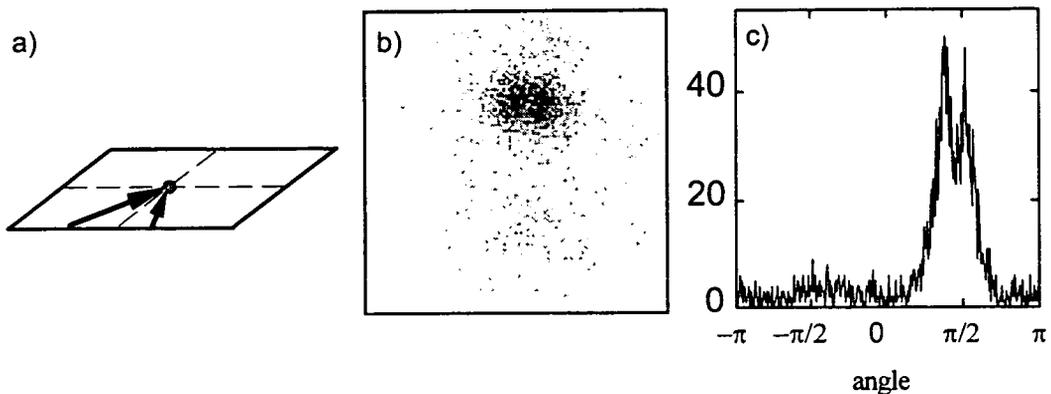


Figure 4.14: Résultat d'une expérience VSCPT à trois dimensions suivie d'un transfert adiabatique dans deux paquets d'ondes cohérents. a) Orientation des deux faisceaux laser qui induisent le transfert. b) Distribution en position des atomes détectés dans la fenêtré temporelle centrale 116 \rightarrow 120 ms après passage. c) Distribution en vitesses le long d'un cercle de diamètre v_{rec} . Les paramètres expérimentaux sont semblables à ceux de la figure 4.13.

Ils sont, dans l'expérience que nous avons faite, orientés selon le schéma montré sur la figure 4.14a). La taille de notre hublot d'entrée nous a limité à un angle relatif entre les faisceaux de 24° . Comme les faisceaux se trouvent dans le plan horizontal, nous nous attendons donc à ce que les deux paquets d'ondes atomiques issus du transfert soient détectés dans la fenêtré temporelle centrale. La distribution en position des atomes dans la fenêtré temporelle 116 \rightarrow 120 ms est montrée sur la figure 4.14b). On voit deux taches séparées correspondant aux deux paquets d'ondes atomiques. Les vecteurs d'onde de de Broglie pour chacun de ces deux paquets ont le même module. C'est la raison pour laquelle nous analysons la distribution en vitesses le long d'un cercle de rayon v_{rec} (figure 4.14c)). On peut distinguer deux pics, ce qui indique que les atomes avaient été transférés dans deux paquets d'ondes. La distance angulaire entre les deux pics est, comme attendu, de 24° . Grâce à la relation d'isomorphisme entre les ondes atomiques et le champ laser, la relation de phase entre ces deux paquets d'ondes atomiques est la même que celle entre les deux faisceaux laser qui induisent le transfert. En conclusion, nous avons réalisé une lame séparatrice pour des paquets d'ondes atomiques. Notre schéma permet d'obtenir un angle arbitrairement grand entre les directions de propagation des deux paquets d'ondes avec un seul processus

de transfert. Dans les expériences connues à ce jour, seul un enchaînement de plusieurs transferts (d'habitude en pas de $2\hbar k$) a permis d'obtenir des grandes séparations entre deux paquets d'ondes [81, 29, 83]. L'état interne des atomes dans les deux paquets d'ondes ne dépend que de la polarisation des deux faisceaux laser associés. En particulier, si l'on utilise des polarisations linéaires perpendiculaires au plan déterminé par les deux faisceaux, les atomes dans les deux paquets d'ondes émergents vont avoir le même état de spin. Il peuvent alors interférer. De plus, nous pouvons contrôler la phase relative entre les deux paquets d'ondes en réglant la phase relative des deux faisceaux lumineux. Le choix d'un grand angle entre les faisceaux permet d'obtenir des surfaces comprises entre les deux bras importantes augmentant ainsi la sensibilité de l'interféromètre.

4.6 Conclusion

Les expériences décrites dans ce chapitre montrent que le passage adiabatique induit par laser est un outil qui permet le transfert efficace de population atomique entre différents états d'impulsion. Nous avons démontré pour la première fois que ce processus fonctionne à deux et trois dimensions. Le transfert adiabatique est en soi un processus cohérent. Les expériences apportent ainsi une preuve directe de la nature cohérente des états produits par VSCPT. Le transfert n'aurait pas pu se faire si les états initiaux avaient été un mélange statistique des différents paquets d'ondes. De plus, les deux dernières expériences mettent en évidence la grande souplesse de cette méthode dans la manipulation des paquets d'ondes de de Broglie. Nous pouvons grâce aux processus de passage adiabatique préparer les atomes dans des paquets d'ondes ayant une dispersion en vitesses subrecoil, avec un état de spin et une direction au libre choix de l'expérimentateur. Les expériences sont non seulement intéressantes en soi mais peuvent constituer un point de départ pour des nouvelles expériences dans le domaine de l'optique atomique.

Quand ces expériences (surtout à trois dimensions) ont été envisagées, un des buts était d'augmenter davantage la densité dans l'espace des phases. Même si le gain dans l'espace des phases environ égal à 70 que nous avons obtenu est un résultat tout à fait intéressant, le petit nombre d'atomes et la faible densité de départ dûs au fait que nous étudions ici des atomes excités dans un état métastable ne nous ne conduisent pas dans des régimes de dégénérescence quantique et nous sommes encore loin des densités élevées que l'on sait obtenir aujourd'hui dans les gaz d'alcalins dans l'état fondamental.

Chapitre 5

Etats noirs sélectifs en vitesse sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$

Ce dernier chapitre est consacré à l'étude des états noirs sélectifs en vitesses sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$. Nous les avons mis en évidence dans une expérience à deux dimensions. L'existence des tels états noirs correspondant à plusieurs configurations laser a été prédite théoriquement à deux et trois dimensions dans [34, 86]. Pour une configuration bidimensionnelle, les états noirs sur cette transition ont également été discutés dans [19].

A première vue la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ semble être plus simple que celle étudiée dans les chapitres précédents, $J = 1 \rightarrow J = 1$. En fait, la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ s'est avérée très riche du point de vue des résonances noires. Plusieurs états noirs existent dans des classes d'énergies différentes. Leur structure est différente de celles des états noirs que nous connaissons déjà.

Nous commençons ici par rappeler les critères que doit satisfaire un état atomique pour qu'il soit un état noir. Cependant nous n'allons pas chercher les solutions des équations formelles que nous obtenons. En revanche, nous introduisons une méthode "graphique" qui, basée sur des considérations de symétrie du champ et tenant compte de la transition atomique, permet de déterminer immédiatement le nombre minimal d'états noirs qui existent dans une certaine classe d'énergie. Cette méthode a été développée par Maxim Ol'shanii pendant son travail de thèse. Nous résolvons le système d'équations que l'on peut déduire à partir de ces raisonnements pour les deux classes d'énergie les plus basses $E = E_{rec}$ et $E = 2E_{rec}$ et donnons les expressions explicites des états noirs correspondants dans l'annexe E. Enfin, nous présentons le résultat d'une expérience à deux dimensions. Nous concluons avec une comparaison des structures et propriétés des états noirs qui existent sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ et $J = 1 \rightarrow J = 1$ respectivement.

5.1 Notions théoriques

Nous présentons d'abord le système atomique et introduisons les notations qui vont nous servir dans la suite. Nous rappelons ensuite les deux conditions que doit satisfaire un état noir, conditions qui ont déjà été discutées au chapitre premier.

5.1.1 La transition atomique

Rappelons quelques notations que nous avons introduites au chapitre premier et qui nous sont utiles ici. Le champ électrique (composante de fréquence positive) en coordonnées sphériques (pour une définition voir équations 1.14 et 1.15) s'écrit :

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) = \sum_{q=1,0,-1} \epsilon_q E_q^{(+)}(\mathbf{r}), \quad (5.1)$$

L'expression la plus générale d'une fonction d'onde décrivant l'atome dans l'état fondamental est :

$$\langle \mathbf{r} | \Psi^g \rangle = |\Psi^g(\mathbf{r})\rangle = \sum_{\mu=1,0,-1} \psi_\mu^g |g_\mu\rangle, \quad (5.2)$$

où $\{|g_\mu\rangle, \mu = 1, 0, -1\}$ est la base sphérique des sous-niveaux fondamentaux (introduite par l'équation 1.1). En tenant compte de l'isomorphisme entre les

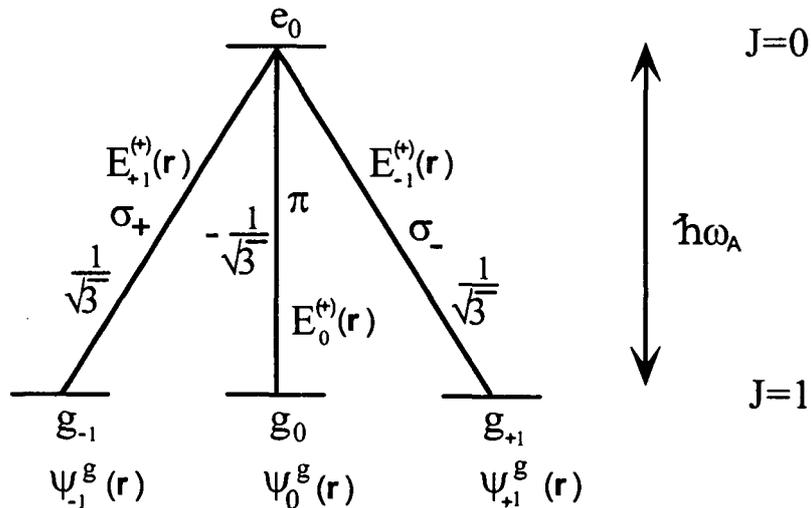


Figure 5.1: La transition $J = 1 \rightarrow J = 0$. Aucun coefficient de Clebsch-Gordan n'est nul. Nous avons indiqué schématiquement l'amplitude d'excitation d'un état fondamental vers le niveau excité $|e_0\rangle$.

vecteurs de la base $|g_\mu\rangle$ de l'état atomique et les vecteurs de la base ϵ_μ du champ, nous pouvons associer à l'état Ψ^g un vecteur $\Psi^g(\mathbf{r})$ de composantes $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$:

$$\Psi^g(\mathbf{r}) = \sum_{\mu=1,0,-1} \psi_\mu^g(\mathbf{r}) \epsilon_\mu. \quad (5.3)$$

Le diagramme représenté sur la figure 5.1 schématise l'action du couplage atome-laser sur un état fondamental (voir aussi l'expression 1.24). En tenant compte des coefficients de Clebsch-Gordan indiqués sur la figure 5.1 nous pouvons écrire l'action de V_{AL} sur un état Ψ^g comme une somme de trois amplitudes de transition :

$$V_{AL}^{(+)}|\Psi^g\rangle = \quad (5.4)$$

$$-\mathcal{D} \int d^3r |e_0, \mathbf{r}\rangle \left(\frac{1}{\sqrt{3}} E_{+1}^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_{-1}^g(\mathbf{r}) - \frac{1}{\sqrt{3}} E_0^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_0^g(\mathbf{r}) + \frac{1}{\sqrt{3}} E_{-1}^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_{+1}^g(\mathbf{r}) \right)$$

Pour mieux voir la structure de cette expression il est utile de la réécrire en fonction des coordonnées cartésiennes. La transformation entre les deux bases est donnée par le système d'équations (1.15). Nous avons indiqué le lien entre les composantes cartésiennes et sphériques du champ électrique dans les équations (1.20). Une transformation analogue peut être faite pour les composantes $\psi_\mu^g(\mathbf{r})$ ($\mu = 1, 0, -1$) de l'état atomique. On obtient alors :

$$\begin{aligned} \psi_{+1}^g(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_x^g(\mathbf{r}) - i\psi_y^g(\mathbf{r})) \\ \psi_{-1}^g(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_x^g(\mathbf{r}) + i\psi_y^g(\mathbf{r})) \\ \psi_0^g(\mathbf{r}) &= \psi_z^g(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (5.5)$$

En introduisant les expressions (1.20) et (5.5) dans l'expression de $V_{AL}^{(+)}|\Psi^g\rangle$ explicitée plus haut nous obtenons :

$$V_{AL}^{(+)}|\Psi^g\rangle = \frac{\mathcal{D}}{\sqrt{3}} \int d^3r |e_0, \mathbf{r}\rangle (E_x(\mathbf{r})\psi_x^g(\mathbf{r}) + E_y(\mathbf{r})\psi_y^g(\mathbf{r}) + E_z(\mathbf{r})\psi_z^g(\mathbf{r})) \quad (5.6)$$

On voit apparaître le produit scalaire entre les deux vecteurs $\Psi^g(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

L'action du couplage atome-laser sur l'état $\Psi^g(\mathbf{r})$ apparaît dans l'expression de l'amplitude d'excitation d'un état fondamental vers un état excité : $\mathcal{A} = \langle \Phi^e | V_{AL}^{(+)} | \Psi^g \rangle$. Pour le cas d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$, dans l'expression de \mathcal{A} interviennent alors deux vecteurs $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\Psi^g(\mathbf{r})$ et un scalaire Φ^e . Pour obtenir le scalaire \mathcal{A} à partir de ces trois grandeurs, on ne peut que faire le produit scalaire entre $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\Psi^g(\mathbf{r})$. Dans le cas de la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ étudiée dans les chapitres précédents, l'état excité est, lui aussi, un vecteur. La seule manière de construire un scalaire à partir de trois vecteurs est le produit mixte. En effet, on peut montrer que \mathcal{A} est proportionnelle à l'intégrale du produit mixte $\Phi^*(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \Psi^g(\mathbf{r}))$ [46, 21].

5.1.2 A la recherche des états noirs

Pour qu'un état atomique soit un état noir il doit satisfaire aux deux conditions suivantes (voir aussi (1.26) et (1.27)) :

$$\mathcal{A} = \langle \Phi^e | V_{AL}^{(+)} | \Psi^g \rangle = 0 \quad (5.7)$$

$$H_A | \Psi^g \rangle = E | \Psi^g \rangle \quad (5.8)$$

Premièrement, l'amplitude d'excitation de l'état noir vers l'état excité doit être nulle. Deuxièmement, l'état noir doit être un état propre du Hamiltonien atomique et donc un état stationnaire.

Nous avons vu au paragraphe précédent que l'action de $V_{AL}^{(+)}$ sur un état fondamental peut être décrite comme produit scalaire entre les deux vecteurs $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\Psi^g(\mathbf{r})$ intervenant dans la condition (5.7). Comme dans le cas de la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$, la nullité de l'amplitude de transition \mathcal{A} est le résultat d'une interférence quantique destructive des amplitudes d'absorption des photons à partir des différents sous-niveaux g_μ de l'état fondamental. Pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$, un état non couplé est alors toujours orthogonal au champ laser.

Regardons maintenant la deuxième condition 5.8. Le Hamiltonien atomique comporte, nous l'avons vu au chapitre 1 (équation 1.10), deux parties : le projecteur sur l'état excité et l'énergie cinétique du centre de masse. Les états non couplés étant des états fondamentaux l'action du Hamiltonien total se réduit à celle de l'opérateur énergie cinétique. Ceci impose que les différents sous-niveaux que comporte un état noir aient la même énergie, ou de manière équivalente le même module de l'impulsion.

Dans une configuration bidimensionnelle¹ comme celle que nous étudions ici, tous les sous-niveaux fondamentaux susceptibles de former un état noir doivent donc être associés à la même impulsion $p = (p_x^2 + p_y^2)^{-1/2}$. Sous l'action de $V_{AL}^{(+)}$ le changement de p_x et p_y ne peut se faire que par des pas de $\hbar k$ parce que l'atome ne peut absorber et émettre de manière stimulée que des photons provenant d'une des quatre ondes lumineuses orientées selon les axes Ox et Oy . Les différents états couplés par absorption et émission induite se trouvent donc sur une grille dans l'espace des impulsions. La taille des cellules est $\hbar k \times \hbar k$.

Un état noir est donc forcément une superposition de sous-niveaux fondamentaux se trouvant à la fois sur un cercle de rayon p et sur une grille de maille $\hbar k$ dans l'espace des impulsions. Ceci fixe l'origine de la grille à $(p_x = 0, p_y = 0)$. Pour avoir un effet d'interférence destructive, un état excité doit être atteint (sous l'action de V_{AL}) à partir de plusieurs états fondamentaux. Ceci impose des contraintes sur la différence en impulsion des sous-niveaux fondamentaux.

¹Le champ laser est constitué de deux ondes stationnaires orthogonales de polarisations σ_+ et σ_-

Nous arrivons alors à un problème géométrique : nous devons étudier le nombre d'intersections entre un cercle de rayon p avec une grille de maille $\hbar k$.

Nous présentons dans le paragraphe suivant une méthode simple, utilisant des schémas dans l'espace des impulsions qui permet de trouver le nombre minimal d'états noirs qui existent pour une valeur propre E fixée.

5.2 La méthode graphique

5.2.1 Etats noirs avec une énergie $E = E_{rec}$

Le rayon le plus petit que peut avoir un cercle ayant des points d'intersection avec la grille dans l'espace des impulsions est égal à $\hbar k$. Si nous exprimons les composantes p_x et p_y en multiples de $\hbar k$, les quatre points d'intersection possibles ont les coordonnées $(\pm 1, 0)$ et $(0, \pm 1)$ dans l'espace des impulsions. Un état noir, ayant une énergie $E = E_{rec}$, ne peut alors être constitué qu'à partir des sous-niveaux de l'état fondamental qui ont les impulsions dans ces points du plan $p_x O p_y$. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure 5.2. Chacune des quatre croix peut représenter un des trois sous-niveaux de l'état fondamental. Ceci fait $4 \times 3 = 12$ possibilités pour les états en croix. Notons Ψ_{n_x, n_y} la fonction d'onde associée à l'état d'impulsion $(p_x = n_x \hbar k, p_y = n_y \hbar k)$. Considérons par exemple l'état fondamental $(+1, 0)$ décrit par la fonction d'onde $\Psi_{1,0}$. Par absorption d'un photon provenant de l'onde lumineuse qui se propage en sens Ox positif, l'atome passe dans l'état excité de coordonnées $(2, 0)$. Puisqu'on ne peut pas y arriver par un processus d'absorption d'un photon à partir d'un des autres trois états fondamentaux $\Psi_{0,1}$, $\Psi_{-1,0}$ ou $\Psi_{0,-1}$, nous ne pouvons pas avoir un processus d'interférence destructive. Pour que l'état $|e, p_x = 2\hbar k, p_y = 0\rangle$ ne

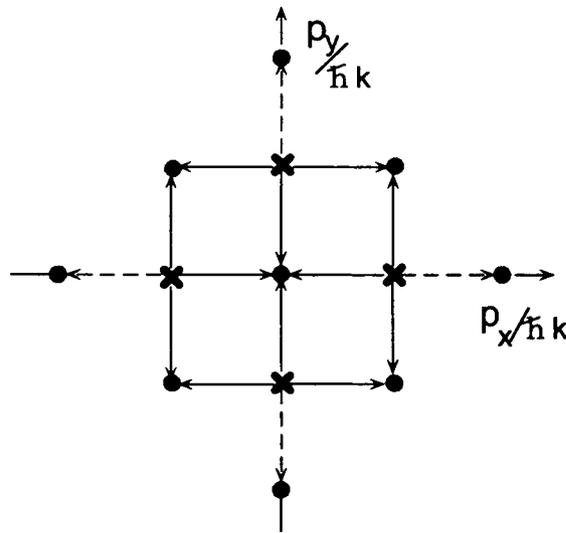


Figure 5.2: Plan $p_x O p_y$ dans l'espace des impulsions divisé en cellules de taille $\hbar k \times \hbar k$. Les croix (représentant des états fondamentaux) sont disposées sur un cercle de rayon 1. Les ronds marquent les états excités que l'on peut atteindre à partir des états fondamentaux par un pas de $\hbar k$.

soit pas excité par le champ laser il faut imposer une condition sur l'état interne dans lequel se peut trouver l'atome en $(1, 0)$. Supposons que l'onde se propageant selon l'axe Ox en sens positif est polarisée σ_+ . D'après le raisonnement ci-dessus, l'état interne de la fonction d'onde $\Psi_{1,0}$ ne peut pas être $|g_{-1}\rangle$. Nous appelons dans la suite cette condition une contrainte sur l'état interne que peut prendre l'état $\Psi_{1,0}$. D'une manière analogue une contrainte se déduit pour chacun des autres états $\Psi_{0,1}$, $\Psi_{-1,0}$ et $\Psi_{0,-1}$. Autrement dit, ceci élimine un (des trois) sous-niveaux possibles pour chacun des états fondamentaux. Des douze possibilités différentes des états en croix il n'en reste plus que $8 = 12 - 4$.

Revenons à notre état $\Psi_{1,0}$. Par absorption d'un photon de l'onde qui se propage suivant le sens positif de Oy il passe dans l'état excité de coordonnées $(1, 1)$. On peut également arriver dans cet état en absorbant un photon à partir de l'état $\Psi_{0,1}$ et on peut donc, en principe avoir un processus d'interférence destructive entre ces deux chemins. Nous obtenons alors une équation faisant intervenir les états $\Psi_{1,0}$ et $\Psi_{0,1}$ et qui exprime cette condition d'interférence destructive. Un raisonnement analogue fournit trois autres équations qui impliquent chacune deux des quatre états marqués en croix sur la figure 5.2.

Regardons enfin la troisième possibilité par laquelle un atome peut arriver dans un état excité en partant de $\Psi_{1,0}$. Par absorption d'un photon provenant de l'onde lumineuse se propageant en sens négatif selon l'axe Ox l'atome passe dans l'état excité de coordonnées $(0, 0)$. On peut aussi arriver dans cet état à partir des états $\Psi_{0,1}$, $\Psi_{-1,0}$ et $\Psi_{0,-1}$. La condition d'interférence destructive de ces quatre amplitudes d'absorption de photons se traduit par une cinquième équation.

En faisant le bilan nous avons donc huit inconnues et $5 = 4 + 1$ équations pour déterminer les états internes des fonctions d'onde $\Psi_{1,0}$, $\Psi_{0,1}$, $\Psi_{-1,0}$ et $\Psi_{0,-1}$ qui donnent naissance à des états noirs. Nous déduisons qu'il existe au moins trois solutions, qui sont des états noirs d'énergie $E = E_{rec}$. Le raisonnement fait ci-dessus est résumé dans le tableau suivant :

Nombre d'états fondamentaux possibles :	12
Contraintes	4
Conditions d'interférence destructive :	$4+1=5$

Nombre minimum d'états noirs :	3
--------------------------------	---

Observons enfin, que le nombre d'états fondamentaux possibles est égal au nombre des croix (4) qui apparaissent sur la figure 5.2 multiplié par 3. Le nombre de petits ronds est égal à la somme du nombre de contraintes et des conditions d'interférence. Le nombre minimum d'états noirs est donné par la différence de ces deux chiffres.

Forme explicite des états noirs

Nous allons résoudre le système de cinq équations et déduire la forme explicite des états noirs dans l'annexe E.2. Nous donnons ici juste le résultat de ce calcul.

Pour rendre plus claire la structure de ces états nous rappelons l'expression d'un champ laser à deux dimensions composé de deux paires d'ondes stationnaires polarisées $\sigma_+ - \sigma_-$ et orientés le long de deux axes orthogonaux Ox et Oy . Nous avons ici quatre ondes lumineuses et donc trois phases relatives possibles. En choisissant l'origine $x = y = 0$ nous pouvons éliminer deux d'entre elles. Notons ϕ la phase relative entre les ondes lumineuses se propageant selon les deux axes. Nous reprenons ici les notations introduites au chapitre 1: $\epsilon_+^{(x)}$ représente la polarisation σ_+ selon l'axe Ox . Ecrite en fonction des vecteurs unité, elle est égale à $\epsilon_+^{(x)} = -(1/\sqrt{2})(\mathbf{e}_y + i\mathbf{e}_z)$. En utilisant ces notations l'expression du champ laser s'écrit :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})e^{i\phi} \quad (5.9)$$

où nous avons noté :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 (\epsilon_+^{(x)} e^{ikx} + \epsilon_-^{(x)} e^{-ikx}) \quad (5.10)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 (\epsilon_+^{(y)} e^{iky} + \epsilon_-^{(y)} e^{-iky}) \quad (5.11)$$

les vecteurs qui désignent les deux ondes stationnaires se propageant selon Ox et Oy respectivement.

Il est plus facile dans la suite de raisonner en utilisant la base cartésienne pour les états internes d'un état Ψ^g . Par analogie avec les relations (5.2) et (5.3) nous écrivons un état fondamental quelconque sous la forme :

$$|\Psi^g(\mathbf{r})\rangle = \sum_{i=x,y,z} \psi_i^g(\mathbf{r})|g_i\rangle \quad \text{ou} \quad \Psi^g(\mathbf{r}) = \sum_{i=x,y,z} \psi_i^g(\mathbf{r})\mathbf{e}_i \quad (5.12)$$

Comme dans le cas de la base sphérique² nous avons ici une relation isomorphe entre les deux bases $\{|g_i\rangle, i = x, y, z\}$ et $\{\mathbf{e}_i, i = x, y, z\}$.

Quand la phase relative ϕ n'est pas nulle (ou π), nous trouvons effectivement trois états noirs. La forme explicite (voir annexe E.2) de ces états est donnée par :

$$\Psi_i(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad i = x, y, z \quad (5.13)$$

Regardons de plus près la structure de ces états et prenons par exemple $i = x$. Le produit vectoriel limite alors à deux le nombre de sous-niveaux qui intervient dans l'expression de $\Psi_x(\mathbf{r})$: \mathbf{e}_y et \mathbf{e}_z (ou de manière équivalente $|g_y\rangle$ et $|g_z\rangle$). En revanche, l'état noir a quatre composantes externes correspondant aux quatre

²La transformation entre la base sphérique et les base cartésienne est celle indiquée par les relations 1.15.

vecteurs d'onde du champ $\pm k e_x$ et $\pm k e_y$. A la différence de la situation que nous avons pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$, les deux sous-niveaux qui interviennent peuvent être associés avec plusieurs états externes. A partir de l'expression (5.13) on peut montrer que l'état $\Psi_x(\mathbf{r})$ s'écrit sous la forme suivante, dans laquelle les quatre états externes apparaissent explicitement :

$$|\Psi_x(\mathbf{r})\rangle = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \left(|g_z\rangle (-e^{ikx} + e^{-ikx}) + |g_y\rangle (ie^{ikx} + ie^{-ikx} + e^{iky} e^{i\phi} - e^{-iky} e^{i\phi}) \right) \quad (5.14)$$

Observons que les états noirs sont localisés dans l'espace des impulsions aux mêmes points que l'état noir que nous avons trouvé pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$. Nous avons représenté schématiquement sur la figure 5.3 la composition

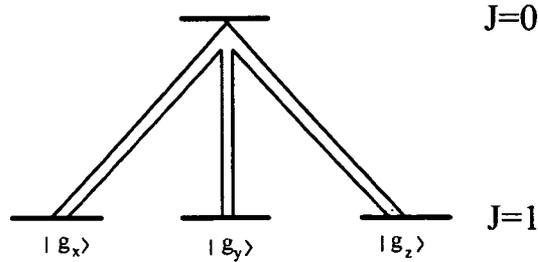


Figure 5.3: Pour $E = E_{rec}$, chacun des trois états noirs est une superposition de deux sous-niveaux de l'état fondamental associés chacun à quatre états d'impulsion différentes.

en états internes formant les trois états noirs Ψ_x , Ψ_y et Ψ_z .

Quand $\phi = 0$ (ou π) un quatrième état noir existe :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \quad (5.15)$$

Dans les expériences, nous ne pouvons pas distinguer entre les différents états noirs. Dans l'espace des impulsions ils seront localisés au points de coordonnées $(\pm \hbar k, 0)$ et $(0, \pm \hbar k)$. Il s'agit ici d'un mélange statistique de trois états noirs distincts, chacun étant une superposition cohérente de deux sous-niveaux fondamentaux. Cette situation est fondamentalement différente de celle que nous avons rencontrée dans le cas du refroidissement bidimensionnel sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$.

5.2.2 Etats noirs avec $E = 2E_{rec}$

Cherchons maintenant un cercle de rayon plus grand que $p = \hbar k$ qui intersecte en plusieurs points la grille de maille $\hbar k$ dans l'espace des impulsions. Géométriquement nous rencontrons de nouveau la situation correspondant à un carré inscrit dans un cercle. Le rayon de ce cercle est égal à $\sqrt{2}$. Il présente quatre points communs avec la grille, correspondant aux points de coordonnées $(\pm 1, \pm 1)$. Cette situation est représentée schématiquement sur la figure 5.4. Pour voir s'il existe ou non un état noir composé des différents sous-niveaux fondamentaux ayant cette disposition d'impulsions nous suivons un raisonnement analogue à celui fait au paragraphe précédent. Il suffit de multiplier le nombre des croix qui apparaissent sur la figure par trois ($12 = 4 \times 3$) pour avoir le nombre d'états fondamentaux possibles et d'en soustraire le nombre de ronds (12) qui peuvent être atteints à partir de ces états en croix. La différence étant nulle on ne peut pas dire dans ce cas, s'il existe ou non un état noir. Le tableau ci-dessous resume ce

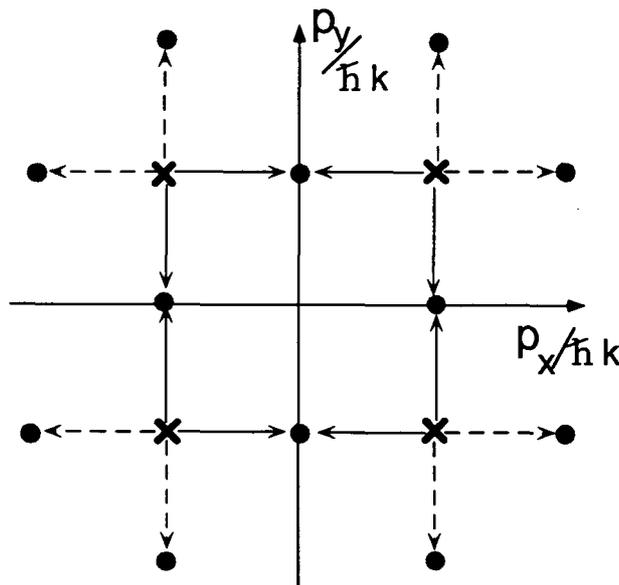


Figure 5.4: Plan $p_x O p_y$ dans l'espace des impulsions divisé en cellules de taille $\hbar k \times \hbar k$. Les croix marquent les coordonnées des états fondamentaux susceptibles de composer un état noir d'énergie $E = 2E_{rec}$.

raisonnement en termes de contraintes et de conditions d'interférence destructive que nous avons introduites au paragraphe précédent.

Nombre d'états possibles :	$4 \times 3 = 12$
Contraintes :	8
Conditions d'interférence destructive :	4
<hr/> Nombre minimal d'états noirs :	<hr/> ?

Néanmoins, en résolvant le système d'équations que l'on obtient pour cette situation (voir annexe E.3)) nous trouvons qu'il existe un état noir. Son expression explicite est donnée par :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \quad (5.16)$$

En explicitant cette relation, on observe que l'état noir est une superposition des trois sous-niveaux $|g_x\rangle$, $|g_y\rangle$ et $|g_z\rangle$ de l'état fondamental associés chacun à plusieurs états d'impulsions différentes.

5.2.3 Etats noirs avec $E = 5 E_{rec}$

Pour trouver les états noirs qui existent pour $E = E_{rec}$ et $E = 2 E_{rec}$ nous avons étudié les points d'intersection entre la grille en impulsion de maille $\hbar k$ et des cercles de rayons $\hbar k$ et $\sqrt{2}\hbar k$ respectivement. Si nous augmentons le rayon du cercle et si nous cherchons à nouveau les points communs avec la grille, nous nous apercevons que pour $p = \sqrt{5}\hbar k$ les points d'intersection forment un octogone. Le schéma correspondant est représenté sur la figure 5.5. Les coordonnées des points d'intersection sont données par des couples x, y tels que $x, y \in \{\pm 1, \pm 2, x \neq y\}$ dans l'espace des impulsions, en unité de $\hbar k$.

Un raisonnement similaire à celui fait aux deux paragraphes précédents conduit au tableau suivant :

Nombre d'états possibles :	$8 \times 3 = 24$
Contraintes :	8
Conditions d'interférence destructive :	12
<hr/> Nombre minimal d'états noirs :	<hr/> 4

Nous en déduisons donc qu'il existe au moins quatre états noirs. Dans ce cas nous ne connaissons pas la forme explicite qu'ont ces états noirs. La résolution analytique d'un système de 16 équations (24-8) devient difficile. Néanmoins, la méthode graphique nous permet d'anticiper les résultats expérimentaux : nous nous attendons à voir huit paquets d'ondes placés sur un cercle de rayon $\sqrt{2^2 + 1^2}$ dans l'espace des impulsions.

A ce point nous pouvons nous demander s'il existe aussi des états noirs avec des énergies $E = n E_{rec}$ où $n > 5$. Notons (n_x, n_y) les coordonnées d'un point d'intersection d'un cercle avec la grille de maille $\hbar k$ dans l'espace des impulsions,

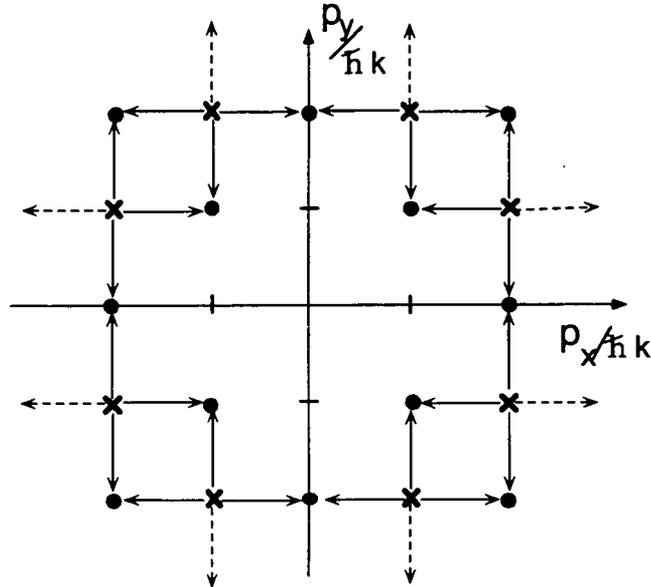


Figure 5.5: Plan $p_x O p_y$ dans l'espace des impulsions divisé en cellules de taille $\hbar k \times \hbar k$. Coordonnées des états fondamentaux susceptibles de composer un état noir d'énergie $E = 5E_{rec}$.

où les deux nombres n_x et n_y sont des entiers. Il est alors clair que pour chaque point (n_x, n_y) l'égalité $n = n_x^2 + n_y^2$ est satisfaite. Nous avons discuté dans les paragraphes précédents les cas $n = 1 = 0^2 + 1^2$, $n = 2 = 1^2 + 1^2$ et $n = 5 = 1^2 + 2^2$. Les deux nombres suivants qui peuvent être construits comme somme des carrés de deux entiers sont $8 = 2^2 + 2^2$ et $10 = 3^2 + 1^2$. Mais pour $n = 8$ et $n = 10$ il n'existe pas d'état noir. Pour $n = 8$ les états fondamentaux sont isolés (voir figure 5.6) et nous avons alors quatre contraintes par "croix", ce qui est impossible à satisfaire simultanément puisqu'il n'y a que trois sous-niveaux fondamentaux. Pour le cas $n = 10$, il y a trois contraintes par croix, ce qui suffit en principe à tout déterminer. Mais il y a en plus quatre conditions d'interférence qu'on ne peut plus satisfaire.

Le nombre suivant qui peut être construit comme somme des carrés de deux entiers est $n = 13 = 3^2 + 2^2$. Nous avons représenté sur la figure 5.7 la disposition dans l'espace des impulsions des états fondamentaux susceptibles de former des états noirs avec une énergie $E = 13E_{rec}$. On voit apparaître des îlots non connectés qui comportent chacun deux états fondamentaux et six états excités.

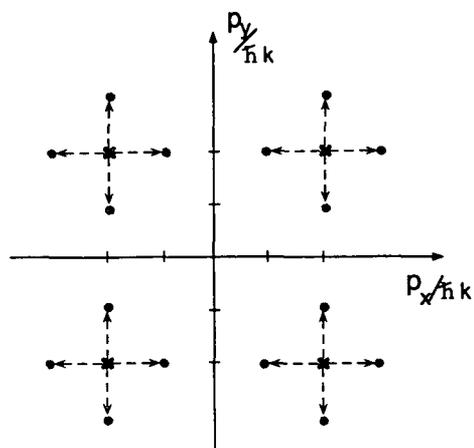


Figure 5.6: Disposition des états fondamentaux avec $n = 8 = 2^2 + 2^2$. Les états sont isolés et ne peuvent pas satisfaire chacun simultanément quatre contraintes, puisqu'il n'y a que trois sous-niveaux fondamentaux.

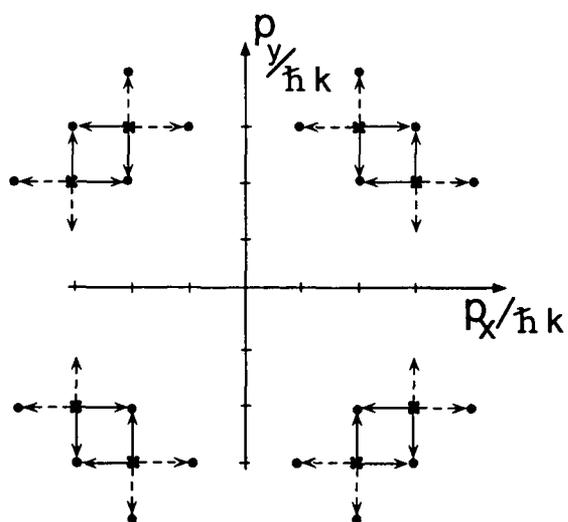


Figure 5.7: Coordonnées des états fondamentaux susceptibles de composer un état noir d'énergie $E = 13 E_{rec}$.

Les îlots de ce type peuvent apparaître pour des énergies arbitrairement grandes, à condition que

$$n = n_x^2 + n_y^2 = (n_x + 1)^2 + (n_y - 1)^2 \quad (5.17)$$

Cette équation mène à $n_x - n_y + 1 = 0$. En répétant le raisonnement en termes de contraintes et de conditions pour un tel îlot, le nombre d'inconnues est alors égal au nombre d'équations et on ne peut pas savoir s'il donne naissance à un état noir.

Un calcul explicite (voir annexe E.4) montre que dans le cas général il n'existe pas d'état noir que l'on peut construire à partir des sous-niveaux fondamentaux ayant une telle disposition dans l'espace des impulsions. Nous concluons alors que $E = 5 E_{rec}$ est l'énergie la plus grande que peut avoir un état noir dans une configuration de champ à deux dimensions.

5.3 Mise en évidence expérimentale

Nous présentons ici le résultat d'une expérience bidimensionnelle qui nous a permis de mettre en évidence les états noirs sélectifs en vitesse sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3S_0$ de l'atome d'hélium. La configuration laser que nous utilisons est la même que celle que nous avons décrite au début du chapitre 3 quand nous avons présenté une expérience de refroidissement à deux dimensions sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$. Les quatre faisceaux lumineux se trouvent dans le plan horizontal xOy . Les faisceaux sont deux à deux réfléchis sur eux mêmes et se propagent le long des axes Ox et Oy .

Le figure 5.8 montre la distribution en vitesses dans le plan $v_x O v_y$ des atomes refroidis dans une d'une telle expérience. Nous distinguons quatre paquets d'ondes, chacun à une distance de v_{rec} du centre. De plus, huit taches sont disposées aux points de coordonnées $(v_x = \pm 2 v_{rec}, v_y = \pm v_{rec})$ et $(v_x = \pm 1 v_{rec}, v_y = \pm 2 v_{rec})$ sur un cercle au bord de l'image. Nous voyons donc les états noirs associés aux énergies $E = 1 E_{rec}$ et $E = 5 E_{rec}$.

D'après la discussion du paragraphe précédent, nous nous attendons à voir aussi des atomes correspondant à une énergie $E = 2 E_{rec}$. Des calculs numériques de la structure des bandes d'énergies faits par R. Dum [87] montrent que les régions dans l'espace des vitesses pour lesquels l'absorption des photons est in-

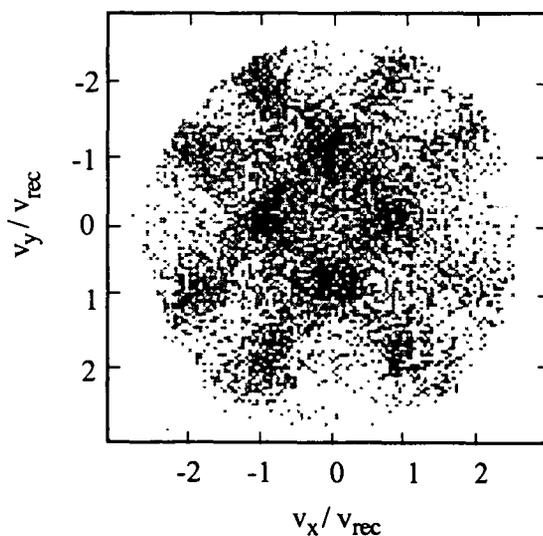


Figure 5.8: Résultat d'une expérience de refroidissement subrecoil sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ à deux dimensions : distribution en vitesses des atomes refroidis. Les paramètres expérimentaux sont : $\Omega \simeq 1,2 \Gamma$, $\delta \simeq 2 \Gamma$, $\theta = 600 \mu s$. L'image a été obtenue en moyennant 200 cycles expérimentaux.

hibée (les trous Raman) ont des largeurs différentes pour des classes d'énergies différentes. Les largeurs des trous pour les états d'énergie $E = 1 E_{rec}$ et $E = 5 E_{rec}$ sont comparables, celle du trou correspondant à une énergie $E = 2 E_{rec}$ est environ 5 fois plus étroite. Ce résultat numérique suggère que l'efficacité du refroidissement est liée à la largeur de ce trou. Ceci pourrait alors expliquer pourquoi nous n'observons pas les états associés à une énergie $2 E_{rec}$ dans l'expérience.

5.4 Conclusion

La transition atomique $J = 1 \rightarrow J = 0$ présente une multitude de résonances noires sélectives en vitesses. Nous avons montré à l'aide d'une méthode graphique simple qu'il existe des états noirs dans plusieurs classes d'énergie ($1 E_{rec}$, $2 E_{rec}$, $5 E_{rec}$) dans une configuration de champ lumineux à deux dimensions. En utilisant des arguments de symétrie, nous avons pu en déduire le nombre minimal d'états noirs qui existent pour une énergie donnée. Enfin, nous avons pour la première fois mis en évidence expérimentalement de tels états noirs.

Par rapport aux états noirs sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$, la structure des états noirs sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ est très différente. Dans le cas de la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$, l'état noir est isomorphe au champ laser et est une superposition cohérente de quatre paquets d'ondes. Pour la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$, plusieurs états noirs existent pour différentes énergies. Nous avons un mélange statistique de ces états, dont chacun est une superposition cohérente de plusieurs paquets d'ondes. C'est la raison pour laquelle une expérience de passage adiabatique comme celles décrites au chapitre précédent n'est pas réalisable sur ce système.

Conclusion

Deux thèmes de recherche dans le domaine de l'interaction atome-rayonnement ont été abordés dans ce mémoire : d'une part, le refroidissement laser d'atomes par la méthode des résonances noires sélectives en vitesse (VSCPT), généralisé à plusieurs dimensions, et d'autre part le transfert adiabatique induit par laser entre paquets d'ondes, qui met en valeur les propriétés de cohérence de ces échantillons atomiques très froids. En abaissant la température des atomes en dessous de la limite du recul, nous avons approché les limites du refroidissement d'atomes libres par des moyens purement optiques. L'application du refroidissement subrecoil à la transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ nous a donné un nouvel aperçu de la physique des résonances noires.

L'expérience de refroidissement par résonances noires présentée au chapitre 3 était la première à mettre en évidence le refroidissement subrecoil à trois dimensions. Elle est, déjà pour cette seule raison, intéressante en soi. Les notions théoriques introduites au chapitre premier permettent de comprendre et d'analyser le résultat obtenu. La réalisation expérimentale n'aurait pas été possible sans le nouveau système de détection que nous avons mis en œuvre et auquel est consacrée une grande partie du chapitre 2. L'emploi des forces de friction dans une phase de pré-refroidissement Sisyphus précédant le refroidissement subrecoil nous a permis d'augmenter par un facteur 16 la densité dans l'espace des impulsions d'un échantillon atomique refroidi à une température environ 22 fois plus basse que la température de recul. Nous avons étudié la variation en fonction du temps d'interaction des trois grandeurs caractérisant une expérience de refroidissement : la température atteinte, la fraction d'atomes refroidis et le gain de densité dans l'espace des phases. Nous avons comparé les résultats expérimentaux avec les prédictions d'une approche théorique utilisant les statistiques de Lévy. L'accord entre théorie et expérience est très bon pour le comportement de la température. En revanche, la fraction d'atomes refroidis et le gain en densité dans l'espace des impulsions ne varient pas avec le temps d'interaction selon les prédictions du modèle. La recherche d'une interprétation de ces différences nous a conduits à des expériences complémentaires (utilisant un désaccord rouge). Nous avons ainsi vérifié une hypothèse plausible pour expliquer ce désaccord entre

théorie et expérience : des forces Doppler, qui agissent en sens opposé des forces de friction Sisyphe, deviennent prépondérantes aux vitesses élevées. Ces forces qui accélèrent les atomes ne peuvent être ignorées et il faudrait inclure leur existence dans le modèle théorique pour le rendre plus réaliste. Cette étude théorique n'a pas encore été faite. Les résultats expérimentaux obtenus suggèrent que l'on pourrait repousser plus loin dans l'espace des vitesses le point instable à partir duquel les atomes sont accélérés et donc perdus pour le refroidissement. Le développement récent des nouvelles sources de lumière, plus puissantes, rend envisageable de telles expériences. On pourrait ainsi augmenter la fraction d'atomes refroidis, qui représente la limite actuelle du refroidissement et s'approcher de cette façon des régimes de dégénérescence quantique.

Cependant, le montage expérimental à notre disposition a rendu possible un premier pas envers l'obtention des densités plus élevées dans l'espace des impulsions. Suite au refroidissement par VSCPT les atomes sont répartis sur plusieurs paquets d'ondes cohérents. Les expériences de transfert adiabatique décrites au chapitre 4 nous ont permis de transférer la quasi-totalité de la population atomique dans un seul paquet d'ondes. Notre attention s'est portée sur les expériences de transfert adiabatique à plusieurs dimensions, inédites au début de ce travail. Ces expériences exploitent la relation d'isomorphisme entre l'état noir sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ et le champ laser, relation que nous avons établie et discutée au chapitre 1 théorique. Elles constituent une preuve directe de la cohérence relative des multiples paquets d'ondes issus du refroidissement par VSCPT. Nous avons réussi, dans une expérience à deux dimensions, à transférer 90% environ de la population atomique dans un seul paquet d'ondes tout en gardant le caractère subrecul de la dispersion en vitesse initiale. Une étude plus quantitative de l'efficacité du transfert en fonction du temps de transfert a montré que dans le cas bidimensionnel l'échelle de temps pertinente est donnée par le temps de recul \hbar/E_{rec} . Les expériences de transfert adiabatique à trois dimensions témoignent de la grande souplesse que possède cette méthode dans la manipulation des paquets d'ondes de de Broglie. Nous avons obtenu une efficacité de transfert à trois dimensions de 75% environ et nous avons préparé des atomes dans un paquet d'ondes unique ayant une dispersion en vitesses inférieure à la vitesse de recul, avec un état de spin et une direction au libre choix de l'expérimentateur. Avec le transfert adiabatique dans deux paquets d'ondes cohérents nous avons réalisé une lame séparatrice pour des paquets d'ondes atomiques, l'angle entre les faisceaux émergents pouvant être choisi à volonté. Ces expériences peuvent constituer un point de départ pour des expériences prometteuses dans le domaine de l'interférométrie atomique, particulièrement intéressantes grâce à la grande longueur de cohérence inhérente aux dispersions de vitesse à caractère subrecul.

Le dernier chapitre de ce mémoire est consacré aux expériences bidimensionnelles de refroidissement par résonances noires sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$.

Nous avons introduit une méthode graphique, qui permet par un raisonnement simple en termes de contraintes sur les degrés de liberté internes et des conditions d'interférence destructive entre amplitudes d'absorption, de prédire le nombre minimal d'états noirs existant dans une certaine classe d'énergie. La physique des états noirs sur cette transition s'est avérée très différente de celle des états noirs sur la transition $J = 1 \rightarrow J = 1$ que nous avons étudiée aux chapitres précédents. Nous avons montré que plusieurs états noirs correspondant aux classes d'énergies E_{rec} , $2 E_{rec}$ et $5 E_{rec}$ apparaissent et nous les avons, pour la première fois, mis en évidence expérimentalement. Une étude théorique et numérique est envisageable pour comparer l'efficacité avec laquelle ces différents états sont peuplés.

Nous avons, par le travail présenté dans ce mémoire, montré jusqu'où on peut aller avec le refroidissement d'atomes libres par moyens tout optiques. C'est en partie à cause du petit nombre d'atomes et de la faible densité de départ, dûs au fait que nous étudions ici des atomes excités dans un état métastable, que le refroidissement par résonances noires trouve ses limites. Une amélioration du montage expérimental actuel, utilisant une source atomique plus intense, est en cours et devrait permettre, en combinaison avec des pièges polarisés, l'obtention des densités initiales plus élevées. En procédant ainsi, on exploite le fait que dans un échantillon polarisé la section efficace des collisions entre les atomes d'hélium dans l'état 2^3S diminue de plusieurs ordres de grandeur par rapport à un gaz désordonné [88]. Des travaux similaires sont poursuivis à Amsterdam [89, 90]. En partant de densités atomiques plus grandes, on pourrait envisager de reprendre le refroidissement par résonances noires. On espère arriver de cette manière plus près de la limite de dégénérescence quantique. Une mesure précise de la température atteinte devient alors cruciale. Notre équipe a mis au point récemment une nouvelle méthode qui permet de mesurer de températures aussi basses que $T_{rec}/800$ [91]. Bien que la méthode ait été démontrée en une dimension, une extension à plusieurs dimensions est prévue.

Annexe A

Unicité des états noirs

Cette démonstration reprend en bonne partie le calcul esquissé dans la référence [20]. Nous commençons par rappeler les conditions que doit satisfaire un état noir et nous montrons que dans le champ laser $\sigma_+ - \sigma_-$ à trois dimensions (voir aussi expression 1.57), l'état noir (1.59) que nous avons trouvé au paragraphe 1.2.6 est unique. Pour qu'un état soit noir, il doit avoir les propriétés suivantes :

$$V_{AL}\Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\mathbf{P}^2}{2m}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2\kappa^2}{2m}\Psi(\mathbf{r}) \quad (\text{A.2})$$

La première condition impose que l'état $\Psi(\mathbf{r})$ ne soit couplé par le laser à l'état excité et la deuxième exige que l'état soit stationnaire. L'action du Hamiltonien atomique interne, le projecteur sur l'état excité, est nulle, puisque Ψ est un état fondamental. Nous avons montré au chapitre 1, que ceci entraîne que le vecteur Ψ est proportionnel au champ laser $\mathbf{E}(\mathbf{r})$:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.3})$$

où $\alpha(\mathbf{r})$ est un champ scalaire quelconque. La condition (A.2) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\Delta\Psi(\mathbf{r}) + \kappa^2\Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.4})$$

Pour $\kappa = k$, cette équation a une solution évidente : $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha = \text{const}$, puisque le vecteur $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ satisfait à l'équation d'onde :

$$\Delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.5})$$

Exploitions maintenant la condition (A.4) et cherchons les solutions Ψ avec $\alpha(\mathbf{r})$ non triviale. L'idée du calcul est de transformer cette équation du second ordre en α qui est difficile à résoudre, en une équation du premier ordre sur α . Pour

ceci nous multiplions vectoriellement l'équation (A.4) par $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. Nous obtenons alors l'équation suivante sur α :

$$\sum_{\mu} (\partial_{\mu} \alpha(\mathbf{r})) T_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.6})$$

Dans cette équation T est un tenseur défini par :

$$T_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \epsilon_{\nu\lambda_1\lambda_2} E_{\lambda_1}(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_{\mu}} E_{\lambda_2}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.7})$$

où $\epsilon_{\mu\lambda_1\lambda_2}$ est le tenseur complètement antisymétrique de rang 3.

Nous rappelons que le rang d'une matrice T est défini comme la dimension de l'espace image de l'application linéaire de matrice $T_{\mu\nu}(\mathbf{r})$. Si nous multiplions l'expression (A.7) par E_{ν} en effectuant la somme sur l'indice ν , nous obtenons :

$$\sum_{\nu} T_{\mu\nu}(\mathbf{r}) E_{\nu}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda_2} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_{\mu}} E_{\lambda_2}(\mathbf{r}) \sum_{\nu, \lambda_1} \epsilon_{\lambda_2\nu\lambda_1} E_{\lambda_1}(\mathbf{r}) E_{\nu}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.8})$$

où nous avons utilisé le fait que $\epsilon_{\nu\lambda_1\lambda_2} = \epsilon_{\lambda_2\nu\lambda_1}$. Nous voyons donc apparaître le produit vectoriel de \mathbf{E} avec lui même, produit qui vaut zero. Nous en déduisons que le rang de la matrice T est strictement plus petit que 3. L'équation A.6 a donc une solution non triviale pour $\nabla\alpha$.

Supposons maintenant que le rang de T soit égal à 2, pour tous les points \mathbf{r} . L'espace image de T est alors un plan. Appelons $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ un vecteur normal à ce plan. Nous pouvons construire explicitement un tel vecteur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} E_i (\nabla E_j \times \nabla E_k) \quad (\text{A.9})$$

Vérifions maintenant que ce vecteur est perpendiculaire au plan image de T en chaque point \mathbf{r} , autrement dit qu'il vérifie l'équation suivante :

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{C}_{\nu} = 0 \quad (\text{A.10})$$

où nous avons noté \mathbf{C}_{ν} les colonnes de la matrice $T_{\mu\nu}$:

$$\mathbf{C}_{\nu} = \sum_{\mu} T_{\mu\nu} \mathbf{e}_{\mu} = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \epsilon_{\nu\lambda_1\lambda_2} E_{\lambda_1} \nabla E_{\lambda_2} \quad (\text{A.11})$$

Les \mathbf{e}_{μ} sont les vecteurs de base. En introduisant les expressions A.7 et A.9 dans cette équation nous obtenons :

$$\begin{aligned} \mathbf{C}_{\nu} \cdot \mathbf{u} &= \sum_{ijk\lambda_1\lambda_2} \epsilon_{ijk} \epsilon_{\nu\lambda_1\lambda_2} E_i E_{\lambda_1} \nabla E_{\lambda_2} \cdot (\nabla E_j \times \nabla E_k) \\ &= \sum_{ijk\lambda_1\lambda_2} \epsilon_{ijk} \epsilon_{\nu\lambda_1\lambda_2} E_i E_{\lambda_1} \det(\nabla E_{\lambda_2}, \nabla E_j, \nabla E_k) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Dans la somme (A.12) on peut se limiter à $j \neq i, k \neq i$ à cause de la présence du tenseur antisymétrique ϵ_{ijk} . On constate alors que le déterminant qui exprime le produit mixte s'annule lorsque $\lambda_2 \neq i$. En ne retenant que les termes pour lesquels $\lambda_2 = i$, l'expression A.12 devient :

$$\mathbf{C}_\nu \cdot \mathbf{u} = \sum_{ijk\lambda_1} \epsilon_{ijk} \epsilon_{\nu\lambda_1 i} E_i E_{\lambda_1} \det(\nabla E_i, \nabla E_j, \nabla E_k) \quad (\text{A.13})$$

Observons d'abord que les deux termes antisymétriques ϵ_{ijk} et $\det(\nabla E_i, \nabla E_j, \nabla E_k)$ présentent la même signature pour une permutation des indices i, j, k deux à deux distincts. La somme sur les indices j et k du produit de ces deux termes est alors la constante $2 \det(\nabla E_1, \nabla E_2, \nabla E_3)$, indépendante de i . On peut alors récrire l'expression (A.13) sous la forme suivante :

$$\sum_{i\lambda_1} \epsilon_{\nu\lambda_1 i} E_i E_{\lambda_1} \sum_{jk} (1 - \delta_{ij})(1 - \delta_{ki})(1 - \delta_{kj}) \det(\nabla E_1, \nabla E_2, \nabla E_3) \quad (\text{A.14})$$

La somme A.14 est donc proportionnelle à la composante selon ν du produit vectoriel $\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}(\mathbf{r})$. Or ce produit est égal à zéro. Nous avons ainsi montré que le vecteur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ est perpendiculaire au plan image de la matrice T lorsque celle-ci est de rang 2.

L'équation (A.6) exprime le fait que le gradient de $\alpha(\mathbf{r})$ est perpendiculaire au plan image de $T(\mathbf{r})$ en tout \mathbf{r} , et est donc un vecteur colinéaire avec $\mathbf{u}(\mathbf{r})$:

$$\nabla \alpha(\mathbf{r}) = \eta(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.15})$$

Nous devons donc déterminer la fonction $\eta(\mathbf{r})$. Prenons le rotationnel de l'équation (A.15). Le terme de gauche va s'annuler puisque $\alpha(\mathbf{r})$ est un champ scalaire. Nous obtenons donc :

$$0 = \eta(\mathbf{r}) (\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})) + \nabla \eta(\mathbf{r}) \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.16})$$

Projetons maintenant cette condition de compatibilité pour (A.15) sur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$:

$$\eta(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.17})$$

Lorsque $\mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})$ est non nul quelque soit \mathbf{r} , la condition (A.17) impose $\eta \equiv 0$, donc $\nabla \alpha = 0$ correspondant à $\alpha = \text{const}$ et le problème admet un seul l'état noir :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.18})$$

celui que nous avons discuté au chapitre 1. Il suffit alors de montrer que, pour un champ électrique donné, $\mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})$ est non nul presque partout pour démontrer que l'état noir A.18 est unique. La figure A.1 montre, pour $z = 0$ et une phase relative nulle entre les faisceaux, la variation avec x et y , de $\mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})$

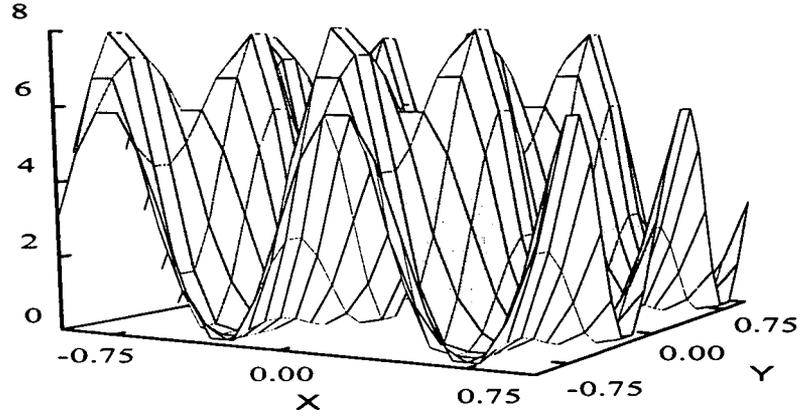


Figure A.1: Variation de $\mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})$ avec x et y pour $z = 0$. L'échelle verticale à été divisée par $-2\mathcal{E}_0^6 k^5$. Observons que dans nombreux points de l'espace cette grandeur est non nulle.

calculé (numériquement) pour le champ électrique $\sigma_+ - \sigma_-$ à trois dimensions. Nous observons que $\mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})$ est non nul presque partout.

Supposons maintenant que le rang de T est 1. L'espace image de $T(\mathbf{r})$ est alors de dimension 1 en tout \mathbf{r} , et donc une droite. Notons $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ le vecteur qui porte cette droite en chaque point \mathbf{r} . D'après l'équation (A.6) le gradient $\alpha(\mathbf{r})$ est orthogonal à $\mathbf{v}(\mathbf{r})$:

$$\nabla \alpha(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A.19})$$

Ceci signifie que $\alpha(\mathbf{r})$ est constant le long des lignes de champ de $\mathbf{v}(\mathbf{r})$. La solution générale de (A.19) est une fonction arbitraire de coordonnées $\eta_1(\mathbf{r})$ et $\eta_2(\mathbf{r})$ localement transverses (en \mathbf{r}) aux lignes de champ de $\mathbf{v}(\mathbf{r})$:

$$\alpha(\mathbf{r}) = f(\eta_1(\mathbf{r}), \eta_2(\mathbf{r})) \quad (\text{A.20})$$

Parce que la fonction f est quelconque, α n'est donc pas une constante l'état noir n'est plus unique. On peut, dans certaines configurations de champ à deux dimensions déterminer explicitement la fonction f .

Supposer que le rang de T est de rang 0 est équivalent à dire que $T \equiv 0$. Selon la relation (A.7) ceci entraîne que le champ électrique est de direction fixe. Ce cas n'a pas d'intérêt pratique.

Construction du vecteur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$

Nous donnons ici en quelques lignes la construction du vecteur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$. Pour ceci nous partons de l'équation A.4 que nous récrivons pour la composante i de \mathbf{E} sous la forme :

$$\Delta(\alpha E_i) + \kappa^2(\alpha E_i) = 0 \quad (\text{A.21})$$

qui est équivalente à :

$$(\Delta\alpha)E_i + 2(\nabla\alpha) \cdot (\nabla E_i) - k^2\alpha E_i + \kappa^2\alpha E_i = 0 \quad (\text{A.22})$$

où nous avons utilisé le fait que E vérifie l'équation d'onde de vecteur d'onde k . La multiplication vectorielle de cette équation avec \mathbf{E} donne :

$$\sum_{ji} 2\epsilon_{kji} E_j (\nabla\alpha) \cdot (\nabla E_i) = 0 \quad (\text{A.23})$$

Si l'on multiplie (A.23) avec ∇E_k on obtient :

$$\sum_{kji} 2\epsilon_{kji} \nabla E_k E_j (\nabla\alpha) \cdot (\nabla E_i) = 0 \quad (\text{A.24})$$

On peut alors utiliser la formule du double produit vectoriel $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$ pour les trois vecteurs : $\mathbf{a} = \nabla E_i$, $\mathbf{b} = \nabla E_k$ et $\mathbf{c} = \nabla\alpha$. On obtient alors :

$$\sum_{kji} \epsilon_{kji} E_j (\nabla E_i \times (\nabla E_k \times \nabla\alpha) + (\nabla E_i \cdot \nabla E_k) \nabla\alpha) = 0 \quad (\text{A.25})$$

Observons que le deuxième terme dans la parenthèse est symétrique dans l'échange des deux indices i et k . Multiplié par le tenseur antisymétrique ϵ_{ijk} ce terme s'annule. Si l'on effectue alors dans l'expression (A.25) la somme explicite sur les indices i et k et si l'on utilise l'identité de Jacobi pour le double produit vectoriel, on obtient :

$$\begin{aligned} & \sum_j E_j (\nabla E_{j+1} \times (\nabla E_{j+2} \times \nabla\alpha) - \nabla E_{j+2} \times (\nabla E_{j+1} \times \nabla\alpha)) = \\ & \sum_j E_j \nabla\alpha \times (\nabla E_{j+2} \times \nabla E_{j+1}) = \nabla\alpha \times \left(\sum_j E_j (\nabla E_{j+2} \times \nabla E_{j+1}) \right) = \\ & \nabla\alpha \times \frac{1}{2} \mathbf{u}(\mathbf{r}) = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

où nous avons utilisé des conditions limite périodiques sur l'indice j , de sorte que $E_4 = E_1$, etc.. On voit donc apparaître le vecteur $\mathbf{u}(\mathbf{r})$, colinéaire avec $\nabla\alpha$.

Annexe B

Compléments pour le détecteur à anode résistive

B.1 Circuit de branchement du détecteur

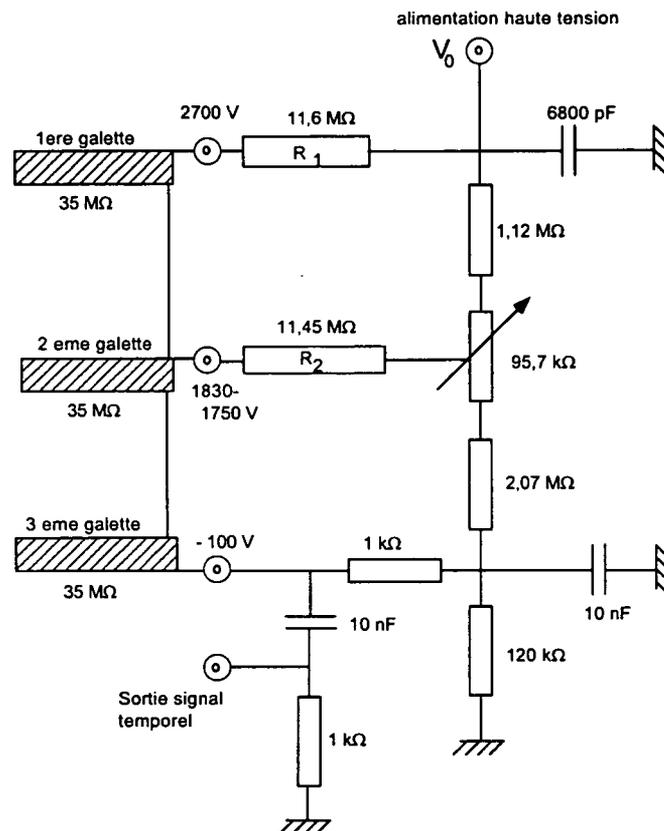


Figure B.1: Schéma de branchement électrique du détecteur. Les grandes résistances R_1 et R_2 servent de protection pour les galettes de microcanaux. Au cas où il y aurait une décharge dans un canal, sa résistance chute beaucoup et grâce aux résistances R_1 , R_2 la tension aux bornes de la galette en cause est diminuée aussi. Il est important que les impédances des galettes, et notamment des deux dernières, soient adaptées. On est alors sûr de ne pas dépasser une tension de 900 V par galette.

B.2 La forme de l'anode résistive

Nous avons mentionné au paragraphe 2.6 que l'anode résistive n'est pas carrée mais est terminée en quatre arcs de cercle de rayon a . La résistance linéique R_L au bord est choisie tel que :

$$R_L = \frac{R_s}{a} \quad (\text{B.1})$$

où R_s est la résistance surfacique de l'anode¹. Dans ce paragraphe nous discutons comment de telles conditions limite peuvent corriger les distorsions qui apparaîtraient à cause de la taille finie de l'anode.

Pour cela nous démontrons le théorème de Gear [75] qui affirme qu'un trou circulaire de rayon a n'affecte pas le passage d'un courant dans une surface résistive infinie, si la résistance linéique au bord du trou vaut $R_L = R_s/a$, où R_s est la résistance surfacique de l'anode. Soit \mathbf{E} un champ électrique uniforme incident sur le bord. Regardons la différence de tension qui apparaît entre deux points à distance $a d\theta$ entre les angles θ et $\theta + d\theta$ sur le bord (voir figure B.3) :

$$dV(\theta) = E a \sin \theta d\theta \quad (\text{B.2})$$

où nous avons choisi $\theta = 0$ le long du champ électrique.

Le courant I_θ entre ces deux points est alors :

$$I_\theta = \frac{dV(\theta)}{R_L a d\theta} = \frac{E \sin \theta}{R_L} \quad (\text{B.3})$$

Prenons la dérivée de ce courant par rapport à θ :

$$\frac{dI_\theta}{d\theta} = \frac{E \cos \theta}{R_L} \quad (\text{B.4})$$

L'équation de continuité nous fournit une relation entre le changement du courant au bord, c'est-à-dire $dI_\theta/d\theta$ et la densité de courant surfacique $\mathbf{j}_s = \mathbf{E}/R_s$ incidente, :

$$\frac{dI_\theta}{d\theta} = \mathbf{j}_s \cdot \mathbf{a} = \frac{E a \cos \theta}{R_s} \quad (\text{B.5})$$

En comparant les deux équations B.4 et B.5 nous déduisons immédiatement la relation B.1.

Ce théorème reste valable pour une feuille résistive ayant une distribution quelconque des trous circulaires pourvu que les résistances aux bords satisfassent

¹Les unités pour la résistivité (résistance "volumique") sont $[\rho] = \Omega m$, pour la résistance surfacique $[R_s] = \Omega$ et pour la résistance linéique $[R_L] = \Omega/m$. Nous rappelons que la résistance R d'un objet possédant une résistance surfacique R_s se calcule en multipliant R_s par la longueur de la feuille résistive et en divisant par sa largeur.

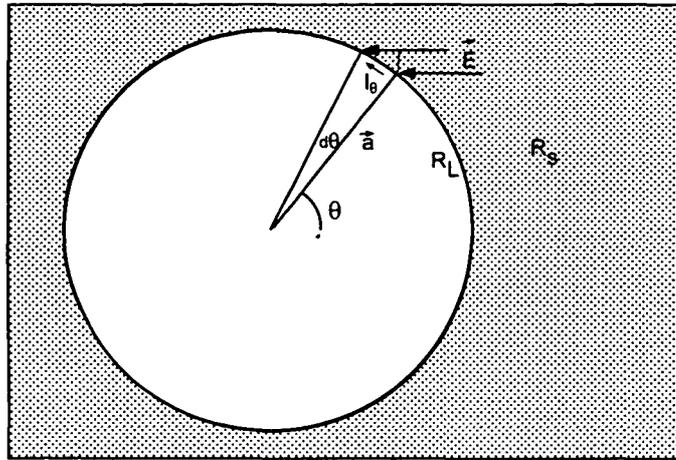


Figure B.2: Démonstration du théorème de Gear. Calcul de la résistance linéique au bord d'un trou circulaire de rayon a dans une feuille de résistance surfacique R_s .

le critère B.1. Le théorème est donc valable pour une anode résistive de taille finie bordée d'arcs de cercle concaves. L'anode résistive que nous utilisons dans le détecteur mis en place au cours de ce travail est un exemple d'une telle disposition.

B.3 Calcul de la position d'un événement incident

Nous déduisons ici l'algorithme de calcul de la position (x, y) d'un événement incident sur l'anode résistive. L'origine du système des coordonnées est placée au coin 3 de l'anode (voir figure B.3a). Notons d la distance entre deux coins adjacents. Supposons que les coins 1 à 4 de l'anode soient maintenus à un potentiel fixe V à l'aide d'une pile. Les deux autres coins sont connectés à la masse. Nous avons ainsi un champ électrique constant orienté selon $-Ox$. La tension en un point (x, y) ne dépend alors que de x (la distance du bord (2,3)) et est donnée par Vx/d . Donc cette tension définit le rapport entre deux résistances effectives R_x et R_{d-x} branchées entre le point (x, y) et le bord (2,3) et (1,4) respectivement. Le circuit électrique équivalent est donné sur la figure B.3b. Imaginons que nous connectons une sonde d'impédance R_p grande en comparaison avec l'impédance de l'anode (pour ne pas affecter le potentiel au point (x, y)) entre ce point et la masse via un ampèremètre (figure B.4a). Le courant mesuré est alors Vx/dR_p . Si nous interchangeons l'ampèremètre avec la pile, nous obtenons le circuit de la figure B.4b. On peut alors considérer l'ensemble pile + résistance sonde (R_p)

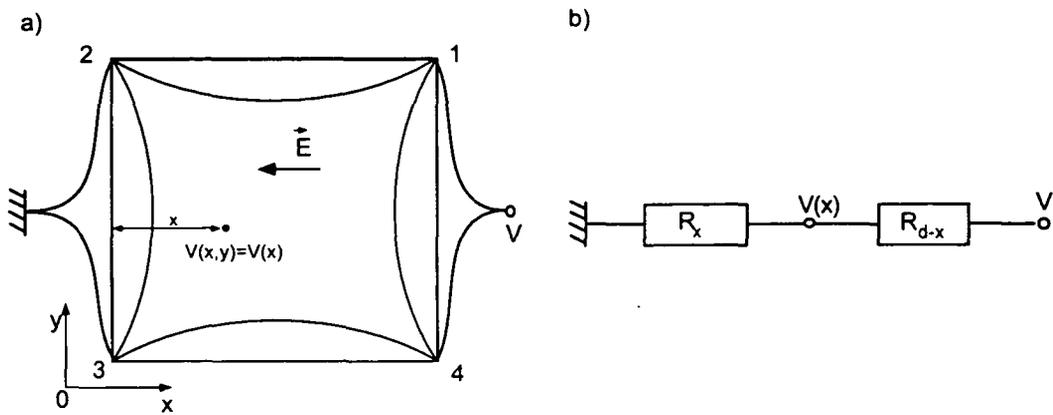


Figure B.3: Calcul de la position de l'impact d'un événement sur l'anode résistive. Les coins 1 et 4 sont maintenus à un potentiel V à l'aide d'une pile. Les coins 2 et 3 sont connectés à la masse.

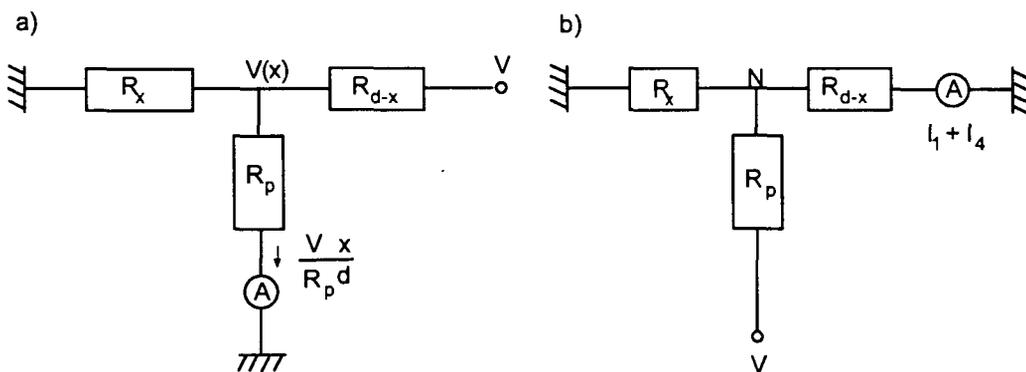


Figure B.4: Calcul de la position de l'impact d'un événement sur l'anode résistive. Circuits électriques équivalents utilisés.

comme une source de courant $I = V/R_p$. Ce courant se partage au noeud N et coule vers la masse à travers les résistances effectives R_x et R_{d-x} . Le courant $(I_1 + I_4)$ mesuré par l'ampèremètre branché comme sur la figure B.4b s'écrit alors :

$$I_1 + I_4 = I \frac{R_{d-x}}{R_x + R_{d-x}} = I \frac{x}{d} \tag{B.6}$$

Le courant I est bien sûr égal à $I_1 + I_2 + I_3 + I_4$. Nous déduisons donc pour la coordonnée x :

$$\frac{x}{d} = \frac{I_1 + I_4}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \tag{B.7}$$

Un raisonnement analogue fournit :

$$\frac{y}{d} = \frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (\text{B.8})$$

ou y est la distance du bord (3,4).

Pour déduire ces formules nous avons supposé que nous avons une source de courant I . C'est équivalent à une charge qui arrive sur l'anode résistive dans un temps δt très court. On peut donc remplacer dans les formules B.7 et B.8 les I_i avec des Q_i .

Pour le système de détection que nous utilisons, l'origine du système de coordonnées est au centre de l'anode. Cela revient à faire une transformation de coordonnées $x' = x - d/2$ et $y' = y - d/2$ et nous retrouvons alors les deux équations suivantes, équivalentes au (B.7) et (B.8) :

$$\frac{x'}{d/2} = \frac{I_1 + I_4 - I_2 - I_3}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{y'}{d/2} = \frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (\text{B.10})$$

Notons que ces raisonnements sont valables seulement si l'on mesure la charge totale qui arrive sur l'anode, c'est-à-dire quand le temps de réponse de l'anode est nettement plus rapide que les constants de temps des amplificateurs. De même les impédances d'entrée des amplificateurs, doivent être négligeables par rapport à l'impédance de l'anode.

B.4 Réglages des signaux spatiaux

Ce paragraphe est destiné principalement aux lecteurs particulièrement intéressés par notre détecteur. Nous donnons ici quelques détails qui nous semblent importants lorsqu'on met au point un tel système.

En discutant le principe de fonctionnement au 2.6.1 et la réalisation expérimentale de notre nouveau détecteur au 2.6.2, nous avons noté que les quatre signaux qui contiennent l'information spatiale d'un événement qui arrive sur le détecteur sont traités rigoureusement de la même manière du point de vue électronique. Nous justifions ici cette mesure et donnons l'exemple d'une image enregistrée lorsque ceci n'était pas le cas. Nous indiquons comment nous avons réalisé et vérifié la "calibration" des quatre signaux.

Imaginons que l'un des gains électroniques sur les quatre voies provenant des coins de l'anode résistive et portant l'information spatiale ne soit pas bien réglé, et soit plus grand que les trois autres. La figure B.5 montre l'image des atomes issus d'une mélasse optique enregistrée dans de telles conditions. On observe qu'à

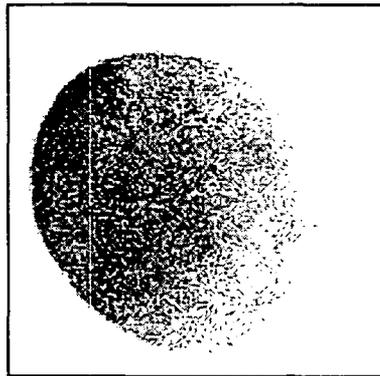


Figure B.5: Image des atomes issus d'une mélasse optique enregistrée quand les gains électroniques sur les différentes voies des signaux spatiaux sont différents.

la différence de la figure 2.15 l'image n'est plus ronde. Le gain différent, plus élevé sur le coin en haut à droite conduit à une distorsion de l'image et suggère qu'il y a plus d'événements qui arrivent sur le détecteur dans la proximité de ce coin. Pour obtenir des images non distordues, il faut que nous assurions un traitement identique des quatre signaux provenant des coins de l'anode résistive. Rappelons nous que sur son chemin de l'anode vers le LDAR, chaque signal traverse un préamplificateur de charge et est ensuite mis en forme et amplifié par un amplificateur de spectroscopie. Le pré-amplificateur de charge est équipé d'une entrée "test". Nous avons alors envoyé le même signal test (une impulsion carrée ayant une durée d'environ 50 ns provenant d'un générateur d'impulsions) sur chacune

des entrées test des quatre pré-amplificateurs et nous avons comparé les quatre signaux de sortie. Afin de rendre égaux ces signaux on peut alors ajuster les gains des pré-amplificateurs. Dans notre cas cela n'était pas nécessaire, car le réglage de ces composants se fait d'habitude très soigneusement par l'industriel avant livraison. Nous envoyons ensuite les signaux obtenus à la sortie des pré-amplificateurs aux amplificateurs de spectroscopie. Nous utilisons pour ceci des câbles de même longueur pour les quatre signaux et prenons soins d'adapter l'impédance du câble avec celle de l'entrée de l'amplificateur. Nous ajustons ensuite précisément les gains des amplificateurs afin d'obtenir des signaux identiques et propres (c'est à-dire sans dépassement) sur les quatre voies.

Pour vérifier que les images que nous allons enregistrer avec ces réglages sont correctes, nous envoyons au LDAR les quatre signaux identiques ainsi qu'un signal synchronisé que nous utilisons comme signal de déclenchement TP. Le programme d'acquisition des données a été modifié afin qu'il affiche sur l'écran de l'ordinateur les quatre tensions correspondant aux quatre voies et les coordonnées (x, y) (en unités arbitraires) des événements. Nous nous attendons alors à ce que si les quatre signaux sont rigoureusement égaux, les valeurs des tensions coïncident et l'événement se soit produit au centre $(0, 0)$ du détecteur. Nous pouvons à ce moment réajuster les gains des amplificateurs si nécessaire.

Il existe une deuxième manière de faire les ajustements fins des quatre gains en utilisant le programme d'acquisition des données. Lorsque nous mettons le seuil au niveau "soft" à zéro, il n'y a plus de test de coïncidence des quatre signaux. Nous envoyons alors séparément le même signal sur chacune des entrées du LDAR et nous ajustons les gains sur les quatre voies afin que les coordonnées enregistrées correspondent bien aux coordonnées extrêmes $(1, 0)$, $(-1, 0)$, $(0, -1)$ et $(0, 1)$ attendues.

Une fois ces tests faits, nous pouvons brancher les pré-amplificateurs de charge aux sorties de l'anode, en respectant bien sûr l'ordre. Il est recommandé d'utiliser ici aussi des câbles identiques et aussi courts que possible (dans notre cas 10 cm environ) pour éviter des perturbations des signaux par "pick-up" électronique.

Annexe C

THREE-DIMENSIONAL LASER COOLING OF HELIUM BEYOND THE SINGLE-PHOTON RECOIL LIMIT

J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji

Physical Review Letters, volume 75, pages 4195-4197, 1995.

Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit

J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow,* M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji

Collège de France et Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France
(Received 25 July 1995)

We report the first observation of subrecoil laser cooling in three dimensions, where we use the method of velocity-selective coherent population trapping. We have cooled a cloud of trapped metastable helium atoms to 180 nK, 22 times below the single-photon recoil temperature, with an enhancement in the momentum-space density of 16. We find that the efficiency with which the velocity-selective trap is populated can be augmented by Sisyphus-type frictional forces, while the cooling process is accompanied by the diffusion of atoms to states of very high velocity.

PACS numbers: 32.80.Pj, 42.50.Vk

Cooling an atomic sample to reduce the momentum dispersion δp as much as possible has long been an important scientific goal. During the last ten years, a number of techniques have been proposed and demonstrated, the most important of which use the interaction with light (laser cooling) [1] or elastic collisions (evaporative cooling) [2,3]. In the domain of laser cooling, a natural momentum scale appears: $\hbar k$, the momentum of the laser photon involved in the process, which is also the recoil momentum of an atom absorbing or emitting a single photon. When δp is less than $\hbar k$, the "subrecoil" regime, the coherence length of the atoms in the sample is greater than that of the optical wavelength used to do the cooling. This allows the creation of atomic samples with coherence lengths of the order of several μm , opening up the possibility of studies in which the wave nature of matter is made manifest. Up to now, subrecoil cooling in one and two dimensions has been achieved by two methods: velocity-selective coherent population trapping (VSCPT) [4,5] and Raman cooling [6,7]. Both of these methods depend on diffusion in momentum space, which becomes less and less efficient as the number of dimensions is increased. It is thus a considerable experimental challenge to extend these methods to three dimensions. We report here the first subrecoil laser cooling in 3D, where we use VSCPT, and obtain an atomic coherence length of $\sim 5 \mu\text{m}$.

In order to do laser cooling to velocities below the recoil velocity $v_R = \hbar k/m$, it is essential to suppress the random recoil due to spontaneous emission from atoms at very low velocities, while allowing fluorescence cycles for other atoms. The idea of VSCPT is to optically pump atoms into a state that is effectively decoupled by destructive quantum interference from the laser field for sufficiently small center-of-mass velocities. In practice, atoms absorb photons and spontaneously decay, executing a random walk in momentum space, until they fall by chance into a "dark" nonabsorbing state with very small velocity, where they remain. The existence of a velocity-selective nonabsorbing state in any number of dimensions for an atom with a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transition was established by Ol'shanii and Minogin [8]. A simple

presentation of this argument is given in Ref. [5]. Briefly, if the laser field is comprised of a superposition of N plane waves with wave vectors \mathbf{k}_i ($i = 1, \dots, N$) having the same modulus k , the dark state is given by the same linear superposition of de Broglie waves. More precisely, one finds that atoms are pumped into a coherent superposition of N wave packets with mean momenta $\hbar \mathbf{k}_i$ and with a momentum spread δp , which becomes smaller than $\hbar k$ for sufficiently long interaction times. The efficiency with which the dark state is populated relies on the properties of a random walk in velocity space, with steps corresponding to the absorption of laser photons and subsequent spontaneous emission. Within a volume of velocity space delimited by some v_{max} , the fractional volume within a velocity peak of width δv is proportional to $(\delta v/v_{\text{max}})^D$, where D is the number of dimensions being cooled. Because of the diffusive character of the random walk, the amount of time required to optically pump an atom within a distribution characterized by $v_{\text{max}} \sim v_R$ into a specified velocity interval is thus a rapidly increasing function of D . In fact, in the case of a simple random walk in one or two dimensions, every particle will return to the origin infinitely often, but in three dimensions a nonvanishing fraction of particles will never do so [9]. Fortunately, both theory and experimental work to be described demonstrate that the efficiency with which the nonabsorbing state is populated can be enhanced if the diffusion is supplemented by "frictional" forces providing cooling for velocities somewhat above the single-photon recoil velocity v_R .

To achieve cooling in three dimensions, we have used three pairs of counterpropagating laser beams along orthogonal axes [Fig. 1(a)]. Four beams (1, 2, 3, 4) are in the x - z plane, at 45° to the horizontal, and the two remaining beams (5, 6) are along the y axis. The dotted lines of Fig. 1(a) represent the ballistic trajectories of the wave packets under the influence of gravity, after the VSCPT beams have been applied for a time, which we denote by Θ [10]. The two wave packets (1, 2) associated with laser waves 1 and 2 start with a vertical velocity

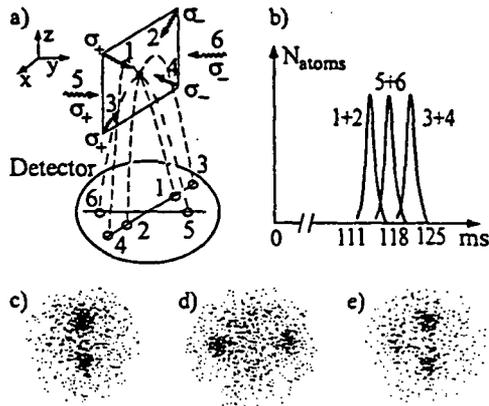


FIG. 1. (a) 3D VSCPT scheme. Under the influence of the six VSCPT beams, the atoms are pumped into a coherent superposition of six wave packets whose centers follow ballistic trajectories to the detector 6.8 cm below. (b) The temporal distribution shows three peaks which, in our experiment, are centered at 111, 118, and 125 ms. (c)–(e) Observed position distributions within temporal windows 107 → 113, 115 → 121, 122 → 128 ms for experimental parameters: $\Omega_R = 0.9\Gamma$, $\delta = +\Gamma$, interaction time $\Theta = 1.5$ ms. The data shown here represent an integration of 150 successive releases of atoms following VSCPT cooling.

component $v_R/\sqrt{2}$ toward the detector and arrive first, at the positions indicated in Fig. 1(a) and at the time indicated by the initial peak in Fig. 1(b). Subsequently, wave packets 5 and 6, and finally 3 and 4, arrive at the positions and times shown. From the widths of the six spots indicated in Fig. 1(a) may be deduced the momentum dispersion δp of each wave packet.

The heart of our experiment is a sample of $\sim 10^4$ metastable helium atoms precooled to ~ 100 μK in a magneto-optical trap (MOT) and a detection system capable of simultaneously evaluating all three velocity components of each atom following VSCPT cooling, as described below. After shutting off the trap, the beams for the VSCPT cooling process [Fig. 1(a)], tuned to the $2^3S_1 - 2^3P_1$ transition (1.083 μm), are pulsed on. These beams spatially overlap the trapping beams, and each retroreflected pair has circular σ_+/σ_- polarizations. After VSCPT cooling, the atoms follow ballistic trajectories to a detector of 4 cm diameter based on microchannel plates and a resistive anode. The detector furnishes the individual arrival coordinates (x_i, y_i, t_i) of each detected atom, with a temporal resolution of 5 μs and an estimated spatial resolution of several tens of microns. After each launch of atoms from the trap, the coordinates are sent to a computer for analysis.

In order to spatially resolve the six spots of Fig. 1(a), we use the correlations between the positions and arrival times of the wave packets. The results are shown in Figs. 1(c)–1(e). Using temporal windows of 6 ms centered at 110, 118, and 125 ms, we observe two spots corresponding to the wave packets 1 and 2 [Fig. 1(c)], 5

and 6 [Fig. 1(d)], and 3 and 4 [Fig. 1(e)], respectively. In each case, the width of the spots (proportional to δp) is considerably smaller than the distance separating them (approximately proportional to $2\hbar k$ for spots 5 and 6, and to $\sqrt{2}\hbar k$ for pairs of spots 1 and 2, and 3 and 4). This is a clear indication of 3D subrecoil cooling.

To obtain velocity distributions and deduce δv (defined as the half-width at $1/\sqrt{e}$ of the distribution), we make the approximation that the trap is a point source and take advantage of the fact that there is a one-to-one correspondence between detected coordinates (x, y, t) and initial velocity components (v_x, v_y, v_z) . We transform our data and find six localized “spheres” in velocity space, each centered at v_R along one of the axes defined by the six laser traveling waves, and each one having a subrecoil velocity distribution. A profile of the velocity distribution along one axis for one of the spheres is shown in Fig. 2(a), accompanied by a fit with a Lorentzian [11]. The laser parameters (detuning $\delta = \omega_L - \omega_0$ and Rabi frequency Ω_R) are $\delta = 1.7\Gamma$ and $\Omega_R = 0.9\Gamma$, and the interaction time is $\Theta = 2.5$ ms. Averaging the squares of the velocity widths over eighteen such profiles taken for the three velocity components of the six wave packets, we find a velocity spread of $\delta v \sim 1.9$ cm/s, 4.8 times below the single-photon recoil velocity v_R . The corresponding atomic coherence length is 4.8×1.083 $\mu\text{m} \approx 5$ μm , and the effective temperature is $T = T_R/4.8^2 = T_R/22 \approx 180$ nK, where T_R is the single-photon recoil temperature defined by $k_B T_R/2 = m v_R^2/2$. We measure the enhancement in momentum-space density by taking the ratio of the density after cooling with VSCPT to that in the MOT. The momentum-space density in the MOT is obtained by counting the number of atoms in a sphere centered at the origin and of radius small (~ 10 cm/s) compared to the

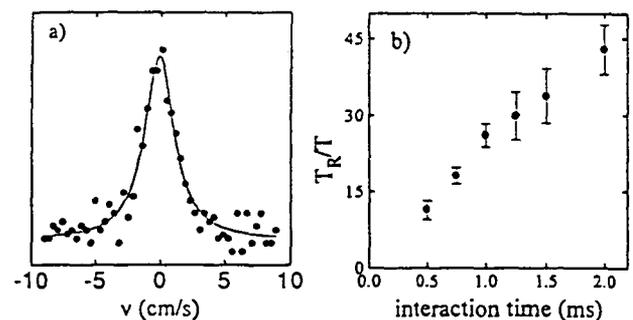


FIG. 2. (a) Profile of the atomic velocity distribution within one wave packet along an axis defined by one of the laser beams, accompanied by a Lorentzian fit. The single-photon recoil velocity $\hbar k/m$ is 92 cm/s. The corresponding curve in the absence of VSCPT would be flat on this scale, and a factor of 16 lower than the peak. Here $\delta = 1.7\Gamma$, $\Omega_R = 0.9\Gamma$, and $\Theta = 2.5$ ms. The units of the vertical axis are arbitrary. (b) Dependence of the temperature on the interaction time Θ , for laser parameters $\delta = \Gamma$, $\Omega_R = 0.7\Gamma$. We have observed temperatures below $T_R/40$.

width of the velocity distribution, and dividing by the volume of the sphere. That obtained after VSCPT cooling is obtained in the same manner but with the small sphere (radius 1.5 cm/s) centered on one of the wave packets. In this way, we find that the enhancement in the momentum-space density in each of the six peaks is 16. Figure 2(b) shows how the temperature evolves with the interaction time Θ for a different set of laser parameters. Here we have averaged over only the (twelve) profiles perpendicular to the laser beams, since at the smallest interaction time the remaining six are not well resolved. As predicted [12,13], the temperature decreases like $1/\Theta$. At the last point on the curve ($T = T_R/45$), however, the momentum-space density is only about a factor of 4 higher than that without VSCPT cooling.

Until now, we have primarily considered the width δv of the velocity distributions. It is also of interest to study the momentum-space density and how it depends on the various laser parameters at our disposal. As in the two-dimensional experiment [5] (see also the paper of J. Lawall *et al.* in Ref. [1]), we observe that the fraction of atoms cooled is much larger with a blue detuning ($\delta > 0$) than on resonance or to the red. This is an indication that Sisyphus cooling accompanies VSCPT for $\delta > 0$ on a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transition, as predicted by several authors [14,15]. At the same time, one expects that Doppler (radiation pressure) forces, which accelerate for blue detuning, will dominate the Sisyphus force at relatively high velocities.

Our new experimental apparatus allows us to explore not only the distribution of atoms in the six VSCPT wave packets, but also permits, for the first time, a detailed study of the atoms that diffuse to states of higher velocity and are lost. This information is contained in the temporal distribution of atomic arrival times on the detector. In the absence of VSCPT cooling, the time-of-flight distribution is shown in Fig. 3(a). The distribution is peaked at about 77 ms, reflecting both the initial velocity distribution of the trap ($\delta v \sim 45$ cm/s) and the small solid angle ($\Omega = 0.27$ sr) intercepted by the detector. Figure 3(b) shows a temporal distribution accompanying well-resolved VSCPT peaks. Although the three peaks of Fig. 1(b) are not resolved, the center of the

distribution arrives at 118 ms, the time taken by an object at rest to fall 6.8 cm. In addition to the ("cold") peak at 118 ms, the figure shows a ("hot") peak at ~ 5 ms, which is indicative of atoms heated in the process. We interpret this peak as consisting of atoms that acquire a sufficiently high speed in the course of their random walk that Doppler forces take over and accelerate them.

A preliminary analysis showed clearly that, at relatively high intensities ($\Omega_R > \Gamma$) and detunings ($\delta > \Gamma$), the six wave packets are not spatially resolved, but the atoms are all in the cold peak of Fig. 3(b); whereas at lower intensities and detunings the wave packets become progressively better resolved, but the hot peak grows at the expense of the cold one. With this in mind, we initiate the VSCPT period with a 100 μ s pulse of light on the $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transition with a detuning of $\delta \sim 1.7\Gamma$ and Rabi frequency $\Omega_R \sim 1.7\Gamma$. This compresses the velocity distribution from $\delta v \sim 5v_R$ to $\delta v \sim 1.5v_R$, largely because of the Sisyphus-type forces accompanying VSCPT. This is considerably below the velocity spread normally achievable with Sisyphus cooling; as predicted in Ref. [14], the existence of a nonabsorbing state reduces the momentum diffusion and allows a lower quasiequilibrium temperature for short interaction times. At this point, we commence the subrecoil phase of the process with a smaller intensity and detuning for an interaction time Θ . All the results discussed previously have been obtained in this way.

In order to optimize the enhancement in momentum-space density, it is important to minimize the loss due to Doppler acceleration and simultaneously have strong Sisyphus cooling. To our knowledge a study of VSCPT cooling, including coherent population trapping, Sisyphus, and Doppler forces, has not yet been undertaken. Here, we are able to study the competition between Sisyphus and Doppler forces empirically by switching the sign of the detuning, keeping all other parameters constant. In this case ($\delta < 0$) the Sisyphus force heats at low velocity, but the Doppler force provides friction at higher velocities. As expected, there are many fewer atoms in the VSCPT peaks. If we adopt as a hypothesis that the forces are isotropic, the set of speeds at which Sisyphus heating and Doppler cooling compensate each other forms the surface of a sphere in velocity space. Unlike the case of blue detuning, however, this sphere is stable, and atoms accumulate at this speed. It is in this way that we interpret the time of flight distribution of Fig. 3(c), distinguished from Fig. 3(b) only by the sign of the detuning. From the 40 ms arrival time of the peak one infers that the Sisyphus and Doppler forces cancel for a velocity of 150 cm/s ($\sim 16v_R$). Thus, in the usual case of blue detuning, atoms that execute a random walk to beyond 150 cm/s will be accelerated and lost. We are currently exploring how this "critical" velocity depends on the various laser parameters, with the goal of creating an average frictional force over a much larger part of velocity space. The actual

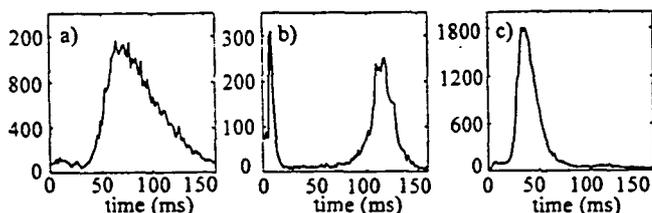


FIG. 3. Time of flight distributions for (a) no VSCPT cooling; (b) blue detuning, $\delta = +\Gamma$; and (c) red detuning, $\delta = -\Gamma$. In each case, $\Omega_R = 0.9\Gamma$ and $\Theta = 0.8$ ms. The vertical scales use the same (arbitrary) units.

situation is probably more complicated than the model presented here; the forces are most likely not isotropic, and there may, for example, be "channels" in velocity space with less friction than in other directions.

In conclusion, we have demonstrated here that VSCPT is a practical means of achieving subrecoil laser cooling in three dimensions, by means of which we have been able to increase the momentum-space density in a sample of metastable helium by a factor of 16, at a temperature 22 times below the single-photon recoil temperature. We can reduce the temperature still further, but at the expense of momentum-space density. In addition, we have shown empirically that it is not adequate to neglect Doppler forces in a treatment of Sisyphus-enhanced VSCPT. Once the supplementary forces accompanying VSCPT are understood and modeled appropriately, it should be possible to treat the problem theoretically with Lévy flight formalism. This approach [12,16] allows the prediction of the temperature and efficiency of VSCPT in the asymptotic limit where the laser interaction time $\Theta \rightarrow \infty$. The models used in Refs. [12] and [16] are too simple, however, to accurately describe our experimental situation, as they do not provide a loss term for atoms that are accelerated by Doppler forces at high velocities. In a very recent experiment, we have demonstrated the possibility of transferring the atomic population into a *single* wave packet by means of adiabatic passage [17]. We now have a spin-polarized metastable atomic beam source with a de Broglie wavelength of $1.08 \mu\text{m}$ and a coherence length of $\sim 5 \mu\text{m}$, which will be of considerable interest for future work in atom optics.

We thank Alain Aspect, François Bardou, and Maxim Ol'shanii for their contributions. Simone Kulin acknowledges support from the DAAD (Referat 316), and John Lawall a Chateaubriand Fellowship. Laboratoire Kastler Brossel is a Laboratoire de l'ENS et de l'Université Paris VI, associé au CNRS.

*Present address: Department of Physics & Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY 14627-0171.

- [1] See, for example, *Atomic Physics 14*, edited by D.J. Wineland, C.E. Wieman, and S.J. Smith, AIP Conf. Proc. No. 323 (AIP, New York, 1995).
- [2] H.F. Hess, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986); J.M. Doyle, J.C. Sandberg, I.A. Yu, C.L. Cesar, D. Kleppner, and T.J. Greytak, Phys. Rev. Lett. **67**, 603 (1991); I.D. Setija, H.G.C. Werij, O.J. Luiten, M.W. Reynolds, T.W. Hijmans, and J.T.M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **70**, 2257 (1993).
- [3] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher, and E. Cornell, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995); C. Adams, H. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **74**, 3577 (1995); K. Davis, M.-O. Mewes, M. Joffe, M. Andrews, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
- [4] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [5] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **73**, 1915 (1994).
- [6] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).
- [7] N. Davidson, H.-J. Lee, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3158 (1994).
- [8] M.A. Ol'shanii and V.G. Minogin, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, edited by L. Moi *et al.* (ETS Editrice, Pisa, 1991); M. A. Ol'shanii and V.G. Minogin, Opt. Commun. **89**, 393 (1992).
- [9] See, for example, D.V. Lindley, *Introduction to Probability and Statistics from a Bayesian Viewpoint, Part I* (Cambridge University Press, London, 1969), pp. 203–210.
- [10] In principle, acceleration by gravity during Θ destabilizes the dark state. It can be shown [M.A. Ol'shanii (private communication)] that this effect is negligible as long as the change in velocity $g\Theta$ is less than or of the order of the velocity spread δv achieved by VSCPT during Θ . Since subrecoil laser cooling entails $\delta v < v_R$, Θ is limited to v_R/g ; this shows the interest of helium, which has a large v_R (9.2 cm/s).
- [11] As discussed in Ref. [5], it is not strictly possible to assign a temperature to VSCPT peaks. Theoretical considerations [12] predict the peaks to have a Lorentzian form. In our work we take δp to be the half-width at $1/\sqrt{e}$ of the momentum distribution, by analogy with the usual thermodynamic situation.
- [12] François Bardou, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI, 1995 (unpublished).
- [13] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2112 (1989).
- [14] M.S. Shahriar, P.R. Hemmer, M.G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D.P. Katz, N.P. Bigelow, and T. Cai, Phys. Rev. A **48**, R4035 (1993).
- [15] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, P. Zoller, M.S. Shahriar, and M. Prentiss, Phys. Rev. A **49**, 4826–4836 (1994); M. Weidemüller, T. Esslinger, M.A. Ol'shanii, A. Hemmerich, and T.W. Hänsch, Europhys. Lett. **27**, 109 (1994).
- [16] F. Bardou, J.P. Bouchaud, O. Emile, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **72**, 203 (1994).
- [17] P. Marte, P. Zoller, and J.L. Hall, Phys. Rev. A **44**, R4118 (1991).

Annexe D

COHERENT MANIPULATION OF ATOMIC WAVE PACKETS BY ADIABATIC TRANSFER

S. Kulin, B. Saubamea, E. Peik, J. Lawall, T. W. Hijmans, M. Leduc, and C.
Cohen-Tannoudji

Physical Review Letters, volume 78, pages 4185-4189, 1997.

Coherent Manipulation of Atomic Wave Packets by Adiabatic Transfer

S. Kulin, B. Saubamea, E. Peik,* J. Lawall,† T. W. Hijmans,‡ M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji

Collège de France et Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.

(Received 18 February 1997)

We use laser induced adiabatic passage to coherently manipulate the atomic wave packets resulting from subrecoil laser cooling in one, two, and three dimensions by velocity selective coherent population trapping. Using metastable helium atoms, we demonstrate adiabatic transfer into a single wave packet or into two coherent wave packets, while retaining the subrecoil momentum dispersion of the initial wave packets. The efficiency of the transfer is nearly perfect in one and two dimensions, and of the order of 75% in three dimensions. To a large extent, the direction of the momentum and the internal state of the atoms described by each of the final wave packets can be chosen at will. [S0031-9007(97)03292-4]

PACS numbers: 42.50.Vk

In subrecoil laser cooling the atomic momentum spread δp is reduced below $\hbar k$, the photon momentum. The condition $\delta p < \hbar k$ implies that the coherence length of the cooled atoms is larger than the wavelength of the laser that induces the cooling. Two subrecoil cooling methods are known: velocity selective coherent population trapping (VSCPT) [1] and Raman cooling [2]. In VSCPT, a method recently extended to two [3] and three [4] dimensions, atoms are prepared in a coherent superposition of multiple de Broglie wave packets. The momentum spread of each of the wave packets is well below $\hbar k$. It is the purpose of this Letter to show that it is possible to coherently manipulate and control the wave packets resulting from VSCPT. The tool we use is laser induced adiabatic passage [5], which allows one to transfer atoms from one momentum state to another as was pointed out in [6]. Until recently this process had only been demonstrated in one dimension [7]. In this work we show that it can be implemented in two and three dimensions. Preliminary results were presented in [8]. The experiments are carried out with metastable helium in the 2^3S_1 state. The three-dimensional experiments are of particular interest because they can be used to produce an ultraslow, spin polarized atomic beam with subrecoil momentum spread in all directions.

The principle of VSCPT is based on the fact that atoms can be optically pumped into a coherent superposition of ground states with well defined momenta, where they remain indefinitely trapped without absorbing and emitting light. The existence of such perfect trapping states $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$ for $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transitions in one, two, and three dimensions was theoretically predicted and their explicit forms derived in [9]. (See also the presentation given in [3].) For a monochromatic laser field composed of N plane waves, with amplitudes E_j , wave vectors \mathbf{k}_j , and polarizations $\hat{\epsilon}_j$, the complex amplitude is

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N E_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} \hat{\epsilon}_j, \quad (1)$$

and the corresponding trapping state, which is not coupled by the laser field to the excited state, is found to be

$$|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle \propto \sum_{j=1}^N E_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} |\chi_j\rangle, \quad (2)$$

where the normalized internal atomic state $|\chi_j\rangle$ carries the same angular momentum as a photon with polarization $\hat{\epsilon}_j$. For this particular state $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$, all transition amplitudes connecting a ground state Zeeman sublevel to an excited state Zeeman sublevel interfere destructively, so that an atom in $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$ cannot be excited by the laser field given in Eq. (1). The state $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$ is a superposition of momentum eigenstates, each carrying momentum $\hbar \mathbf{k}_j$. In fact, because the wave vectors \mathbf{k}_j are of equal amplitude, $|\Psi^T(\mathbf{r})\rangle$ is an eigenstate of the total Hamiltonian, and thus completely stable. In the presence of the laser field given in Eq. (1), atoms are optically pumped into the trapping state of Eq. (2) through a random walk in momentum space that is velocity selective. The ideal limit of VSCPT would correspond to all atoms being transferred into this state. In practice, a significant fraction is pumped into wave packets with a small momentum dispersion δp around the mean momenta $\hbar \mathbf{k}_j$, δp tending to zero as the interaction time increases.

The key to our approach to wave packet manipulation is the fact that, as seen in Eqs. (1) and (2), the atomic state after VSCPT has the same structure as the laser field itself. Any slow change in the laser field induces a corresponding change of the trapping state. Provided the conditions are such that adiabaticity is guaranteed, the atoms remain decoupled from the laser light during the transfer process and hence do not suffer from heating by spontaneous emission. The final state may be chosen at will; in particular, if at the end of such a change a single laser beam remains, the ensuing atomic state will consist of a single wave packet.

The conditions of the adiabatic passage must be chosen such that the atoms initially in the trapping state are prevented from being coupled to other states, which ultimately would give rise to loss from spontaneous

emission. The simplest case is that of a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ system driven by two counterpropagating laser waves with orthogonal linear or circular polarizations, for which the intensity is spatially independent. The adiabaticity criterion for this one-dimensional situation is well known [6]. Defining τ_a as the characteristic time of the adiabatic transfer, the criterion requires that the coupling, which is of the order of \hbar/τ_a , be well below the spacing $\hbar\Omega$ between the eigenstates of the total Hamiltonian ("dressed states"). For the laser intensities we use, Ω is of the order of a few linewidths ($\Gamma = 10^7 \text{ s}^{-1}$ for the 2^3P state of He^*), and thus the adiabaticity criterion $\Omega\tau_a \gg 1$ may be satisfied with times of the order of μs . In two and three dimensions the intensity is in general spatially dependent and no rigorous theoretical analysis has been made to date. Because of the periodic spatial variation of the light shifts the energy spectrum has a band structure, and the characteristic energy is no longer $\hbar\Omega$, but rather the recoil energy $E_R = \hbar^2 k^2 / 2m$. For helium the corresponding characteristic time $\hbar/E_R = 3.5 \mu\text{s}$ and it is to be expected that adiabatic passage is feasible on a time scale of tens of microseconds.

The experimental apparatus used to do VSCPT cooling has been described previously [4,10]. A cloud of metastable helium atoms in the 2^3S_1 state is trapped by means of a laser tuned to the 2^3S_1 - 2^3P_2 transition in a magneto-optical trap and cooled to $\sim 100 \mu\text{K}$. Subsequently the magnetic field and the light are switched off and another set of laser beams tuned to the 2^3S_1 - 2^3P_1 transition is turned on for about 1 ms, which cools the atoms by means of VSCPT to $\sim 100 \text{ nK}$. The laser configuration consists of pairs of retroreflected σ_+ / σ_- circularly polarized traveling waves. All beams have approximately equal intensities. At this point we either initiate the adiabatic passage to be described below, or perform a reference measurement without adiabatic passage. In both cases the resulting momentum distribution is determined as follows: we shut off the light, and let the atoms follow ballistic trajectories to a detector located 6.5 cm below the interaction region, which records the arrival coordinates (x, y, t) . Knowing the initial coordinates of the atoms, we infer their velocities at the end of VSCPT or adiabatic passage [11].

In order to perform an adiabatic passage we need to control one or more laser beams independently, which we do by means of acousto-optic modulators. In the one- and two-dimensional experiments we slowly, in a characteristic time $\tau_a \approx 10 \mu\text{s}$, turn off all but one of the laser beams at the end of the VSCPT phase. The atoms are thus transferred into the wave packet associated with the remaining laser beam. Great attention was given to the complete extinction of the beams. The final atomic state has a mean velocity of $\hbar k/m \approx 9.2 \text{ cm/s}$ along the direction of the remaining laser beam and an internal state corresponding to the polarization of this beam. Finally, this beam is extinguished $\sim 300 \mu\text{s}$ later in order to avoid subsequent absorption induced by parasitic effects such as stray magnetic fields. In the reference experiments,

without adiabatic passage, care is taken to ensure that all beams are turned off simultaneously (within 300 ns) in order to avoid nonadiabatic losses of atoms.

In Fig. 1 we show the results of a one-dimensional experiment in which we slowly turn off one of two counterpropagating laser beams. The double peaked structure represents the velocity distribution of the atoms after cooling by means of VSCPT, and the single peak is that resulting from adiabatic transfer. We infer an upper limit [11] for the momentum dispersion of the atoms of $\delta p = \hbar k/8$. The width of the momentum distribution after adiabatic transfer has not been changed. In addition, the total number of atoms in the final curve is equal to the total number of atoms in both peaks before the transfer. This is clear evidence that the initial state is indeed a coherent superposition of two states and not a statistical mixture. In contrast, a pure filtering process could never result in more than 50% of the atoms in the final peak. We found that the efficiency of the adiabatic transfer, computed by taking the ratio of the final peak height to the sum of the initial peak heights, monotonically increases with the adiabaticity parameter $\Omega\tau_a$. For the case in which $\Omega\tau_a \approx 10$ the efficiency of the transfer is $\approx 80\%$; in Fig. 1 we have $\Omega\tau_a \approx 60$ and the efficiency is very close to 100%. A detailed quantitative analysis of the dependence of the transfer efficiency on such parameters as τ_a and Ω will be presented elsewhere.

The result of an adiabatic transfer experiment in two dimensions is shown in Fig. 2. First, the two-dimensional velocity distribution [Fig. 2(a)] is prepared using VSCPT with four traveling laser waves. As in the one-dimensional case, after an interaction time of 1 ms, three of the four laser beams are turned off in a characteristic time of $15 \mu\text{s}$. Best adiabatic transfer was obtained by simultaneously raising the power in the fourth beam. The result is shown in Fig. 2(b). The momentum dispersion of the atomic wave packets along the cooling axes is evaluated to be $\delta p = \hbar k/6.5$ and no measurable heating is found after the adiabatic passage. The efficiency of the

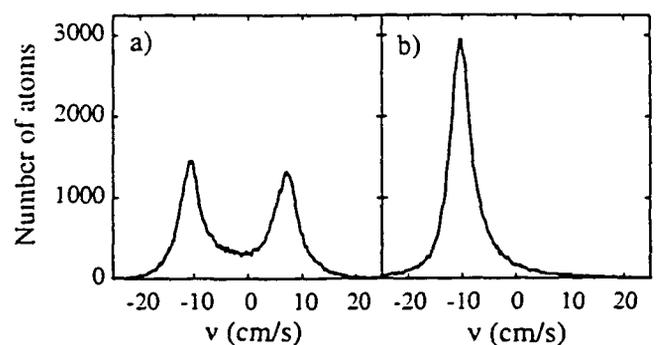


FIG. 1. (a) 1D VSCPT. Velocity distribution of the atoms along the cooling axis after an interaction time $\theta = 1 \text{ ms}$. Here the detuning is $\delta = 0$ and the Rabi frequency in each wave is $\Omega \approx 0.9\Gamma$. (b) The distribution obtained after adiabatic transfer with $\tau_a = 7 \mu\text{s}$. The efficiency of the transfer is of the order of 100%. The recoil velocity is $v_r = 9.2 \text{ cm/s}$.

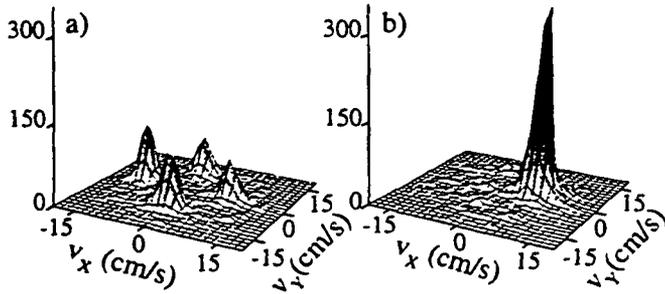


FIG. 2. VSCPT and adiabatic transfer in two dimensions. (a) Subrecoil cooling into four wave packets. (b) Atomic velocity distribution after adiabatic transfer into a single beam with $\tau_a = 15 \mu\text{s}$. Experimental parameters: $\Omega \approx 0.4\Gamma$, $\delta \approx +\Gamma$, and $\theta = 1 \text{ ms}$. The transfer efficiency is $\sim 90\%$. The vertical scales use the same (arbitrary) units.

transfer, calculated as the momentum space density in the center of the single wave packet of Fig. 2(b) divided by the sum of the momentum space densities of the initial four, is found to be of the order of 90%.

The adiabatic transfer experiments in three dimensions were done in two different ways. The first method consists, as in the one- and two-dimensional cases, of reducing the intensity in all but one of the laser beams in order to transfer the atomic population into one of the initially prepared de Broglie wave packets [8]. The second method, which we present here, is more general, since it allows adiabatic transfer into one or several new wave packets that were not part of the initial VSCPT state. Just before the end of a conventional VSCPT cooling phase, using the six-beam geometry described in [4], one or several new laser beams are slowly turned on in a characteristic time $\tau_a^{\text{on}} \approx 20 \mu\text{s}$. After a variable overlap period the intensity of all VSCPT laser beams is slowly reduced in a characteristic time $\tau_a^{\text{off}} \approx 15 \mu\text{s}$. Finally, after another $300 \mu\text{s}$, we turn off the additional laser beam(s).

Figure 3 shows the result of the transfer into a single wave packet. The laser configuration used for the cooling in three dimensions is indicated schematically in Fig. 3(a). Four of the six VSCPT beams are in the vertical plane, at a 45° angle to the horizontal, and the two other beams are orthogonal to this plane. The reference experiment, in which VSCPT cooling is not followed by adiabatic passage, leads to an atomic state consisting of six wave packets. In order to resolve them, we use the correlations between their positions and arrival times. In Figs. 3(b), 3(c), 3(d) and the spatial distribution of the atoms in three appropriately chosen time windows are shown. The new laser beam employed in conjunction with the former six beams for the purpose of adiabatic transfer is added in the horizontal plane as indicated in Fig. 3(e). Figures 3(f), 3(g), and 3(h) show the same time windows after adiabatic transfer. As expected, a single spot appears in the central time window at the position associated with the new laser beam, while very few atoms are detected at the positions and times associated with the original six wave packets. By comparing the peak momentum space density in the final wave packet with the sum of the peak momentum space densities in the six wave packets initially prepared by VSCPT, we find the efficiency of the transfer to be of the order of 75%. Adiabatic passage leaves a beam of atoms with a mean velocity of $\hbar k/m = 9.2 \text{ cm/s}$, a momentum dispersion of $\delta p \approx \hbar k/5$, and a momentum-space density a factor of 4.5 ($= 6 \times 75\%$) higher than in any of the six original wave packets. Since δp represents an upper limit to the actual momentum dispersion [11], the corresponding coherence length of the atoms is greater than $\hbar/\delta p \approx 5.4 \mu\text{m}$. The orientation of this atomic beam is related only to the direction of the associated laser wave and is thus arbitrary. Moreover, by choosing the polarization of the additional laser beam, one can prepare the atoms in any desired state of spin except for

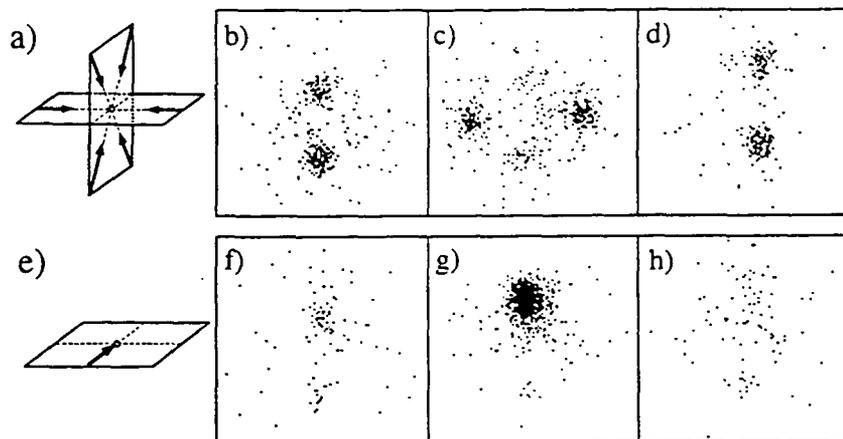


FIG. 3. VSCPT and adiabatic transfer in three dimensions using temporally overlapping laser beams. (a) Laser configuration used for an ordinary 3D cooling experiment. (b)–(d) Observed position distributions within temporal windows $108 \rightarrow 112$, $116 \rightarrow 120$, $124 \rightarrow 128 \text{ ms}$ for experimental parameters $\Omega \approx 0.8\Gamma$, $\delta \approx +\Gamma$, and $\theta = 1 \text{ ms}$. (e) Orientation of the laser beam that induces the transfer. (f)–(h) Position distributions after adiabatic transfer in the same temporal windows as (b)–(d) for $\tau_a^{\text{on}} = 20 \mu\text{s}$ and $\tau_a^{\text{off}} = 15 \mu\text{s}$.

one having a vanishing projection of angular momentum along the propagation direction (the polarization of the laser field is always transverse).

In Fig. 4 we show the result of transfer into two wave packets. While slowly attenuating the six VSCPT beams we progressively turn on two new laser beams in the horizontal plane [Fig. 4(a)] for the purpose of adiabatic transfer. Because of restrictions imposed by the size of the entrance windows, we were limited to angles within 24° between the two beams. The spatial distribution of the atoms in the central time window after adiabatic passage is shown in Fig. 4(b). The velocity profile along a circle of radius $\hbar k/m$ of the atoms is given in Fig. 4(c). The double peak structure indicates that the atoms have been transferred into two different wave packets. According to the isomorphic relation between the atomic waves and the laser field, these wave packets are expected to have the same phase relation as the two laser beams that induce the transfer. This scheme thus provides an atomic beam splitter capable of deflection through a large angle by a single coherent momentum transfer process. The internal state of the atoms in the two final wave packets depends only on the polarization of the two associated laser beams. In particular, if linear polarizations perpendicular to the plane determined by the two laser beams are used, the atoms in the two outgoing wave packets have the same internal state and can interfere. Moreover, the phase between the two wave packets can be controlled. This should prove to be an interesting tool for atom interferometry, especially since the atoms are metastable, which allows detection with very high efficiency and resolution.

In conclusion, we have demonstrated here that laser induced adiabatic passage is a practical means to efficiently transfer atomic population between different momentum states in any number of dimensions. The experiments demonstrate the coherent nature of the initial state produced by VSCPT and lead to a significant increase in momentum space density. We have shown that it is possible to "tailor" the one or multiple outgoing subrecoil atomic

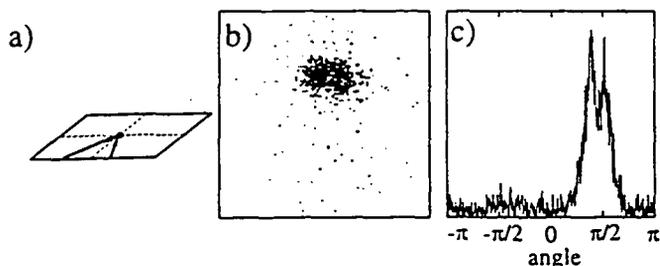


FIG. 4. Three-dimensional VSCPT followed by adiabatic passage into two coherent atomic wave packets. (a) Orientation of the two laser beams that induce the transfer. (b) Position distribution of the atoms in the central time window 116 \rightarrow 120 ms after the transfer. (c) Velocity distribution along a circle of radius $\hbar k/m$. The experimental parameters are similar to those in Fig. 3.

wave packets, being able to choose their directions and the internal states of the atoms in these wave packets. Apart from being interesting in its own right, this can serve as a fruitful starting point for applications in atom optics.

We thank Yvan Castin, Maxim Ol'shanii, Ernst Rasel, and Nick Bigelow for their contributions. Simone Kulin acknowledges support from the DAAD (Referat 312). Laboratoire Kastler Brossel is a Laboratoire de l'ENS et de L'Université Paris VI, associé au CNRS.

*Present address: Max Planck Institut für Quantenoptik, Hans Kopfermann Strasse 1, D-85748 Garching, Germany.

†Present address: National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899.

‡Permanent address: Van der Waals-Zeeman Instituut, Valckenierstraat 65, 1018XE Amsterdam, The Netherlands

- [1] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [2] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
- [3] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1915 (1994).
- [4] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4194 (1995).
- [5] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [6] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991).
- [7] J. Lawall and M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 993 (1994); L. S. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 997 (1994); M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994); T. Esslinger, F. Sander, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2432 (1996).
- [8] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, in *Proceedings of the 4th International Workshop on Laser Physics* [Laser Physics **6**, 153 (1996)].
- [9] M. A. Ol'shanii and V. G. Minogin, *Opt. Commun.* **89**, 393 (1992).
- [10] F. Bardou, B. Saubamea, J. Lawall, K. Shimizu, O. Emile, C. Westbrook, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, *C. R. Acad. Sci. Ser. 2* **318**, 887 (1994).
- [11] As usual, we define the velocity spread $\delta v = \delta p/m$ as the half-width at $1/\sqrt{e}$ of the velocity distribution. When computing the velocities of the atoms, we make the approximation that the width of the atomic distribution that we detect is determined only by the spread in momenta of the atoms at the moment that the laser field is extinguished. We thus ignore all sources of instrumental broadening, including the detector resolution and the initial size of the atomic cloud. The value δv which we determine in this way is then an upper limit to the actual value. We are currently exploring a new method for measuring the actual value of δv free from instrumental broadening.

Annexe E

Expressions explicites des états noirs sur une transition

$$J = 1 \rightarrow J = 0$$

E.1 Rappels et notations

Nous commençons par rappeler l'expression du champ électrique laser et nous donnons la forme explicite en coordonnées cartésiennes des quatre vecteurs de polarisation qui interviennent.

Le champ électrique que nous étudions est un champ bidimensionnel composé de deux ondes stationnaires de polarisations $\sigma_+ - \sigma_-$ et se propageant le long de deux axes orthogonaux Ox et Oy . Nous notons, par exemple, $\epsilon_+^{(x)}$ la polarisation σ_+ de l'onde se propageant selon l'axe Ox . Nous avons déjà discuté au paragraphe 5.2 le fait qu'avec un choix adéquat de l'origine ($x = y = 0$) on peut réduire à une seule le nombre de phases relatives entre les quatre ondes lumineuses qui interviennent. Notons ϕ cette phase relative entre les deux ondes stationnaires se propageant selon Ox et Oy respectivement. L'expression du champ laser s'écrit alors (voir aussi l'expression (5.9)) :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) \quad (\text{E.1})$$

où nous avons noté :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 \left(\epsilon_+^{(x)} e^{ikx} + \epsilon_-^{(x)} e^{-ikx} \right) \quad (\text{E.2})$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 \left(\epsilon_+^{(y)} e^{iky} + \epsilon_-^{(y)} e^{-iky} \right) e^{i\phi} \quad (\text{E.3})$$

les vecteurs qui désignent les deux ondes stationnaires se propageant selon Ox et Oy respectivement.

Il est utile dans la suite de connaître les expressions des vecteurs de polarisation en coordonnées cartésiennes. Nous utilisons ici une notation matricielle.

$$\epsilon_+^{(x)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \epsilon_-^{(x)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (\text{E.4})$$

$$\epsilon_+^{(y)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \quad \epsilon_-^{(y)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \quad (\text{E.5})$$

Nous avons vu au paragraphe 5.2 que dans le cas d'une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ il existe des états noirs dans plusieurs classes d'énergie. Un raisonnement en termes de contraintes et de conditions d'interférence destructive nous a permis de déduire le nombre minimal des états noirs associés à chaque énergie. Rappelons ce que sont une contrainte et une condition d'interférence dans ce contexte. Les états noirs sont des superpositions des sous-niveaux fondamentaux, disposés dans l'espace des impulsions à la fois sur un cercle de rayon p et sur une grille de maille $\hbar k \times \hbar k$. L'atome dans un état fondamental ne doit alors pas absorber des photons du champ lumineux qui l'amèneraient vers un état excité isolé, c'est-à-dire un état excité qui ne peut pas être atteint par absorption d'un photon à partir d'un autre état fondamental. Nous appelons ceci une contrainte sur l'état interne que peut prendre l'atome en ce point dans l'espace des impulsions. De même, pour avoir un état noir, les amplitudes de transition vers des états excités qui peuvent être atteints par absorption d'un photon à partir des différents états fondamentaux, doivent s'annuler. Ceci est une condition d'interférence destructive.

Nous formulons dans la suite les contraintes et les conditions d'interférence en termes mathématiques pour différentes dispositions possibles des états fondamentaux dans l'espace des impulsions. Nous établissons et résolvons le système d'équations qui en résulte pour déterminer les états noirs qui peuvent être formés à partir des sous-niveaux fondamentaux disposés sur un cercle de rayon $p = \hbar k$ et $p = \sqrt{2}\hbar k$ correspondant aux énergies $E = E_{rec}$ et $E = 2 E_{rec}$ respectivement, ainsi que les états noirs qui peuvent être construits à partir d'un îlot à deux points.

E.2 Etats noirs avec $E = E_{rec}$

Nous étudions ici les états noirs ayant une énergie $E = E_{rec}$. Ils peuvent être formés à partir des quatre niveaux fondamentaux disposés dans l'espace des impulsions selon la figure E.1. Nous avons introduit au paragraphe 5.2 la notation $\Psi_{1,0}$ pour désigner l'état fondamental de coordonnées $(1,0)$ dans l'espace des impulsions. La forme la plus générale d'un état noir que l'on peut construire avec les quatre états fondamentaux $\Psi_{i,j}$ s'écrit alors en représentation position :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_{1,0} e^{ikx} + \Psi_{-1,0} e^{-ikx} + \Psi_{0,1} e^{iky} + \Psi_{0,-1} e^{-iky} \quad (\text{E.6})$$

Les contraintes qui ne permettent pas aux atomes d'absorber des photons vers les états excités de coordonnées $(2,0)$ ou $(0,2)$ s'expriment ainsi :

$$\begin{aligned} \epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} &= 0 & \epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{-1,0} &= 0 \\ \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} &= 0 & \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{0,-1} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

Les conditions d'interférence dans les états excités de coordonnées $(\pm 1, \pm 1)$ qui peuvent être atteints à partir de deux états fondamentaux s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{pour l'état excité } (1, 1) : & \quad \epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 \\ \text{pour l'état excité } (1, -1) : & \quad \epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 \\ \text{pour l'état excité } (-1, -1) : & \quad \epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{-1,0} = 0 \\ \text{pour l'état excité } (-1, 1) : & \quad \epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{-1,0} = 0 \end{aligned}$$

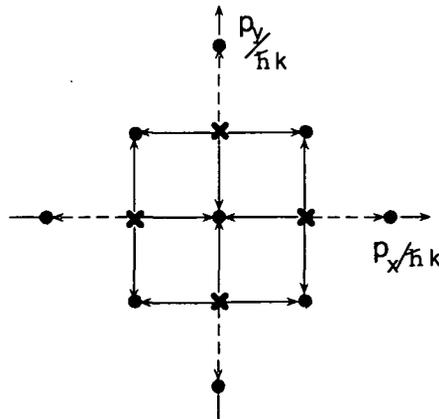


Figure E.1: Emplacement des quatre états fondamentaux susceptibles de former des états noirs d'énergie $E = E_{rec}$. Les états fondamentaux sont marqués par une croix, les états excités par un rond.

La condition d'interférence destructive pour l'état excité à l'origine, qui peut être atteint à partir de tous les quatre états fondamentaux est :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{-1,0} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} = 0 \quad (\text{E.8})$$

Avant de passer à la résolution de ce système de $4+4+1=9$ équations, regardons les symétries du champ laser par rapport aux rotations \mathcal{R}_x et \mathcal{R}_y d'axe x et y d'angle π . Ecrivons le champ $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ sous la forme :

$$\frac{\sqrt{2}}{\mathcal{E}_l} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} e^{ikx} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{-ikx} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{iky} e^{i\phi} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-iky} e^{i\phi} \quad (\text{E.9})$$

On peut voir que ce champ change de signe ($\mathcal{R}_y \mathbf{E} = -\mathbf{E}$) suite à une rotation interne et externe \mathcal{R}_y d'axe y d'angle π . Il est invariant par rapport à une rotation d'axe x d'angle π suivie d'une translation $\mathcal{T}_{\lambda/2, \mathbf{e}_x}$ de $\lambda/2$ selon l'axe Ox . Nous retenons donc les deux symétries :

$$\mathcal{S}_x = \mathcal{T}_{\lambda/2, \mathbf{e}_x} \mathcal{R}_x \quad (\text{E.10})$$

$$\mathcal{S}_y = \mathcal{R}_y \quad (\text{E.11})$$

$$(\text{E.12})$$

et leurs actions sur le champ lumineux :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_x \mathbf{E} &= \mathbf{E} \\ \mathcal{S}_y \mathbf{E} &= -\mathbf{E} \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

Nous pouvons écrire leurs actions sur l'état noir E.6 sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_x \Psi &= \lambda_x \Psi \\ \mathcal{S}_y \Psi &= \lambda_y \Psi \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

où nous avons noté λ_x et λ_y les valeurs propres ($=\pm 1$) des opérateurs de symétrie. Ce système d'équations se traduit pour les états fondamentaux $\Psi_{i,j}$ en :

$$\begin{aligned} -\mathcal{R}_x \Psi_{1,0} &= \lambda_x \Psi_{1,0} & \mathcal{R}_y \Psi_{1,0} &= \lambda_y \Psi_{-1,0} \\ -\mathcal{R}_x \Psi_{-1,0} &= \lambda_x \Psi_{-1,0} & \mathcal{R}_y \Psi_{-1,0} &= \lambda_y \Psi_{1,0} \\ \mathcal{R}_x \Psi_{0,1} &= \lambda_x \Psi_{0,-1} & \mathcal{R}_y \Psi_{0,1} &= \lambda_y \Psi_{0,1} \\ \mathcal{R}_x \Psi_{0,-1} &= \lambda_x \Psi_{0,1} & \mathcal{R}_y \Psi_{0,-1} &= \lambda_y \Psi_{0,-1} \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

Il est utile pour la suite de connaître la transformation des vecteurs de polarisation sous l'action des opérateurs de rotation \mathcal{R}_x et \mathcal{R}_y :

$$\epsilon_+^{(x)} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\mathcal{R}_x} -\epsilon_+^{(x)} \\ \xrightarrow{\mathcal{R}_y} -\epsilon_-^{(x)} \end{array} \right.$$

$$\begin{aligned}
\epsilon_-^{(x)} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} && \begin{cases} \xrightarrow{\mathcal{R}_x} -\epsilon_-^{(x)} \\ \xrightarrow{\mathcal{R}_y} -\epsilon_+^{(x)} \end{cases} \\
\epsilon_+^{(y)} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} && \begin{cases} \xrightarrow{\mathcal{R}_x} \epsilon_-^{(y)} \\ \xrightarrow{\mathcal{R}_y} -\epsilon_+^{(y)} \end{cases} \\
\epsilon_-^{(y)} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\phi} && \begin{cases} \xrightarrow{\mathcal{R}_x} \epsilon_+^{(y)} \\ \xrightarrow{\mathcal{R}_y} -\epsilon_-^{(y)} \end{cases}
\end{aligned} \tag{E.16}$$

Les conséquences de ces propriétés de symétrie pour les contraintes données par les équations (E.7) sont :

$$\begin{aligned}
\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} &= \mathcal{R}_x \epsilon_+^{(x)} \cdot \mathcal{R}_x \Psi_{1,0} = -\lambda_x (-\epsilon_+^{(x)}) \cdot \Psi_{1,0} \\
\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} &= \mathcal{R}_y \epsilon_+^{(x)} \cdot \mathcal{R}_y \Psi_{1,0} = +\lambda_y (-\epsilon_-^{(x)}) \cdot \Psi_{-1,0}
\end{aligned} \tag{E.17}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} &= \mathcal{R}_x \epsilon_+^{(y)} \cdot \mathcal{R}_x \Psi_{0,1} = +\lambda_x \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{0,-1} \\
\epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} &= \mathcal{R}_y \epsilon_+^{(y)} \cdot \mathcal{R}_y \Psi_{0,1} = +\lambda_y (-\epsilon_+^{(y)}) \cdot \Psi_{0,1}
\end{aligned}$$

Les quatre contraintes se réduisent donc aux deux équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} &= 0 \\
\epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} &= 0
\end{aligned} \tag{E.18}$$

Les égalités sont automatiquement satisfaites pour $\lambda_x = -1$ et $\lambda_y = 1$ respectivement. Les conséquences des propriétés de symétrie pour les conditions d'interférence (E.8) sont :

$$\begin{aligned}
\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{1,0} &\stackrel{\mathcal{R}_x}{=} -\epsilon_+^{(x)} \cdot \lambda_x \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot (-\lambda_x) \Psi_{1,0} \\
&= -\lambda_x (\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{1,0})
\end{aligned} \tag{E.19}$$

$$\begin{aligned}
&\stackrel{\mathcal{R}_y}{=} -\epsilon_-^{(x)} \cdot \lambda_y \Psi_{0,1} + (-\epsilon_-^{(y)}) \cdot \lambda_y \Psi_{-1,0} \\
&= -\lambda_y (\epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{-1,0})
\end{aligned} \tag{E.20}$$

$$\begin{aligned}
&\stackrel{\mathcal{R}_x \mathcal{R}_y}{=} \epsilon_-^{(x)} \cdot \lambda_x \lambda_y \Psi_{0,-1} + (+\epsilon_-^{(y)}) \cdot \lambda_x \lambda_y \Psi_{-1,0} \\
&= \lambda_x \lambda_y (\epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{-1,0})
\end{aligned} \tag{E.21}$$

Nous ne gardons donc qu'une seule relation :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 \tag{E.22}$$

Regardons, enfin, le rôle des propriétés de symétrie pour la condition d'interférence (E.8) :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{-1,0} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,-1} + \epsilon_-^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} = \quad (\text{E.23})$$

$$\begin{aligned} \xrightarrow{\mathcal{R}_x} & -\epsilon_+^{(x)} \cdot (-\lambda_x) \Psi_{-1,0} + \epsilon_-^{(y)} \cdot \lambda_x \Psi_{0,1} + (-\epsilon_-^{(x)}) \cdot (-\lambda_x) \Psi_{1,0} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \lambda_x \Psi_{0,-1} \\ & = \lambda_x \times \text{formule d'origine} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xrightarrow{\mathcal{R}_y} & -\epsilon_-^{(x)} \cdot (\lambda_y) \Psi_{1,0} + (-\epsilon_+^{(y)}) \cdot \lambda_y \Psi_{0,-1} + (-\epsilon_+^{(x)}) \cdot \lambda_y \Psi_{-1,0} + (-\epsilon_-^{(y)}) \cdot \lambda_y \Psi_{1,0} \\ & = -\lambda_y \times \text{formule d'origine} \end{aligned}$$

On voit alors que la formule (E.8) est satisfaite automatiquement si $\lambda_x = -1$ et $\lambda_y = 1$.

Cherchons maintenant les solutions explicites pour les vecteurs $\Psi_{i,j}$.

Cas $\lambda_x = -1$ et $\lambda_y = 1$

A partir des conditions de symétrie (E.15) nous déduisons immédiatement :

$$\begin{aligned} \Psi_{1,0} &= \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} & \Psi_{-1,0} &= \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \Psi_{0,1} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_2 \\ 0 \end{pmatrix} & \Psi_{0,-1} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_2 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{E.24})$$

La seule équation qui doit être satisfaite (la condition (E.8) est vérifiée automatiquement) est alors :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 \quad (\text{E.25})$$

Ce qui, dans la notation matricielle, signifie :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\phi} = 0 \quad (\text{E.26})$$

D'où nous déduisons :

$$-\alpha_2 - i\alpha_1 e^{i\phi} = 0 \implies \alpha_2 = -i\alpha_1 e^{i\phi} \quad (\text{E.27})$$

Les quatre vecteurs $\Psi_{i,j}$ sont donc à un facteur α_1 près égaux à :

$$\begin{aligned}\Psi_{1,0} &= \mathbf{e}_x & \Psi_{-1,0} &= -\mathbf{e}_x \\ \Psi_{0,1} &= -ie_y e^{i\phi} & \Psi_{0,-1} &= -ie_y e^{i\phi}\end{aligned}$$

Nous retrouvons ainsi une première expression pour un état noir, expression que nous avons annoncée au paragraphe (5.2) :

$$\boxed{\Psi = \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}} \quad (\text{E.28})$$

Cas $\lambda_x = -1$ et $\lambda_y = -1$

À partir des propriétés de symétrie nous déduisons que les vecteurs $\Psi_{i,j}$ doivent être de la forme :

$$\Psi_{1,0} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \Psi_{-1,0} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{E.29})$$

$$\Psi_{0,1} = \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ 0 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} \quad \Psi_{0,-1} = \begin{pmatrix} -\alpha_2 \\ 0 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} \quad (\text{E.30})$$

Les contraintes s'écrivent alors :

$$\epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} = 0 = \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ 0 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} \implies \alpha_3 + i\alpha_2 = 0 \quad (\text{E.31})$$

La condition d'interférence (E.8) devient :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ 0 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = 0 \implies -i\alpha_3 - ie^{i\phi}\alpha_1 = 0 \quad (\text{E.32})$$

Ce qui donne :

$$\alpha_3 = -e^{i\phi}\alpha_1 \quad \alpha_2 = -ie^{i\phi}\alpha_1 \quad (\text{E.33})$$

Les quatre vecteurs sont donc, pour $\alpha_1 = i$, égaux à :

$$\begin{aligned}\Psi_{1,0} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} & \Psi_{-1,0} &= \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} e^{i\phi} \\ \Psi_{0,1} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} & \Psi_{0,-1} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} e^{i\phi}\end{aligned} \quad (\text{E.34})$$

L'état noir correspondant à ces quatre états fondamentaux s'écrit :

$$\boxed{\Psi = \mathbf{e}_y \times \mathbf{E}} \quad (\text{E.35})$$

Cas $\lambda_x = 1$ et $\lambda_y = 1$

Les propriétés de symétrie imposent :

$$\Psi_{1,0} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \quad \Psi_{-1,0} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ -\alpha_2 \end{pmatrix} \quad (\text{E.36})$$

$$\Psi_{0,1} = \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \Psi_{0,-1} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\alpha_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{E.37})$$

La contrainte devient :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \implies \alpha_1 + i\alpha_2 = 0 \quad (\text{E.38})$$

La condition d'interférence (E.8) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_3 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = 0 \implies -\alpha_3 - e^{i\phi}\alpha_2 = 0 \quad (\text{E.39})$$

On obtient alors avec $\alpha_1 = i$:

$$\begin{aligned} \Psi_{1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ i \\ -1 \end{pmatrix} & \Psi_{0,1} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\phi} \\ \Psi_{-1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ i \\ 1 \end{pmatrix} & \Psi_{0,-1} &= \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\phi} \end{aligned} \quad (\text{E.40})$$

L'état noir correspondant à ces quatre états fondamentaux s'écrit :

$$\boxed{\Psi = \mathbf{e}_x \times \mathbf{E}} \quad (\text{E.41})$$

Cas $\lambda_x = 1$ et $\lambda_y = -1$

$$\begin{aligned}\Psi_{1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} & \Psi_{-1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ -\alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \\ \Psi_{0,1} &= \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} & \Psi_{0,-1} &= \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ -\alpha_4 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{E.42}$$

Les contraintes deviennent :

$$\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \alpha_1 + i\alpha_2 = 0\tag{E.43}$$

$$\epsilon_+^{(y)} \cdot \Psi_{0,1} = 0 = \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} e^{i\phi} \Rightarrow i\alpha_3 + \alpha_4 = 0$$

La condition d'interférence (E.8) donne :

$$\begin{aligned}\epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{0,1} + \epsilon_+^{(x)} \cdot \Psi_{1,0} = 0 &= \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \alpha_2 e^{i\phi} + i\alpha_4 &= 0\end{aligned}\tag{E.44}$$

La condition d'interférence (E.8) s'écrit :

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -\alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ -\alpha_4 \end{pmatrix} e^{i\phi} \\ + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ 0 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} e^{i\phi} &= 0\end{aligned}\tag{E.45}$$

$$\Rightarrow \alpha_1 - i\alpha_2 + (-i\alpha_3 + \alpha_4)e^{i\phi} + \alpha_1 - i\alpha_2 + (-i\alpha_3 + \alpha_4)e^{i\phi} = 0$$

(E.46)

$$\alpha_1 - i\alpha_2 - i\alpha_3 e^{i\phi} + \alpha_4 e^{i\phi} = 0$$

Si nous introduisons maintenant les solutions

$$\alpha_2 = i\alpha_1, \quad \alpha_3 = -i\alpha_1 e^{i\phi}, \quad \alpha_4 = -\alpha_1 e^{i\phi} \quad (\text{E.47})$$

que nous avons trouvées pour les contraintes (E.43) et la condition d'interférence (E.44), dans la condition (E.45), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \alpha_1 - i\alpha_2 - i\alpha_3 e^{i\phi} + \alpha_4 e^{i\phi} &= \alpha_1 + \alpha_1 - \alpha_1 e^{2i\phi} - \alpha_1 e^{2i\phi} = \\ 2(1 - e^{2i\phi})\alpha_1 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{E.48})$$

Pour $\phi = 0 [2\pi]$, les quatre composantes $\Psi_{i,j}$ de l'état noir s'écrivent alors (avec $\alpha = 1$) :

$$\begin{aligned} \Psi_{1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ i \end{pmatrix} & \Psi_{0,1} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \\ \Psi_{-1,0} &= \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ i \end{pmatrix} & \Psi_{0,-1} &= \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\phi} \end{aligned} \quad (\text{E.49})$$

L'état noir associé est alors proportionnel à :

$$\Psi(\mathbf{r}) \propto \begin{pmatrix} -ie^{iky} - ie^{-iky} \\ e^{ikx} - e^{-ikx} \\ ie^{ikx} + ie^{-ikx} - e^{iky} + e^{-iky} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i2 \cos ky \\ 2i \sin kx \\ 2i \cos kx - 2i \sin ky \end{pmatrix} \quad (\text{E.50})$$

ce qui est équivalent à :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} -\cos ky \\ \sin kx \\ \cos kx - \sin ky \end{pmatrix} \quad (\text{E.51})$$

On peut alors montrer que (avec le champ $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})$, voir aussi l'équation (5.9)) l'état noir s'exprime comme :

$$\boxed{\Psi(\mathbf{r}) = -\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})} \quad (\text{E.52})$$

Cette solution n'existe que pour $\phi = 0 [2\pi]$. Dans ce cas, le champ électrique est réel et $|\mathbf{E}_1(\mathbf{r})| = |\mathbf{E}_2(\mathbf{r})|$ et on vérifie aisément que $\Psi(\mathbf{r})$ est orthogonal au champ laser. Si $\phi \neq 0 [\pi]$, l'équation E.48 impose $\alpha_1 = 0$ et donc $\Psi = 0$.

En conclusion, nous avons trouvé que, dans la classe d'énergie $E = E_{rec}$ dans un champ lumineux $\sigma_+ - \sigma_-$ à deux dimensions et pour une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$, il existe les états noirs suivants :

$$\phi \neq 0 [\pi] : \text{trois états noirs} \quad \mathbf{e}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad i = x, y, z$$

$$\phi = 0 [\pi] : \text{un 4}^{ème} \text{ état noir} \quad -\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})$$

E.3 Etats noirs avec $E = 2E_{rec}$

Etablissons maintenant le système d'équations que doivent satisfaire les quatre états fondamentaux $\Psi_{\pm 1, \pm 1}$ susceptibles de former un état noir d'énergie $E = 2E_{rec}$. Leur disposition dans l'espace des impulsions est montrée sur la figure E.2. Considérons, par exemple, le sous-niveau fondamental $\Psi_{1,1}$ ayant les coordonnées $(1, 1)$ en impulsion. Deux contraintes sur l'absorption d'un photon polarisé σ_+ selon Ox ou σ_+ selon Oy imposent que cet état soit orthogonal aux deux vecteurs de polarisation $\epsilon_+^{(x)}$ et $\epsilon_+^{(y)}$. Il est donc de la forme :

$$\Psi_{1,1} = \mathcal{A}_{1,1} \epsilon_+^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)} \quad (\text{E.53})$$

où $\mathcal{A}_{1,1}$ est une amplitude à déterminer. On obtient des expressions analogues pour les trois autres états $\Psi_{1,-1}$, $\Psi_{-1,1}$ et $\Psi_{-1,-1}$ avec les amplitudes correspondantes $\mathcal{A}_{1,-1}$, $\mathcal{A}_{-1,1}$ et $\mathcal{A}_{-1,-1}$. Nous avons vu au paragraphe 5.2 que, selon le raisonnement en termes de contraintes et de conditions d'interférence, nous ne pouvons pas savoir s'il existe ou non un état noir.

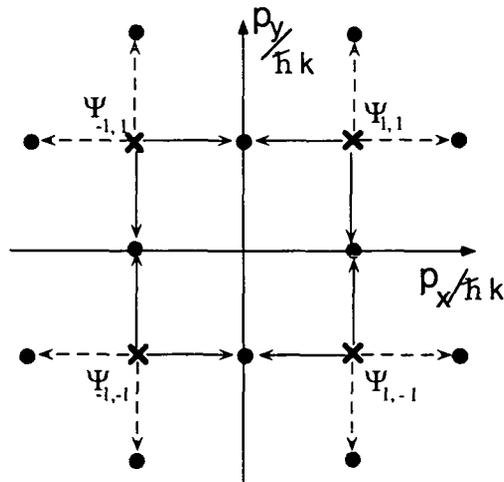


Figure E.2: Arrangement dans l'espace des impulsions des états fondamentaux susceptibles de former des états noirs d'énergie $E = 2E_{rec}$.

Les quatre conditions d'interférence destructive dans les états excités qui peuvent être atteints à partir de deux états

fondamentaux s'écrivent :

pour l'état excité de coordonnées (0, 1) :

$$\mathcal{A}_{-1,1}\epsilon_+^{(x)} \cdot (\epsilon_-^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)}) + \mathcal{A}_{1,1}\epsilon_-^{(x)} \cdot (\epsilon_+^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)}) = 0$$

pour l'état excité de coordonnées (1, 0) :

$$\mathcal{A}_{-1,-1}\epsilon_+^{(x)} \cdot (\epsilon_-^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)}) + \mathcal{A}_{1,-1}\epsilon_-^{(x)} \cdot (\epsilon_+^{(x)} \times \epsilon_-^{(y)}) = 0$$

pour l'état excité de coordonnées (1, 0) :

$$\mathcal{A}_{1,1}\epsilon_-^{(y)} \cdot (\epsilon_+^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)}) + \mathcal{A}_{1,-1}\epsilon_+^{(y)} \cdot (\epsilon_+^{(x)} \times \epsilon_-^{(y)}) = 0$$

pour l'état excité de coordonnées (-1, 0) :

$$\mathcal{A}_{-1,1}\epsilon_-^{(y)} \cdot (\epsilon_-^{(x)} \times \epsilon_+^{(y)}) + \mathcal{A}_{-1,-1}\epsilon_+^{(y)} \cdot (\epsilon_-^{(x)} \times \epsilon_-^{(y)}) = 0$$

Ce système d'équations se réduit à :

$$\begin{aligned} (\mathcal{A}_{-1,1} - \mathcal{A}_{1,1}) \det(\epsilon_+^{(x)}, \epsilon_-^{(x)}, \epsilon_+^{(y)}) &= 0 \\ (\mathcal{A}_{-1,-1} - \mathcal{A}_{1,-1}) \det(\epsilon_+^{(x)}, \epsilon_-^{(x)}, \epsilon_-^{(y)}) &= 0 \\ (\mathcal{A}_{1,1} - \mathcal{A}_{1,-1}) \det(\epsilon_-^{(y)}, \epsilon_+^{(x)}, \epsilon_+^{(y)}) &= 0 \\ (\mathcal{A}_{-1,1} - \mathcal{A}_{-1,-1}) \det(\epsilon_-^{(y)}, \epsilon_-^{(x)}, \epsilon_+^{(y)}) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{E.54})$$

Si les vecteurs $(\epsilon_+^{(x)}, \epsilon_-^{(x)}, \epsilon_+^{(y)}, \epsilon_-^{(y)})$ sont trois à trois linéairement indépendants, ce qui est le cas, les quatre équations précédentes se réduisent à :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{-1,1} &= \mathcal{A}_{1,1} \\ \mathcal{A}_{-1,-1} &= \mathcal{A}_{1,-1} \\ \mathcal{A}_{1,1} &= \mathcal{A}_{1,-1} \\ \mathcal{A}_{-1,1} &= \mathcal{A}_{-1,-1} \end{aligned} \quad (\text{E.55})$$

Ceci est équivalent à $\mathcal{A}_{1,1} = \mathcal{A}_{1,-1} = \mathcal{A}_{-1,-1} = \mathcal{A}_{-1,1}$. Avec les notations \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 introduites pour désigner le champ de l'onde stationnaire selon Ox et Oy respectivement et en choisissant $\mathcal{A}_{i,j} = 1/2\mathcal{E}_0^2$ nous pouvons donc écrire l'état noir correspondant à une énergie $E = 2 E_{rec}$:

$$\boxed{\Psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}_2(\mathbf{r})} \quad (\text{E.56})$$

Il est alors clair que l'état $\Psi(\mathbf{r})$ est orthogonal au champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r})$.

E.4 Etats noirs associés à un îlot à deux points

Considérons l'îlot représenté sur la figure E.3. Les coordonnées dans l'espace des impulsions de l'état (1) sont (n_x, n_y) (en unités de $\hbar k$), celles de l'état (2) sont $(n_x + 1, n_y - 1)$. Regardons d'abord les contraintes sur l'état interne imposés à

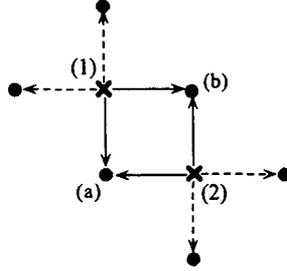


Figure E.3: Disposition en îlot isolé à deux points des états fondamentaux susceptibles de former un état noir d'énergie plus grande que $E = 5 E_{rec}$ (voir aussi la discussion du paragraphe 5.2.3).

l'état (1) : à partir de cet état l'atome ne doit pas absorber un photon polarisé σ_+ selon Oy qui l'amènerait dans l'état excité de coordonnées $(n_x, n_y + 1)$, état qui ne peut pas être atteint par absorption d'un photon à partir de l'état (2). Pour la même raison l'atome dans l'état (1) ne doit pas absorber un photon polarisé σ_- selon Ox . L'état interne d'un atome en (1) est donc orthogonal aux deux vecteurs de polarisation $\epsilon_-^{(x)}$ et $\epsilon_+^{(y)}$ et sera donc de la forme :

$$\Psi_{n_x, n_y} = \mathcal{A}_1 \epsilon_+^{(y)} \times \epsilon_-^{(x)} \quad (\text{E.57})$$

où l'amplitude \mathcal{A}_1 reste à déterminer. En introduisant la forme explicite pour les vecteurs de polarisation (que nous avons donnée au paragraphe précédent) nous trouvons :

$$\Psi_{n_x, n_y} = \frac{\mathcal{A}_1}{2} e^{i\phi} \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} = \frac{\mathcal{A}_1}{2} e^{i\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (\text{E.58})$$

Un raisonnement similaire sur les contraintes imposées à l'état interne (2) conduit à :

$$\Psi_{n_x+1, n_y-1} = \mathcal{A}_2 \epsilon_-^{(y)} \times \epsilon_+^{(x)}, \quad (\text{E.59})$$

ce qui donne explicitement :

$$\Psi_{n_x+1, n_y-1} = \frac{\mathcal{A}_2}{2} e^{i\phi} \begin{pmatrix} -i \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \end{pmatrix} = \frac{\mathcal{A}_2}{2} e^{i\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (\text{E.60})$$

Les conditions d'interférence destructive dans les états excités qui peuvent être atteints à partir des deux états fondamentaux s'écrivent :

pour l'état excité (a) :

$$\mathcal{A}_1 \epsilon_-^{(y)} \cdot (\epsilon_+^{(y)} \times \epsilon_-^{(x)}) + \mathcal{A}_2 \epsilon_-^{(x)} \cdot (\epsilon_-^{(y)} \times \epsilon_+^{(x)}) = 0$$

pour l'état excité (b) :

$$\mathcal{A}_1 \epsilon_+^{(x)} \cdot (\epsilon_+^{(y)} \times \epsilon_-^{(x)}) + \mathcal{A}_2 \epsilon_+^{(y)} \cdot (\epsilon_-^{(y)} \times \epsilon_+^{(x)}) = 0 \quad (\text{E.61})$$

Introduisons les équations (E.58) et (E.60) dans le système d'équations (E.61). Après avoir effectué les produits scalaires nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1(-2ie^{2i\phi}) + \mathcal{A}_2(2e^{i\phi}) &= 0 \\ \mathcal{A}_1(-2e^{i\phi}) + \mathcal{A}_2(-2ie^{2i\phi}) &= 0 \end{aligned}$$

Calculons le déterminant du système 2×2 sur \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 :

$$\det = (-2i)^2 e^{4i\phi} + 4e^{2i\phi} = 4e^{2i\phi}(1 - e^{2i\phi}) \quad (\text{E.62})$$

Nous observons que pour $\phi \neq 0$ (ou un multiple de π) le déterminant est différent de 0 et le système (E.62) n'admet que la solution triviale $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_2 = 0$. Il n'existe donc pas d'état noir dans ce cas. En revanche, si $\phi = 0[\pi]$, le déterminant est nul et il existe un état noir. Par exemple, pour $\phi = 0$ ou un multiple de π , la solution du système (E.62) est $\mathcal{A}_1 = 1$ et $\mathcal{A}_2 = i$.

En conclusion, nous avons montré que pour un îlot à deux points comme celui montré sur la figure E.3, il n'existe, dans le cas général d'un champ lumineux bidimensionnel, pas d'état noir. Cependant, si la phase relative ϕ entre les deux ondes stationnaires selon Ox et Oy est nulle (modulo π), il existe une famille infinie d'états noirs. La forme explicite de ces états noirs quand $\phi = 0[2\pi]$ est

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{ikn(x+y)} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{iky} + \begin{pmatrix} i \\ i \\ -1 \end{pmatrix} e^{ikx} \right] \quad (\text{E.63})$$

où nous avons noté $n_x = n = n_y - 1$ (selon la relation (5.17)).

Bibliographie

- [1] A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917).
- [2] R. Frisch, Z. Phys. **86**, 42 (1933).
- [3] A. Kastler, J. Phys. Rad. **11**, 255 (1950).
- [4] T. Hänsch, et A. Schawlow, Opt. Comm. **13**, 68 (1975).
- [5] D. Wineland, et H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [6] W. D. Phillips et H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [7] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, et A. I. Sidorov, Opt. Commun. **49**, 248 (1984).
- [8] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, et M. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
- [9] S. Chu, M. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [10] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [11] P. J. Ungar, D. Weiss, E. Riis et S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 2023 (1989).
- [12] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. D. Gould et H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [13] Jean Dalibard, non publié
- [14] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [15] D. E. Pritchard, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis et A. G. Martin, dans *Laser Spectroscopy VIII*, édité par W. Persson et S. Svanberg, (Springer, Berlin, 1987), p. 68.

- [16] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [17] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, et C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2112 (1989).
- [18] M. A. Ol'shanii, et V. G. Minogin. in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions etMolecules*, édité par L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, et F. Strumia (ETS Editrice, Pisa, 1991), p.99.
- [19] F. Mauri, E. Papoff, et E. Arimondo. in *Laser Manipulation of Atoms etIons* edited by L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, et F. Strumia (ETS Editrice, Pisa, 1991), p. 89.
- [20] M. A. Ol'shanii, et V. G. Minogin. *Opt. Commun.* **89**. 393 (1992).
- [21] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **73**. 1915 (1994).
- [22] M. Kasevich et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**. 1741 (1992).
- [23] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**. 4575 (1995).
- [24] N. Davidson, H.-J. Lee, M. Kasevich. et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3158 (1994).
- [25] H.-J. Lee, C. Adams, M. Kasevich, et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2658 (1996).
- [26] M. M. T. Loy, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 814 (1974).
- [27] U. Gaubatz, P. Rudecki, M. Becker, S. Schienemann, M. Külz, et K. Bergmann, *Chem. Phys. Lett.* **149**, 463, (1988).
- [28] P. Marte, P. Zoller, et J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991).
- [29] J. Lawall, et M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 993 (1994).
- [30] L. S. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte, et P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 997 (1994).
- [31] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, et C. Cohen-Tannoudji, *Proceedings of the 4th International Workshop on Laser Physics, Laser Physics* **6**, 153 (1996).

- [32] S. Kulin, B. Saubaméa, E. Peik, J. Lawall, T. W. Hijmans, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4185 (1997).
- [33] A. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et G. Orriols, *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 (1976).
- [34] M. A. Ol'shanii, et V. G. Minogin, *Quant. Opt.* **3**, 317 (1991).
- [35] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Quantum Mechanics* (Hermann and John Wiley & Sons, Paris, 1977), volume II.
- [36] F. Bardou, J. P. Bouchaud, O. Emile, A. Aspect, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 203 (1994).
- [37] A. Messiah, *Mécanique Quantique* (Dunod, Paris, 1964), tome II.
- [38] F. Mauri, et E. Arimondo, *Europhys. Lett.* **16**, 717 (1991).
- [39] E. Arimondo, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions* edited by E. Arimondo, W. Phillips et F. Strumia (North-Holland, Amsterdam, 1992), p. 191.
- [40] F. Mauri, et E. Arimondo, *Appl. Phys. B* **4 54**, 420 (1992).
- [41] R. Dum, *Phys. Rev A*, **54**, 1 (1996).
- [42] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre atomes et photons* (InterEditions et Editions du CNRS, 1988).
- [43] Y. Castin, Thèse, Paris VI, 1992.
- [44] D. V. Lindley, *Introduction to Probability et Statistics from a Bayesian Viewpoint, Part I* (Cambridge University Press, London, 1969), pp. 203–210.
- [45] C. Cohen-Tannoudji, *Cours de physique atomique et moléculaire* (Collège de France, 1995-1996).
- [46] C. Cohen-Tannoudji, *Cours de physique atomique et moléculaire* (Collège de France, 1991-1992).
- [47] C. Cohen-Tannoudji, Les Houches, Session LIII, *Fundamental Systems in Quantum Optics* edited by J. Dalibard, J. M. Raimond et J. Zinn-Justin (Elsevier Science Publishers B. V., 1990), cours XXX.

- [48] W. D. Phillips, Les Houches, Session LIII, *Fundamental Systems in Quantum Optics* edited by J. Dalibard, J. M. Raimond et J. Zinn-Justin (Elsevier Science Publishers B. V., 1990), cours 2.
- [49] F. Bardou, B. Saubamea, J. Lawall, K. Shimizu, O. Emile, C. Westbrook, A. Aspect, et C. Cohen-Tannoudji, *C. R. Acad. Sci. Paris* **318**, 877 (1994).
- [50] S. M. Freund, M. Röhmheld, et T. Oka, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1497 (1975).
- [51] E. Kyrölä, et S. Stenholm, *Opt. Commun.* **22**, 123 (1977).
- [52] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, et P. Zoller, *Phys. Rev. A* **49**, 4826 (1994).
- [53] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4194 (1995).
- [54] A. A. Radzig et B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions* edited by P. P. Toennies (Springer Verlag, 1985)
- [55] G. W. F. Drake, *Astrophys. J.* **158**, 1199 (1969); et G. W. F. Drake, *Erratum*, *Astrophys. J.* **163**, 439 (1971).
- [56] J. R. Woodworth et H. W. Moss, *Phys. Rev. A* **6**, 2455 (1975).
- [57] *CRC Handbook of Chemistry et Physics* édité par R. C. West (CRC Press, XX, 1986), pp. E-341.
- [58] G. W. F. Drake, et A. Dalgarno, *Astrophys. J.* **157**, 55 (1972).
- [59] D. S. Betts, et M. Leduc, *Ann. Phys. Fr.* **11**, 267 (1986).
- [60] L. D. Schearer, M. Leduc, D. Vivien, A. M. Lejus, et J. They, *IEEE J. of Quant. Electr.* **QE22**, 713 (1986).
- [61] N. Vansteenkiste, Thèse de l'Université Paris-Sud (1989).
- [62] R. Kaiser, Thèse de l'Université Paris VI (1990).
- [63] O. Emile, Thèse de l'Université Paris VI (1993).
- [64] F. Bardou, Thèse de l'Université Paris XI Orsay (1995).
- [65] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook, et A. Aspect, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).
- [66] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. Phillips, P. L. Gould, et H. J. Metcalf *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).

- [67] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, et C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [68] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, et C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
- [69] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin et J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
- [70] M. J. Druyvesteyn, et F. M. Penning, *Rev. Mod. Phys.* **12**, 87 (1940).
- [71] R. Kaiser, N. Vansteenkiste, A. Aspect, E. Arimondo et C. Cohen-Tannoudji, *Z. Phys. D* **18**, 17 (1991).
- [72] M. S. Sharihar, P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow, et T. Cai, *Phys. Rev. A* **48**, R4035 (1993).
- [73] Manuel d'utilisateur du détecteur, Photek Reference: 40075, Serial No: OF940908 (1994).
- [74] M. Lampton, et C.W. Carlson, *Rev. Sci. Instr.* **50**, 1093 (1979).
- [75] C. W. Gear, *Proc. for the Skytop Conf. on Computer Systems in Experimental Nuclear Phys.*, USAEC Conf-670301, 552 (1969).
- [76] B. Saubaméa, Thèse Paris VI, 1998.
- [77] M. W. Müller, A. Merz, M.-W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer, et M. Movre, *Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters* **21**, 89 (1991).
- [78] A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, (Oxford University Press, 1961).
- [79] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, et K. Bergmann, *Phys. Rev. A* **40**, 6741 (1989).
- [80] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schieneman, et K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [81] M. Weitz, B. C. Young, et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994).
- [82] T. Esslinger, F. Sander, M. Weidemüller, A. Hemmerich, et T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2432 (1996).

- [83] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, et C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996).
- [84] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin, et C. Salomon, *Phys. Rev. A* **55**, 2989 (1997).
- [85] N. W. Ashcroft et N. D. Mermin, *Solid state physics*, (HRW International Editions, 1976).
- [86] M. Ol'shanii, Thèse, Institut de spectroscopie, Académie russe des sciences, Troitzk, Russie (1992).
- [87] R. Dum, non publié
- [88] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov, et G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).
- [89] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, *Opt. Comm.* **123**, 321 (1996).
- [90] W. Rooijackers, Thèse, Université Libre d'Amsterdam, 1997.
- [91] B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, et C. Cohen-Tannoudji, accepté à *Phys. Rev. Lett.* *Septembre* (1997).

Résumé

L'échelle naturelle de vitesse en refroidissement laser est la vitesse de recul communiquée à un atome initialement au repos lorsqu'il absorbe ou émet un photon. La méthode des résonances noires sélectives en vitesses permet de réduire la vitesse des atomes en-dessous de cette limite. Nous présentons les premiers résultats expérimentaux du refroidissement subrecoil d'atomes d'hélium à trois dimensions par résonances noires. Nous obtenons des températures aussi basses que 180 nK par des moyens tout optiques. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les prédictions d'un modèle théorique utilisant les statistiques de Lévy.

Les atomes refroidis par résonances noires sont préparés dans une superposition cohérente de plusieurs paquets d'ondes de de Broglie. En utilisant le transfert adiabatique induit par laser nous avons réussi à transférer la population atomique dans un seul paquet d'onde. Nous avons démontré que le transfert fonctionne aussi à deux et trois dimensions et nous avons mesuré une efficacité de l'ordre de 90% à deux dimensions et de 75% environ à trois dimensions. Le passage adiabatique nous a permis de préparer un paquet d'onde ayant une dispersion en vitesses subrecoil, ainsi qu'un état de spin et une direction choisis arbitrairement.

Enfin, nous avons mis en évidence les états noirs sélectifs en vitesses sur une transition $J = 1 \rightarrow J = 0$ et nous avons développé une méthode théorique simple qui permet de prédire la structure de ces états dans l'espace des impulsions.

Abstract

In laser cooling the single photon recoil appears as a natural length scale. We report here on the first observation of subrecoil laser cooling in three dimensions, where we use the method of velocity-selective coherent population trapping. We cooled a cloud of metastable helium atoms to 180 nK by all optical means. The experimental results are compared to the predictions of a theoretical model using Lévy statistics.

The cold atoms are prepared in a coherent superposition of several de Broglie wavepackets. By using laser induced adiabatic transfer we coherently manipulate these atomic wavepackets. We demonstrated adiabatic transfer into a single wavepacket or into two coherent wavepackets, while retaining the subrecoil momentum dispersion of the initial wavepackets. We thus showed that the quantized transfer of momentum also works in two and three dimensions. The efficiency of the transfer is of the order of 90% in two dimensions and of the order of 75% in three dimensions. To a large extent, the direction of the momentum and the internal state of the atoms described by each of the final wavepackets can be chosen at will.

Finally, we experimentally demonstrated velocity-selective dark states on a $J = 1 \rightarrow J = 0$ transition and developed a simple theoretical method that allows to predict the structure of these states in momentum space.