



Lévitiation d'atomes par interférences et Transport bidimensionnel en présence de désordre

Martin Robert-De-Saint-Vincent

► To cite this version:

Martin Robert-De-Saint-Vincent. Lévitiation d'atomes par interférences et Transport bidimensionnel en présence de désordre. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00578701v1

HAL Id: tel-00578701

<https://theses.hal.science/tel-00578701v1>

Submitted on 21 Mar 2011 (v1), last revised 23 Mar 2011 (v2)

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.

LABORATOIRE CHARLES FABRY DE L'INSTITUT D'OPTIQUE
UNIVERSITÉ PARIS SUD XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE

THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en sciences de l'Université Paris XI

présentée par

Martin ROBERT DE SAINT VINCENT

LÉVITATION D'ATOMES PAR INTERFÉRENCES
&
TRANSPORT BIDIMENSIONNEL
EN PRÉSENCE DE DÉSORDRE

soutenue le 9 Décembre 2010 devant la commission d'examen :

M. François Biraben	Rapporteur
M. Robin Kaiser	Rapporteur
M. Pierre Chavel	Examineur
M. Matthias Weidemüller	Examineur
M. Philippe Bouyer	Directeur de thèse
M. Alain Aspect	Membre invité
M. Thomas Bourdel	Membre invité

Remerciements

Je tiens à remercier les nombreuses personnes impliquées dans le bon déroulement de cette thèse. En premier lieu, je remercie Pierre Chavel et Christian Chardonnet, qui en tant que directeurs successifs du Laboratoire Charles Fabry, par la grande attention qu'ils prêtent à ses doctorants, se montrent garants du bon fonctionnement de l'Institut.

Je suis reconnaissant envers Pierre Chavel pour avoir, de plus, accepté la gageure d'examiner cette thèse avec un regard d'opticien pour le jury de soutenance. Je remercie de même François Biraben et Robin Kaiser pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail, et pour avoir accepté d'en être les rapporteurs. J'espère pouvoir maintenir un pied sur les thématiques qui leur sont chères et avoir à nouveau l'occasion d'interagir avec eux. Enfin, je remercie Matthias Weidemüller pour son implication malgré la barrière de la langue et des intempéries, et je me réjouis de travailler en sa compagnie à l'avenir.

Avant d'en arriver à la soutenance, de nombreuses personnes m'ont porté au travers des années de thèse, que ce soient les quelques personnes manipulant la machine ou encore les proches qui en subissent indirectement les humeurs. Dans le premier de ces deux cercles, je tiens tout d'abord à remercier Philippe Bouyer pour m'avoir proposé cette thèse et m'avoir ensuite guidé à travers la gamme étendue de sujets s'offrant à nous. L'optimisme qu'il nous a continûment insufflé lui permettra sans aucun doute de relever le nouveau défi auquel il participe maintenant à Bordeaux. De même, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Alain Aspect pour m'avoir accueilli dans son groupe. Sa forte implication dans l'animation de la vie de groupe, les pistes qu'il nous délivre pour observer les expériences sous un nouvel angle, sont précieuses pour maintenir l'élan du petit village qu'il a rassemblé.

Thomas Bourdel (ou encore Thomas numéro un, dit "Chef") a une place toute particulière dans cette thèse. J'ai eu le grand privilège de bénéficier de son encadrement durant l'ensemble de ces années. En plus de son enseignement, je lui suis reconnaissant de sa constante bonne humeur - le calme suisse, diront certains -, et je retiendrai longtemps le culot éhonté dont il fait preuve (toujours à bon escient!) lors des manipulations délicates. Il est sans aucun doute le parfait pivot autour duquel constituer une équipe. Je lui suis enfin infiniment reconnaissant du temps qu'il a consacré aux relectures critiques de ce manuscrit.

Depuis que je suis arrivé au Laboratoire Charles Fabry, de nombreux visages se sont succédés au sein de l'équipe KRub. J'ai eu la joie d'être accueilli par la première fournée, constituée de Rob Nyman, Gaël Varoquaux, Jean-François Clément et Jean-Philippe Brantut. Cette équipe m'a rapidement entraîné dans les tumultueux derniers remous du passage de l'expérience vers l'âge adulte, constituant l'aboutissement de nombreuses années de travail. Merci d'avoir partagé avec moi le goût de votre victoire. Le sous-titre que Jeff aurait pu rajouter à sa thèse : "tout vient à point... " mériterait d'être inscrit dans le marbre, par exemple sur la stèle au nom de

Jean-Philippe désormais cachée au coeur de l'expérience - voyons voir si les recrues des années à venir la remarquent.

Le condensat est arrivé et les anciens sont partis, depuis relevés par une nouvelle équipe. Je suis conscient de ma chance de m'être trouvé entre ces deux époques. Lors des années passées en compagnie de Baptiste Allard et Thomas Plisson (numéro deux, dit "Junior"), nous aurons développé une nouvelle forme d'art, en dessinant toutes les formes de la vie (papillons, trèfles...), en simulant "pong" puis la rotation des galaxies spirales, le tout avec nos crêpes à 10 nK. Les partitions que j'ai glanées auprès de Baptiste resteront un témoin de ce beau temps, et je leur souhaite de poursuivre leur passage au LCFIO aussi agréablement que mon passage en leur compagnie. Tout comme pour Thomas numéro un, je leur suis redevable de l'aide considérable qu'ils m'ont apporté lors de la rédaction de ce manuscrit. Enfin, j'aurai malheureusement raté d'un mois l'arrivée de Guillaume dans l'équipe, et lui souhaite un bon séjour à bord de KRub.

De nombreuses autres personnes ont contribué aux travaux présentés dans ce manuscrit. Je suis heureux d'avoir travaillé avec Guillaume Stern, Luca Pezzé et Laurent Sanchez-Palencia. Je souhaite à Luca un bon départ vers de nouvelles aventures, et espère que nous aurons l'occasion de nous retrouver hors des salles de réunion. C'aura aussi été un privilège de travailler avec Christian Bordé pour appréhender l'interférométrie atomique, ses outils et ses problématiques actuelles. Enfin, toutes les expériences ont été réalisées à l'aide de Frédéric Moron et André Villing, qui portent le groupe à bout de bras sur leurs systèmes électroniques.

Une thèse n'est rien sans un bureau adapté. J'aurai passé certains des moments les plus intenses dans le petit microcosme du bureau RO-L16, en compagnie d'Alain, Jean-Christophe, Juliette, Vincent, des figurines Kinder et des balles en mousse. Très certainement, la rédaction de groupe au coude à coude aura établi une ambiance très particulière qui laissera un souvenir épicé. Ce fut aussi un plaisir de travailler en compagnie de Rémi, Fred, Stefan, Thomas numéro trois, Simon, Antoine, Patrick, Pierre, Julien, Marie (les deux), Thibaut, Josselin, Ralf, Andrea, Guthrie, Tung-Lam, David, Karim, Seb, Carlos, Valentina, Jean-Baptiste, Denis, Isabelle, Vincent, Karen, et Chris. Outre les membres du groupe d'Optique Atomique, je tiens à remercier les personnels de l'Institut d'Optique, et en particulier les services techniques et administratifs pour leur répondant et leur amabilité : Jacky, Jean-Luc, Eric, Nathalie, Isabelle, et j'en oublie. Je remercie enfin Antoine Broways pour les conseils et encouragements qu'il m'a apportés au cours de cette dernière année.

Cette thèse a aussi été l'occasion de découvrir le métier d'enseignant. Yvan Sortais a été un soutien important, et je le remercie pour tout le temps qu'il a consacré à discuter avec moi les problèmes de travaux dirigés. Je remercie de même les nombreuses personnes avec qui j'ai enseigné, à commencer par Nicolas Dubreuil, Frederic Capmas, Jean-Marie Feybesse, et François Balembois. Les responsables de TP ont une place toute particulière, car ils sont sollicités à la fois par les élèves et les thésards en détresse. Pour leur aide, je remercie donc Thierry Avignon, Cédric Lejeune et Lionel Jacobowicz.

Pour conclure, je tiens à remercier celle qui a probablement vu les deux faces de la médaille. Merci Camille pour m'avoir soutenu pendant ces années (surtout cette dernière), à travers la nouvelle définition du mot "vacances d'été" et les autres moments plus sympathiques. Cette thèse est aussi la tienne.

Martin

Table des matières

1	Introduction	1
I	Lévitiation par interférences à ondes multiples	7
2	Un condensat de Bose-Einstein comme source collimatée	9
2.1	Collection et détection des atomes	10
2.1.1	Chambre de science	11
2.1.2	Système laser	11
2.1.3	Imagerie par absorption	13
2.2	Potentiel dipolaire à 1565 nm	14
2.2.1	Déplacements lumineux	15
2.2.2	Montage optique	17
2.2.3	Chargement du piège	18
2.3	Evaporation	21
2.3.1	Lois d'échelle de l'évaporation	21
2.3.2	Evaporation dans le régime d'emballement	23
2.4	Conclusion	26
3	Un trampoline classique pour atomes froids	29
3.1	Diffraction sur un potentiel périodique	29
3.1.1	Diffraction d'un jet par une onde stationnaire d'extension finie	30
3.1.2	Diffraction d'un atome au repos par un réseau pulsé	33
3.1.3	Calcul des amplitudes de diffraction	34
3.1.3.1	En l'absence de potentiel extérieur	34
3.1.3.2	En présence de la gravité	35
3.2	Réalisation expérimentale du réseau	36
3.2.1	Système laser	36
3.2.2	Effets de polarisation	38
3.2.2.1	Déplacement lumineux d'un mélange de spins en lumière circulaire	38
3.2.2.2	Processus Raman entre états hyperfins	39
3.2.3	Caractérisation in situ	40
3.2.3.1	Profondeur du potentiel	40
3.2.3.2	Pertes par émission spontanée	40
3.3	Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement	42
3.3.1	Présentation du schéma	42
3.3.2	Réalisation expérimentale	44

3.3.2.1	Paramètres des pulses	44
3.3.2.2	Observation expérimentale	45
3.3.2.3	Limitations associées à la température	47
3.3.3	Perspectives	48
4	Un trampoline quantique pour atomes froids	51
4.1	Présentation de l'interféromètre	51
4.1.1	Schéma	51
4.1.2	Observation de l'interférogramme	52
4.2	Modélisation du trampoline quantique	52
4.2.1	Événements de diffraction	54
4.2.2	Phases de chute libre	56
4.2.3	Modélisation complète	56
4.3	Principales caractéristiques de l'interférogramme	58
4.3.1	Système de franges principal	59
4.3.2	Système de franges secondaire	61
4.3.3	Enveloppe du signal	62
4.4	Un interféromètre à ondes multiples	63
4.4.1	Des contributions de déphasage élevé	63
4.4.2	Affinement des franges	64
4.5	Conclusion et perspectives	66
4.5.1	Points forts et améliorations possibles	66
4.5.2	Perspectives	66
II	Dynamiques de transport dans un milieu bidimensionnel désor-	71
donné		
5	Introduction	73
6	Mise en oeuvre de l'expérience	77
6.1	Projet expérimental	77
6.2	Imagerie par fluorescence	78
6.2.1	Optimisation de l'excitation	79
6.2.2	Défectivité de l'imagerie :	79
6.3	Le confinement vertical	81
6.3.1	Revue des techniques	81
6.3.2	Montage	83
6.3.2.1	Source laser	83
6.3.2.2	Schéma optique	85
6.3.2.3	Propriétés du piège	85
6.3.2.4	Caractérisation ex vivo	86
6.3.3	Mise en oeuvre sur les atomes	88
6.3.3.1	Alignement du piège	88
6.3.3.2	Caractérisation in vivo	88
6.3.3.3	Défauts du piège	88
6.4	Réalisation d'un potentiel désordonné	91

6.4.1	Propriétés du speckle	91
6.4.1.1	Distribution d'intensité	92
6.4.1.2	Corrélation spatiale	92
6.4.1.3	Speckle partiellement développé	94
6.4.2	Mise en place	94
6.4.2.1	Système optique	94
6.4.2.2	Caractérisation du speckle	94
6.4.2.3	Agencement de l'expérience	96
6.5	Conclusion du chapitre	96
7	Une expérience de transport dans le régime classique	99
7.1	Phénoménologie du transport classique	99
7.1.1	La dynamique diffusive	99
7.1.1.1	Le mouvement Brownien	99
7.1.1.2	Le modèle de la marche au hasard	100
7.1.2	La diffusion anormale	101
7.2	Résultats préliminaires	103
7.2.1	Paramètres de l'expérience	103
7.2.2	Mise en évidence d'un comportement diffusif	104
7.2.2.1	Première observation	104
7.2.2.2	Une signature simple	106
7.3	Modélisation classique	107
7.3.1	Un premier modèle simple	108
7.3.2	Différents régimes de transport	109
7.3.3	Mouvement transverse	112
7.4	Distribution d'énergie de l'échantillon	113
7.4.1	Thermalisation du nuage	114
7.4.2	Température d'équilibre	114
7.4.3	Distribution d'énergie du nuage thermalisé	116
7.5	Mesure expérimentale des coefficients de diffusion	117
7.5.1	Un ajustement des données sur un modèle diffusif	117
7.5.2	Discussion du cross-over ballistique / diffusif	120
7.5.3	Conclusion	124
7.6	Dynamique à basses énergies	124
7.6.1	Poursuite du refroidissement	124
7.6.2	Premiers résultats	126
7.7	Conclusion	129
8	Perspectives de l'expérience	131
8.1	Vers la localisation d'Anderson	131
8.1.1	Introduction	131
8.1.2	Détermination des paramètres optimaux	134
8.1.2.1	Coefficients de diffusion semi-classiques	134
8.1.2.2	Vers la localisation d'Anderson	135
8.1.3	Du point de vue de l'expérience	136
8.1.4	Identifier la localisation d'Anderson	138
8.2	Phases quantiques d'un système 2D désordonné	139

8.2.1	Introduction à la physique de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless	139
8.2.2	Influence du désordre sur la transition BKT	141
8.2.3	Premiers résultats expérimentaux	141
9	Conclusion	145
A	Chargement d'un piège noir	149
A.1	Description du problème	149
A.2	Mécanisme de chargement	149
A.3	Evaporation libre	151
A.4	Mécanismes de pertes	151
A.5	Solution stationnaire	152
A.6	Conclusion	154
B	Transfert Raman en présence d'un biais magnétique	155
C	Diffraction d'un échantillon atomique dense	159
D	Publications	163

Introduction

Le domaine de la physique atomique, initialement dévolu à la spectroscopie des atomes, a ouvert de nombreuses applications lorsque l'on a pris conscience du degré exceptionnel de contrôle que l'on pouvait avoir non seulement sur leur état électronique, mais aussi sur leur mouvement. À l'aide de manipulation par des ondes lasers et des champs magnétiques, il est par exemple devenu possible de refroidir des échantillons atomiques jusqu'à des températures de l'ordre du nanoKelvin. Ces sources froides peuvent alors être employées pour des expériences très diverses, en les soumettant à des potentiels quasiment arbitraires générés par des champs magnétostatiques, optiques, ou micro-ondes.

Parmi ces expériences, plusieurs grands groupes se dessinent. Il est par exemple possible de profiter de l'extrême degré de maîtrise des atomes pour faire la métrologie des constantes fondamentales, ou de forces inertielles. Cette approche passe en général par la réalisation d'interféromètres atomiques, exploitant la nature ondulatoire de la matière. Ou encore, les techniques d'atomes froids peuvent être employées à réaliser des situations physiques inconnues, souvent inspirées du domaine de la physique statistique et de la matière condensée.

L'interférométrie atomique

Il a fallu plusieurs décennies, à partir de la mise en place du formalisme quantique, pour réussir à tirer parti de la nature ondulatoire des atomes. Après la réalisation de masques de diffraction matériels [Keith 88, Carnal 91], le contrôle de la diffraction par des ondes lumineuses stationnaires [Oberthaler 96, Oberthaler 99] a ouvert grand les portes pour transposer sur la matière tous les interféromètres hérités de deux siècles de travail sur les ondes lumineuses [Keith 91, Riehle 91, Kasevich 91, Cronin 09]. Ceux-ci permettent maintenant de réaliser des mesures de précision de constantes fondamentales et de forces inertielles [Peters 01, Bordé 02, Miffre 06]. Ainsi, l'unité de temps est définie à partir de la mesure interférométrique de la différence d'énergie entre deux niveaux électroniques du Cesium, dans les horloges atomiques [Wynands 05]. Désormais, de nouvelles configurations d'interféromètres sont étudiées, qui réalisent le modèle de la marche au hasard quantique [Karski 09, Kempe 09]. Elles ouvrent de nouvelles portes vers la réalisation d'algorithmes de calcul quantique avec des atomes froids.

Les simulateurs quantiques

Le contrôle du mouvement des atomes ouvre aussi la possibilité d'approcher des questions ouvertes avec de nouvelles observables. En particulier, le domaine des gaz d'électrons en matière condensée présente des phénomènes complexes de physique à N corps, impliquant de nombreux ingrédients tels que la statistique de Fermi, la structure de bandes, les interactions, le désordre, et la dimensionnalité. Pour obtenir une vision plus claire sur le rôle de chacun, il peut être avantageux de porter ces systèmes vers les atomes froids. Non seulement les paramètres peuvent

être contrôlés sans devoir fabriquer un nouvel échantillon à chaque fois, mais des observables complémentaires sont disponibles.

Un exemple phare de cette approche est la réalisation du modèle de Bose-Hubbard dans les réseaux optiques. Le contrôle des interactions a permis d'observer la transition métal-isolant de Mott [Greiner 02]. Depuis, l'effet de la compétition entre le désordre et les interactions sur les propriétés de transport a été abordé par plusieurs expériences [Pasienski 10, White 09, Deissler 10]. Simultanément, les techniques de sondage progressent, jusqu'à permettre d'étudier les transitions de phase à partir d'observables microscopiques [Greiner 02, Bakr 09, Sherson 10, Bakr 10].

Contenu du manuscrit

Lors de ce travail de thèse, j'ai eu la chance d'aborder trois aspects de la physique des atomes froids. La première année a été dévolue au refroidissement laser et évaporatif d'un échantillon atomique [Brantut 08, Clément 09, Stern 10], afin d'obtenir un condensat de Bose-Einstein avec un fort taux de répétition. La seconde année porte sur la thématique de l'interférométrie atomique. Nous avons étudié une méthode de suspension d'un échantillon ultrafroid contre la gravité, ouvrant la voie par exemple à la construction d'horloges atomiques à longs temps d'interrogation sur des systèmes compacts. Cette technique est basée sur des interférences à ondes de matière [Robert-de Saint-Vincent 10b, Bourdel 10]. Enfin, la dernière année a été dévolue à la problématique du transport d'atomes dans un système bidimensionnel désordonné [Robert-de Saint-Vincent 10a]. Une étude quantitative des dynamiques de propagation dans le désordre a été réalisée, dans une situation efficacement décrite par la mécanique classique. Après la mise en évidence et caractérisation d'une dynamique diffusive, nous sommes désormais prêts à aborder les effets des interférences sur le transport d'ondes de matière.

1) Lévitiation par interférences à ondes multiples

Nous nous intéressons tout d'abord à l'exploitation d'une source ultrafroide pour des mesures par interférométrie atomique. Ces mesures peuvent être sensibles à des forces inertielles ou aux propriétés internes de l'atome, comme la masse ou les états électroniques. Pour améliorer leur qualité, il est possible de :

1. Augmenter la séparation des voies, afin de gagner en sensibilité. Pour un senseur inertiel, ceci revient à éloigner au maximum les trajectoires [Müller 09, Kovachy 10, Cladé 10]. Pour une horloge atomique, ceci revient à employer des transitions atomiques de fréquences optiques et non plus micro-ondes [Katori 03].
2. Augmenter le nombre de voies, afin de réaliser un interféromètre à ondes multiples [Weitz 96, Hinderthür 99, Aoki 01, Shinohara 02]. La différence de phase maximale entre deux voies détermine la finesse des franges, tandis que le déphasage minimal détermine l'interfrange. Ceci permet d'améliorer la sensibilité des interféromètres sans compliquer l'identification des franges, et évite donc le recours à une mesure complémentaire.
3. Maintenir les différentes voies séparées le plus longtemps possible. Toutefois, la chute libre des atomes dans le système expérimental borne le temps d'interrogation réalisable. Au sol, des fontaines atomiques de 1 mètre de haut permettent des temps d'interrogation de l'ordre de 0.5 s (voir Fig. 1.1). En vue d'applications dans l'espace, des prototypes

Introduction

d'horloges atomiques et de senseurs inertiels en microgravité sont testés à travers le monde [Stern 09, van Zoest 10, Laurent 06].

Notre travail est une approche alternative à ce dernier point. Alors que les techniques de refroidissement permettent désormais de réaliser des sources atomiques ultrafroides compactes [Du 04], quelles méthodes permettraient de prolonger les temps d'interrogation sur ces systèmes? Certaines horloges atomiques sont par exemple piégées dans un potentiel périodique [Takamoto 03, Campbell 08]. Nous présentons à notre tour deux techniques de suspension contre la gravité, dans un volume inférieur au mm^3 , à l'aide d'une diffraction répétée sur une onde stationnaire [Impens 06, Hughes 09, Robert-de Saint-Vincent 10b, Bourdel 10].

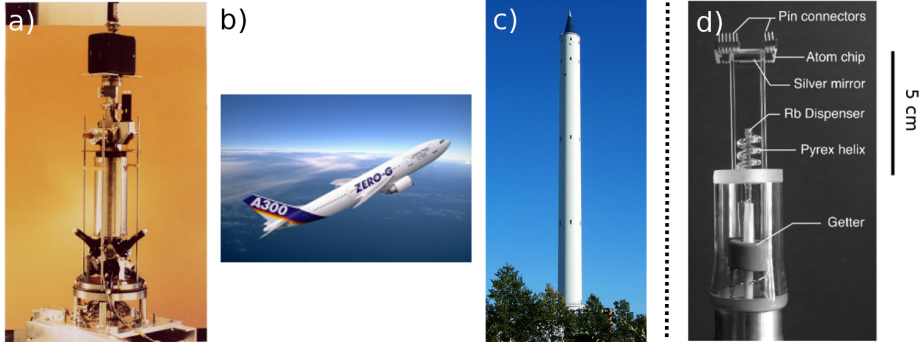


FIGURE 1.1 – *Différents interféromètres atomiques. a) Sur une expérience au sol, une fontaine atomique de 1 m de haut permet de réaliser près de 0.5 s d'interrogation. D'autres interféromètres atteignent de longs temps d'interrogation en microgravité, soit dans un avion en vol parabolique (b) [Stern 09] soit dans une tour de chute libre (c) [van Zoest 10]. Nous recherchons une technique pour réaliser des interféromètres à long temps d'interrogation sur des systèmes compacts, comme par exemple une puce à atomes (d) [Du 04]).*

Le premier chapitre est dévolu à la préparation de l'échantillon ultrafroid. Pour réaliser une mesure interférométrique, il est possible d'utiliser une source diluée, de quelques mm^3 , dont la distribution de vitesse est filtrée par une excitation Raman. Une autre approche est de préparer une source dense et collimatée par refroidissement évaporatif. Nous préparons cette source dans un piège à l'intersection de faisceaux laser fortement désaccordés des résonances atomiques. Nous mettons en oeuvre une géométrie alliant un chargement efficace au contrôle du taux de collision tout au long du refroidissement. Ceci permet la préparation d'une source collimatée avec un temps de cyclage complet de l'ordre de 10 s.

Le second chapitre décrit une première solution pour maintenir l'échantillon dans un petit volume malgré l'accélération de la gravité. Nous faisons rebondir le nuage sur un miroir de Bragg constitué d'un potentiel optique périodique. Nous décrivons en détail le processus de diffraction d'un paquet d'onde atomique par le réseau optique. Nous présentons ensuite les conditions sous lesquelles l'application pulsée, répétée périodiquement, de ce miroir peut maintenir les atomes suspendus contre la gravité pendant plusieurs dizaines de millisecondes. Ce schéma est ensuite démontré expérimentalement.

Dans le troisième chapitre, le miroir de Bragg est utilisé dans le régime de réseau mince, pulsé pendant des temps plus courts. Une partie du paquet d'onde atomique n'est ni réfléchi ni transmise par le miroir, mais envoyée vers de nouveaux ordres de diffraction. Ceci ouvre la voie à de nombreuses trajectoires se recombinant périodiquement, sur lesquelles les atomes effectuent

une marche au hasard quantique. En variant légèrement le temps entre deux événements de diffraction, les interférences peuvent exacerber les pertes vers des voies en chute libre, ou au contraire maintenir les atomes suspendus à l'encontre des probabilités classiques. Ce schéma réalise un interféromètre à ondes multiple sensible à la gravité, dont les signaux de franges s'affinent lorsque l'on prolonge la suspension.

2) Dynamiques de transport 2D en milieu désordonné

La seconde partie de cette thèse quitte le domaine de l'interférométrie atomique, pour approcher la thématique des propriétés de transport de systèmes désordonnés [Modugno 09, Lagendijk 09, Sanchez-Palencia 10]. Les atomes froids ont abordé cette question à partir des systèmes unidimensionnels. Le piégeage classique entre pics du désordre a été mis en évidence en premier [Clément 05, Fort 05, Lye 05, Schulte 05], rapidement suivi par le phénomène de localisation d'Anderson bloquant la propagation d'une onde en milieu désordonné [Anderson 58, Billy 08, Roati 08, Dries 10]. Depuis, le problème s'est enrichi par des expériences où les interactions interatomiques sont importantes, soit à l'aide de résonances de Feshbach [Deissler 10], soit à l'aide d'un confinement dans un réseau 3D [Pasienski 10, White 09]. Les systèmes bidimensionnels désordonnés restent peu explorés expérimentalement.

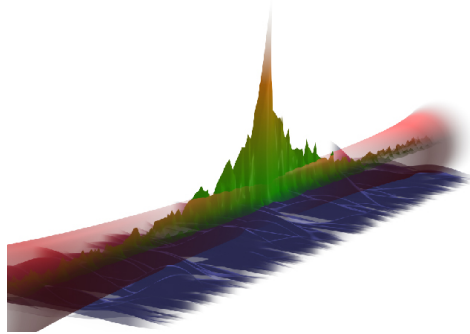


FIGURE 1.2 – Les atomes froids servent désormais à étudier l'influence du désordre sur les propriétés de transport. Image : mise en évidence de la localisation d'Anderson dans un système unidimensionnel désordonné [Billy 08]. Les atomes s'étendent le long d'une pince optique. En présence d'un faible champ de tavelures, leur expansion est stoppée.

Dans le premier chapitre, nous mettons en place une expérience de transport bidimensionnel en présence d'un potentiel désordonné. Le protocole envisagé est d'étudier l'expansion 2D des atomes à partir d'un point source. Ceci nécessite la réalisation d'un piège bidimensionnel sans confinement transverse sur une surface de l'ordre du mm^2 , que nous réalisons en confinant l'échantillon dans le plan noir d'un faisceau antisymétrique. Le désordre est généré par une figure de tavelures (ou speckle), créé en illuminant les atomes via une lame diffusante. Enfin, nous mettons en place une imagerie par fluorescence sensible à de très faibles densités atomiques.

Le second chapitre concerne une première série d'expériences dans un régime de transport classique. Nous étudions le processus d'expansion diffusive des atomes dans le plan désordonné, et mesurons des coefficients de diffusion fortement dépendants de l'énergie, en accord quantitatif

Introduction

avec une modélisation théorique. Cette dernière met en évidence la présence de nombreuses dynamiques de transport selon les énergies : diffusive, piégée, ou transitoirement subdiffusive. Les premiers travaux expérimentaux vers le régime piégé sont présentés.

Enfin, **le troisième chapitre** présente deux perspectives à moyen terme, en cours de réalisation. En premier lieu, nous montrons que notre expérience est dans la gamme de paramètres adéquate pour observer la localisation d'Anderson en deux dimensions. En second lieu, les interactions dans le nuage sont suffisamment fortes pour que nous traversions la transition de phase Berezinskii-Kosterlitz-Thouless [Berezinskii 72, Kosterlitz 73, Hadzibabic 09]. Nous observons l'apparition d'un ordre à longue portée dans le nuage, et envisageons maintenant d'étudier l'impact du potentiel désordonné sur cette transition [Kuroyanagi 10].

Première partie

Lévitación par interférences à ondes multiples

Un condensat de Bose-Einstein comme source collimatée

Les gaz ultrafroids sont une ressource utile pour réaliser des mesures de précision, soit des propriétés intrinsèques des atomes eux-mêmes - ce qui a permis l'essor des horloges atomiques [Wynands 05], soit encore des forces agissant sur eux [Peters 01, Bordé 02, Canuel 06]. Ainsi, les interféromètres atomiques permettent maintenant des mesures de l'accélération locale de la gravité g avec une précision relative de l'ordre de 10^{-8} en 1s. Un temps d'interrogation élevé est requis pour obtenir les meilleures précisions. Toutefois, ce temps est en partie limité par l'expansion de l'échantillon, et donc par sa température.

Le refroidissement par évaporation représente une alternative aux techniques de filtrage en vitesse par transition Raman pour générer des sources atomiques collimatées. Dans ce premier chapitre, nous présentons un dispositif expérimental permettant de rejoindre la transition de Bose-Einstein en phase gazeuse [Anderson 95, Davis 95], à une température de l'ordre de 100 nK. L'emploi de potentiels de piégeage générés par l'interaction avec une onde laser permet de garder le champ magnétique comme degré de liberté pour les expériences futures. Nous obtenons ainsi une source dense, de forte brillance, utilisable pour des mesures interférométriques.

Feuille de route

Pour obtenir un nuage dense et ultrafroid à partir d'un gaz à température ambiante, deux techniques doivent être successivement employées. La première est le refroidissement laser [Cohen-Tannoudji 98, Phillips 98, Chu 98]. Elle repose sur l'exercice de forces dissipatives sur un atome par une lumière résonante avec une transition atomique. La seconde technique est basée sur le processus d'évaporation [Masuhara 88], qui permet d'augmenter le nombre de particules à basse énergie en perdant quelques particules de forte énergie. Ce processus repose sur une rethermalisation constante de l'échantillon, et donc sur un taux de collisions élevé tout au long de l'évaporation.

Ces techniques doivent être combinées sur notre dispositif expérimental, représenté en Fig. 2.1. Les atomes de Rubidium 87 sont manipulés dans une enceinte à ultra-vide pour éviter toute interaction avec l'environnement. Nous employons l'interaction avec une radiation laser pour freiner et collecter un nombre maximal d'atomes, d'abord dans une chambre annexe où réside une vapeur de Rubidium (en haut à droite de la figure), puis dans une chambre d'expérience présentant une meilleure qualité de vide. Enfin, nous employons la force conservative exercée par un laser loin de résonance pour procéder au refroidissement par évaporation. Ce laser est représenté en jaune dans le schéma, et piège les atomes au croisement de deux faisceaux.

Ce chapitre suivra cette logique associée aux étapes de refroidissement. Une première partie

décrira le système de collection et de détection d'une vapeur froide, employant des sources laser résonantes avec les transitions atomiques. Dans un second temps, nous présenterons comment un laser fortement désaccordé des transitions atomiques peut être utilisé pour réaliser un piège conservatif, et nous nous pencherons sur quelques spécificités du piégeage du Rubidium 87 par un laser à 1565 nm. Dans une troisième partie, nous présenterons notre technique de refroidissement par évaporation, assurant un chargement efficace puis une évaporation avec un contrôle optimal du taux de collisions durant l'évaporation.

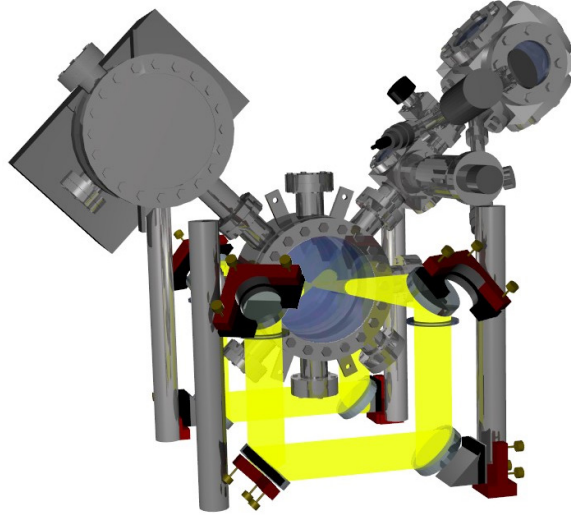


FIGURE 2.1 – Schéma de l'expérience. Une vapeur atomique est collectée dans une première chambre (en haut à droite) par refroidissement laser, puis transférée vers l'enceinte principale (au centre). Après une seconde étape de refroidissement laser, les atomes sont transférés dans un piège conservatif créé par deux faisceaux laser fortement désaccordés des résonances atomiques (en jaune sur l'image). On y procède au refroidissement par évaporation jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein.

2.1 Collection et détection des atomes

Pour réaliser un condensat de Bose-Einstein, il convient tout d'abord de collecter un échantillon de quelques milliards d'atomes. Cette collection est réalisée à l'aide des techniques de refroidissement laser, basées sur des cycles d'absorption / émission spontanée de lumière. Ces processus transfèrent de l'impulsion à l'atome, et peuvent être contrôlés pour exercer une force de friction. On distingue différents mécanismes, souvent simultanément à l'oeuvre : le refroidissement Doppler, le refroidissement Sisyphé (dans une mélasse optique), et le piège magnéto-optique (PMO) permettant d'obtenir un confinement spatial. Ce même phénomène d'absorption / émission spontanée est aussi utilisé pour l'imagerie.

Dans les prochaines pages, nous allons présenter brièvement l'ensemble du montage expérimental, en relation avec cette phase de collection. Une description plus complète est disponible dans [Varoquaux 08, Clément 08, Brantut 09]. Une première partie est dédiée à l'agencement global de l'expérience, en différentes chambres sous ultra-vide. Une seconde partie présente le système laser employé pour réaliser le refroidissement laser. Nous finirons par la technique

2.1 Collection et détection des atomes

d'imagerie employée pour détecter les atomes.

2.1.1 Chambre de science

Le schéma général de l'enceinte employée est présenté en Fig. 2.2. Elle est constituée de deux chambres : la "chambre de collection" avec une pression de l'ordre de 10^{-8} mbar, et la "chambre de science" avec une pression inférieure à 10^{-10} mbar. Toutes deux sont reliées par un tube de pompage différentiel de 1 mm de diamètre et approximativement 1.5 cm de longueur. Le vide de la chambre de science est assuré par une pompe ionique 50 L/s et une pompe à matériau adsorbant ("getter") 50 L/s, tandis que la chambre de collection emploie une seconde pompe à getter 50 L/s. Une pompe ionique 2 L/s sert de jauge de pression à cet endroit.

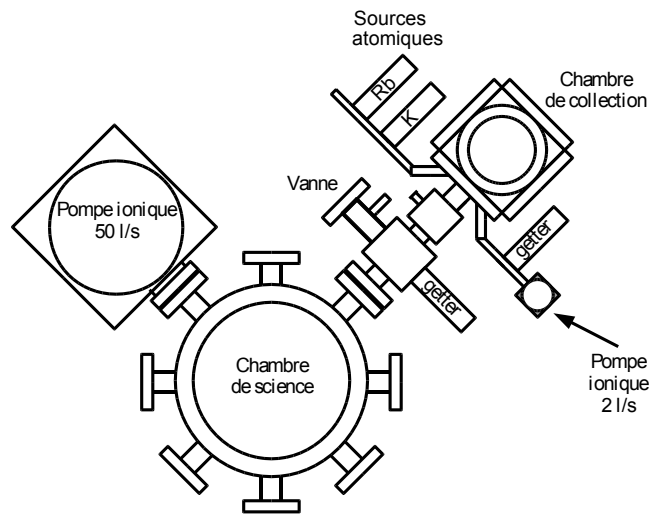


FIGURE 2.2 – Schéma de l'enceinte sous ultra-vide. Les atomes de Rubidium et de Potassium (pour les expériences ultérieures) sont sous forme métallique à proximité de la chambre de collection (en haut à droite). La chambre de collection et la chambre de science (au centre) sont reliées par un tube de pompage différentiel. Le vide est assuré par des pompes ioniques (50 L/s et 2 L/s) et par des pompes à matériau adsorbant (getter) 50 L/s.

Une vapeur de Rubidium 87 est générée par une cellule de Rubidium à l'état métallique, située à proximité de la chambre de collection. La cellule est chauffée à une température de 80°C pour maximiser la migration des atomes vers cette chambre. Là, les atomes de la vapeur sont refroidis suivant deux axes de l'espace par un piège magnéto-optique 2D [Varoquaux 08, Clément 08]. Selon le troisième axe, un faisceau supplémentaire, dit "pousseeur", pousse les atomes de la chambre de collection vers la chambre de science. Ils y sont collectés par un PMO standard suivant tous les axes de l'espace.

2.1.2 Système laser

Les mécanismes de refroidissement laser exploitent une transition électronique fermée, sur laquelle ont lieu des cycles d'absorption/ émission spontanée de photons permettant d'exercer une force dissipative sur l'atome. L'atome de Rubidium 87 dispose d'une transition optique à 780 nm entre les états de la structure fine $|5S_{1/2} >$ et $|5P_{3/2} >$. Nous freinons les atomes à l'aide d'un laser, dit "piège", proche de la transition entre les états hyperfins $|5S_{1/2} F = 2 >$ et

$|5P_{3/2} F = 3 \rangle$ (voir Fig. 2.3). En raison d'un faible désaccord (≈ 18 MHz), les atomes peuvent aussi être excités vers $|5P_{3/2} F = 2 \rangle$ et de là se désexciter vers l'état $|5S_{1/2} F = 1 \rangle$. Un second laser, dit "repompeur", pompe ces atomes vers l'état $|5P_{3/2} F = 2 \rangle$, d'où ils ont une probabilité $\sim 1/2$ de revenir dans l'état fondamental $|5S_{1/2} F = 2 \rangle$ de la transition cyclante.

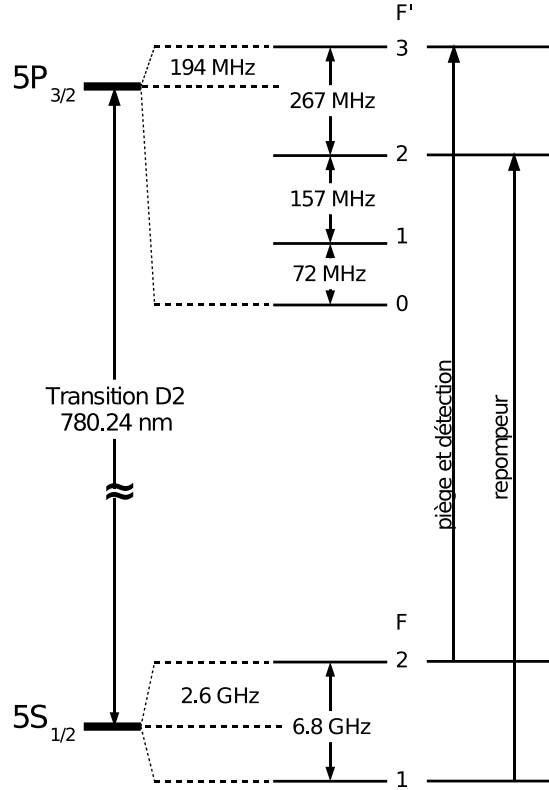


FIGURE 2.3 – Niveaux électroniques de l'atome de Rubidium 87. Seuls les états de la structure fine associés à la raie D2 à 780 nm sont représentés. Le refroidissement laser et l'imagerie exploitent la transition cyclante $|5S_{1/2} F = 2 \rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 3 \rangle$. Un laser sur la transition $|5S_{1/2} F = 1 \rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 2 \rangle$ permet de maintenir les atomes dans la transition cyclante.

Notre système de refroidissement laser nécessite donc au moins deux sources, "piège" et "repompeur", de fréquences séparées par 6.6 GHz. Nous employons par ailleurs la transition piège pour l'imagerie par absorption, et dédions une troisième source laser à cette utilisation. Le système laser complet est présenté en Fig. 2.4.

Les trois sources laser sont des diodes montées en cavité étendue face à un réseau par réflexion en configuration Littrow [Nyman 06]. La diode "sonde" est asservie sur un spectre d'absorption saturée. Les deux diodes "piège" et "repompeur" sont asservies sur la première par battement sur une même photodiode rapide. Le montage employé pour générer les signaux d'erreur à partir de ce battement est décrit dans [Brantut 09].

Le laser "sonde" est envoyé vers l'expérience via deux fibres, l'une pour réaliser l'imagerie par absorption (voir partie 2.1.3), l'autre pour le faisceau "pousseur" du PMO 2D. Les deux sources laser "piège" et "repompeur" sont mélangées en amont d'un amplificateur optique. Après amplification, une partie de la lumière est envoyée par fibre vers le PMO 3D de la chambre de science. L'autre partie passe par un second amplificateur avant d'être envoyée par

2.1 Collection et détection des atomes

fibre vers le PMO 2D de la chambre de collection. Enfin, une fibre dite "pompage optique" permet de transporter de la lumière du repompeur par une voie indépendante, en prévision de la phase d'imagerie.

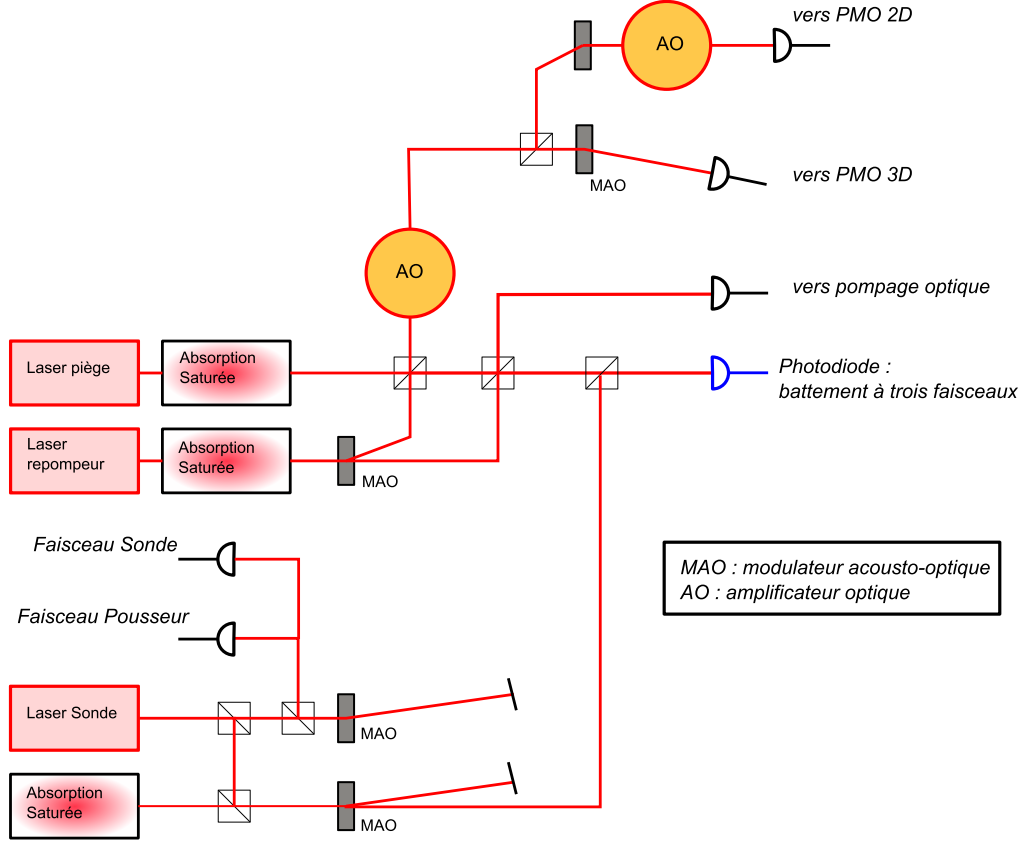


FIGURE 2.4 – Schema de la table laser pour le refroidissement laser et la détection des atomes de Rubidium 87. Nous utilisons trois sources primaires, qui après asservissement et amplification sont envoyées vers l'expérience via cinq fibres optiques. Les fibres PMO 3D et PMO 2D transportent simultanément de la lumière piège et repompeur. La fibre de pompage optique transporte indépendamment de la lumière repompeur. Le laser sonde est asservi sur un spectre d'absorption saturée, et sert de référence pour asservir par battement les deux autres sources lasers.

2.1.3 Imagerie par absorption

Notre expérience emploie une imagerie par absorption [Clément 08]. Un laser accordé sur la transition $|5S_{1/2} F = 2 \rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 3 \rangle$ traverse le nuage pendant approximativement $50 \mu\text{s}$. Comme présenté en Fig. 2.5, ce faisceau laser est détecté sur une caméra CCD pixelfly QE, en aval d'un objectif télécentrique de grandissement $1/3$ et d'ouverture numérique 0.13 , puis d'un objectif de microscope (de grandissement 10 ou 20 selon les expériences) pour conjuguer le plan des atomes avec la surface du détecteur. Durant l'impulsion de lumière sonde, les atomes absorbent la lumière avec une section efficace σ_{abs} . Nous mesurons la densité optique $OD(x, y)$ du nuage en comparant le signal de CCD $S(x, y)$ au signal en l'absence d'atomes $S_0(x, y)$ pour

remonter à la densité atomique n intégrée sur l'axe de visée :

$$OD(x, y) = -\ln \left(\frac{S(x, y)}{S_0(x, y)} \right) = \int n(x, y, z) \sigma_{abs} dz \quad (2.1)$$

La valeur de la section efficace σ_{abs} dépend du désaccord du laser par rapport à la transition (par défaut, 0 MHz) et de la polarisation du laser. En polarisation circulaire, et si le champ magnétique est parallèle à la direction de propagation du faisceau, les atomes sont rapidement pompés dans un état extrémal $m_F = \pm 2$ [Steck 06]. La section efficace vaut alors :

$$\sigma_{abs} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (2.2)$$

Nous employons ici la longueur d'onde λ du laser, le désaccord δ de la sonde, la largeur de raie Γ , et l'intensité de saturation $I_{sat} \simeq 1.6 \text{ mW}$. Toutefois, notre laser est polarisé linéairement et il faut appliquer un facteur correctif pour tenir compte des effets de pompage entre les différents sous-niveaux hyperfins m_F durant l'imagerie. Dans notre configuration, nous estimons que la section efficace est réduite d'un facteur 2.13 par rapport à l'expression 2.2.

Toutefois, cette sonde n'adresse que les atomes dans l'état $|5S_{1/2} F = 2 \rangle$. Pour compter l'ensemble des atomes, nous envoyons une impulsion de lumière repompe accordée sur la transition $|5S_{1/2} F = 1 \rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 2 \rangle$, d'une puissance de $200 \mu\text{W}/\text{cm}^2 \simeq I_{sat}/10$ et d'une durée de 1 ms.

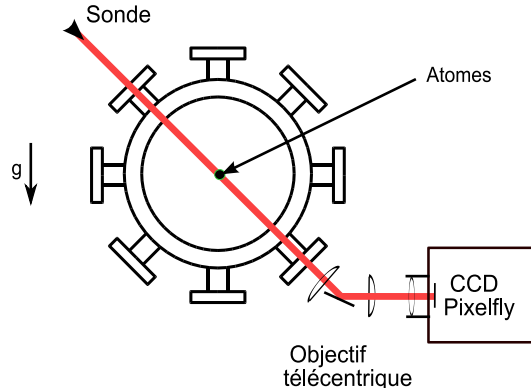


FIGURE 2.5 – Schéma de l'imagerie par absorption. Un faisceau résonant avec la transition $|5S_{1/2} F = 2 \rangle \rightarrow |5P_{3/2} F = 3 \rangle$ traverse l'enceinte en diagonale. Après un objectif télécentrique de grandissement $1/3$, le plan du nuage est imagé sur une caméra CCD pixelfly QE par un objectif de microscope de grandissement 10 ou 20.

2.2 Potentiel dipolaire à 1565 nm

Dans notre piège magnéto-optique, nous disposons d'un échantillon froid de quelques 10^9 atomes à une température de l'ordre de $100 \mu\text{K}$. Pour obtenir la condensation, nous devons procéder par refroidissement évaporatif dans un piège conservatif. Celui-ci est souvent réalisé en exploitant l'interaction entre le moment magnétique des atomes et un champ magnétique inhomogène. Il est alors possible de piéger les atomes dans un minimum de champ. Toutefois,

2.2 Potentiel dipolaire à 1565 nm

cette solution, réalisée avec des bobines macroscopiques, réalise des pièges relativement lâches, nécessitant de longs temps d'évaporation. Une première alternative est de nanostructurer des fils conducteurs sur une puce atomique [Folman 00, Hänsel 01], ce qui permet d'obtenir des confinements plus forts, et un taux de répétition élevé au prix d'un nombre d'atomes réduit (quelques 10^4 contre $\sim 10^6$ précédemment, pour le Rubidium 87). Une seconde solution, que nous allons développer ici, consiste à exploiter l'interaction du dipôle électrique atomique avec le champ électrique oscillant d'une onde laser non résonante [Adams 95, Grimm 00]. Cette technique, outre un taux de répétition élevé comme sur puce à atomes, permet en plus de conserver le champ magnétique comme degré de liberté pour exploiter d'autres effets (résonances de Feshbach notamment). Les condensats de ^{87}Rb typiques y sont de taille intermédiaire $\sim 10^5$.

Nous présenterons succinctement le concept de déplacement lumineux, et comment cela peut être exploité pour piéger des atomes. Nous présenterons ensuite notre montage expérimental, utilisant un laser à fibre dopé Erbium émettant 50 W à 1565 nm. Nous finirons par la méthode de transfert des atomes du piège magnéto-optique vers ce potentiel conservatif.

2.2.1 Déplacements lumineux

Principe : Nous étudions l'effet d'une onde laser sur un atome neutre, et plus précisément sur un alcalin. Dans un tel atome, l'unique électron de valence est responsable d'un nombre réduit de transitions excitables par laser.

En l'absence d'excitation, le dipôle moyen de l'atome est nul. Toutefois, le champ électrique oscillant peut forcer une oscillation du dipôle à la même fréquence, avec éventuellement un certain déphasage. En notation de Fourier, on définit la polarisabilité dynamique $\alpha(\omega)$ reliant le dipôle atomique $\vec{d}$ au champ $\vec{E}$, tel que $\vec{d}(\omega) = \alpha(\omega)\vec{E}(\omega)$ ¹. En régime stationnaire d'oscillation forcée, le centre de masse du dipôle induit est soumis à une force moyenne qui dérive du potentiel $V_{dip} = -1/2 \langle \vec{d}(t) \cdot \vec{E}(t) \rangle$, où $\langle \rangle$ dénote un moyennage temporel sur plusieurs périodes optiques. Dans cette valeur moyenne, seule la partie réelle de $\alpha(\omega)$ apparaît.

Atome à deux niveaux et polarisation rectiligne : Considérons tout d'abord le cas d'un atome couplé à une onde polarisée linéairement, de pulsation ω . Par ailleurs, nous négligeons la structure fine et hyperfine de l'atome. L'électron externe est décrit par un nombre quantique principal n et un moment cinétique orbital L (de projection m_L sur l'axe de quantification). La polarisabilité d'un atome dépend de l'état $|n, L, m_L\rangle$ du mouvement de l'électron externe, et des différents états auxquels l'onde laser le couple. Dans le cadre du modèle simple d'un atome à deux niveaux $|n, L, m_L\rangle$ et $|n, L+1, m_L\rangle$, séparés par une énergie $\hbar\omega_0$, le potentiel vu par l'atome dans son état fondamental vaut [Grimm 00] :

$$V_{dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} + \frac{\Gamma}{\omega + \omega_0} \right) I \quad (2.3)$$

Dans cette équation, la force du dipôle atomique est contenue dans la largeur naturelle Γ de l'état excité.

A proximité de résonance, on constate que ce potentiel décroît en fonction de $\frac{1}{\omega - \omega_0}$. A titre de comparaison, les forces dissipatives dues à la pression de radiation décroissent en $\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2}$. Il est donc possible, en s'éloignant de résonance, de rendre les forces dissipatives négligeables

1. En général, cette équation est vectorielle et α est un tenseur. Pour la plupart des applications en lumière polarisée, le choix du repère adéquat permet de revenir à une équation scalaire.

devant la force dérivant du potentiel dipolaire. Par ailleurs, le signe du potentiel dépend du signe du désaccord (potentiel attractif si $\omega < \omega_0$, répulsif sinon).

Par commodité pour la suite, nous définissons un désaccord réduit $\tilde{\delta}$ de la façon suivante :

$$\tilde{\delta} = \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \right)^{-1} \quad (2.4)$$

Atome réel et polarisation quelconque : L'expression ci-dessus du déplacement lumineux est couramment employée pour décrire le piégeage dipolaire par des lasers très fortement désaccordés des résonances atomiques, notamment les sources à CO_2 . Lorsque l'on s'approche un peu plus des résonances, il faut tenir compte de la structure interne de l'atome. L'électron externe est en effet affecté par le couplage de son spin orbital L avec le spin intrinsèque S (structure fine, décrite par $J = L + S$), ainsi que par un couplage au spin nucléaire I (structure hyperfine, décrite par $F = J + I$). Pour un atome dans un état $|i\rangle = |n, L, J, F, m_F\rangle$, le potentiel résulte d'un couplage par la lumière à tous les autres états $|f\rangle = |n', L', J', F', m'_F\rangle$. Ce couplage dépend de la polarisation de la lumière incidente ($q = -1, 0, 1$ pour des polarisation σ^-, π, σ^+). On obtient :

$$V_{dip,i} = - \sum_f \frac{|\langle i | d_q E_q | f \rangle|^2}{2 \hbar \tilde{\delta}_{i,f}} \quad (2.5)$$

où d_q est la composante q de l'opérateur vectoriel dipolaire, et E_q est l'amplitude du champ oscillant : $\vec{E}(t) = E_q \cos(\omega t) \vec{e}_q$. Le terme de couplage peut être calculé à partir de données spectroscopiques [Safronova 06, Arora 07, Steck 06].

Pour piéger un alcalin, nous nous intéressons au déplacement lumineux de l'état fondamental $|nS_{1/2}\rangle$ de l'atome. Nous notons $\tilde{\delta}_1$ le désaccord réduit de la transition dite D1 $|nS_{1/2}\rangle \rightarrow |nP_{1/2}\rangle$ et $\tilde{\delta}_2$ le désaccord réduit de la transition dite D2 $|nS_{1/2}\rangle \rightarrow |nP_{3/2}\rangle$. Par ailleurs, g_F est le facteur de Landé issu de la projection des états de spin total F, m_F sur les états de spin orbital électronique L, m_L . Ce facteur vaut $-1/2$ et $+1/2$ respectivement dans les états hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ de la multiplicité $|5S_{1/2}\rangle$ du Rubidium 87. En négligeant la séparation hyperfine des niveaux n, L, J excités par rapport aux désaccords, on obtient l'expression suivante [Grimm 00] :

$$V_{dip} = \frac{-\pi c^2}{2\omega_0^3} \Gamma \left(\frac{1 - qg_F m_F}{\tilde{\delta}_1} + \frac{2 + qg_F m_F}{\tilde{\delta}_2} \right) I \quad (2.6)$$

Mise en évidence : Nous employons un laser à 1565 nm pour exercer une force dipolaire sur les atomes. Nous pouvons calculer, suivant l'expression 2.6, le déplacement lumineux de l'état $|5S_{1/2}\rangle$, majoritairement dû au couplage vers les états $|5P_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ (les transitions respectives étant à 794 et 780 nm). Nous obtenons un potentiel attractif pour les atomes dans $|5S_{1/2}\rangle$ car le laser est dans le rouge des deux transitions.

Considérons maintenant l'état $|5P_{3/2}\rangle$. Il peut être peuplé lors des phases de refroidissement laser et d'imagerie. Comme montré en Fig. 2.6, il est couplé essentiellement aux états $|5S_{1/2}\rangle$, $|6S_{1/2}\rangle$, $|4D_{5/2}\rangle$ et $|4D_{3/2}\rangle$. Ces deux dernières transitions, à 1529 nm, sont proches de la longueur d'onde du laser et induisent donc un fort déplacement lumineux vers le rouge (potentiel attractif) de l'état $|5P_{3/2}\rangle$.

Lorsque l'on image le nuage par absorption de lumière à 780 nm, cette lumière sonde est par défaut résonante avec la transition atomique dans l'espace libre. Lorsque l'on désaccorde la

2.2 Potentiel dipolaire à 1565 nm

sonde, la lumière n'est résonante que dans les régions de l'espace où le déplacement lumineux compense ce désaccord. Ceci peut être exploité pour caractériser *in-situ* le potentiel dipolaire : ainsi, en Fig. 2.7, nous imageons par absorption les équipotentielles du piège dipolaire en ajustant le désaccord de la sonde. Le nuage, directement issu d'un PMO, sert ici de sonde pour étudier le potentiel optique [Brantut 08]. On pourrait au contraire employer ce déplacement de la transition pour obtenir une information locale sur les atomes. En effet, la taille des zones sensibles à la sonde ne dépend que du gradient de déplacement lumineux et de la largeur de raie, tandis que la résolution du système optique n'entre pas en compte.

Pour ces images, deux faisceaux identiques sont croisés hors focus, avec un waist (rayon à $1/e^2$ en intensité) proche de $200\ \mu\text{m}$ à l'intersection. Ils réalisent un potentiel de piégeage maximal de $115\ \mu\text{K}$ et un déplacement de la transition de 100 MHz. Cette géométrie n'est toutefois pas celle employée pour obtenir la condensation de Bose-Einstein, que nous allons voir maintenant.

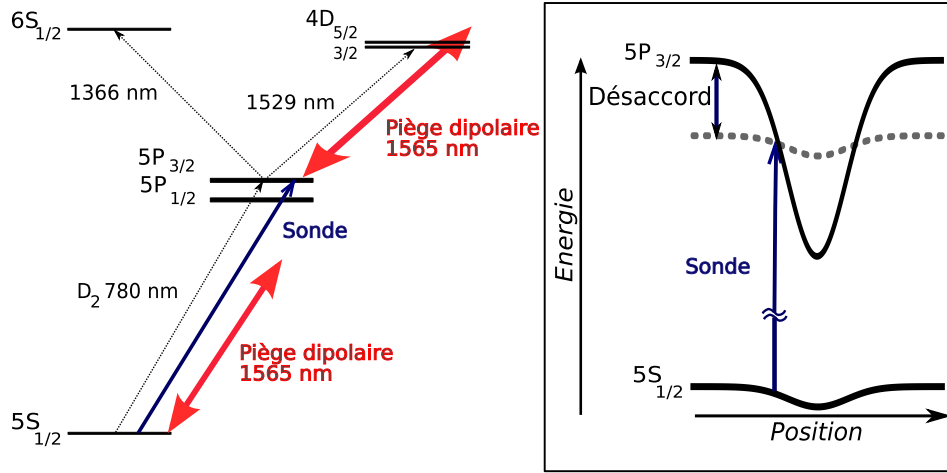


FIGURE 2.6 – Déplacements lumineux des niveaux de l'atome de Rubidium 87. À gauche : niveaux électroniques couplés par le faisceau laser à 1565 nm. À droite : le niveau fondamental $|5S_{1/2}\rangle$ est déplacé vers le rouge (effet de piégeage) par un faisceau gaussien. L'état excité de la transition d'imagerie et de refroidissement $|5P_{3/2}\rangle$ est déplacé dans le même sens mais d'une énergie 42.6 fois supérieure.

2.2.2 Montage optique

Nous présentons maintenant le montage optique du piège dipolaire. Celui-ci doit répondre à deux contraintes pour le refroidissement par évaporation. Tout d'abord, il faut pouvoir charger un grand nombre d'atomes dans le piège, ce qui suppose un grand volume de piégeage. Ensuite, un fort taux de collision est requis pour assurer la rethermalisation permanente du nuage. Ceci va de paire avec un fort confinement. Nous allons maintenant présenter une géométrie qui concilie ces deux contraintes en apparence contradictoires, en répondant à chacune par l'emploi d'un faisceau laser différent.

La figure 2.8 présente le schéma optique du piège dipolaire. Un faisceau de 50 W et de waist 0.9 mm est défléchi par un modulateur acousto-optique 40 MHz (A.A. Optoelectronics) pour contrôler la puissance en aval. L'ordre défléchi (28 W) est focalisé au coeur de l'enceinte par

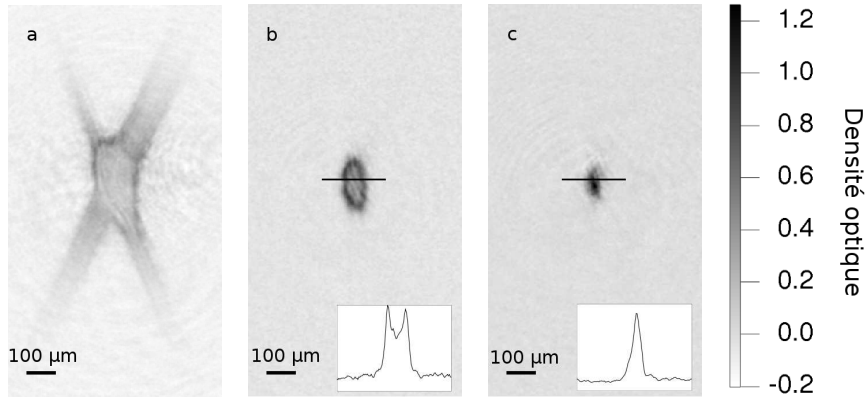


FIGURE 2.7 – Images d’absorption montrant les équipotentielles du piège. En ajustant le désaccord de la lumière sonde par rapport à la transition $D2$ en l’espace libre de (a) -40 MHz, (b) -80 MHz et (c) -100 MHz, correspondant à des déplacements du niveau fondamental de 45 μ K, 91 μ K, et 115 μ K respectivement, nous observons des zones d’égale intensité laser, c’est-à-dire des équipotentielles du piège. Les inserts des images b) et c) montrent une coupe selon l’axe horizontal.

une lentille de focale 292 mm, avec un waist de 150 μ m. Il s’agit du premier bras. Le faisceau est recollimaté en sortie, puis à nouveau défléchi par un modulateur acousto-optique². L’ordre diffracté est agrandi d’un facteur 12.5 par deux lentilles de -40 mm et 500 mm, puis est focalisé par une lentille de 292 mm sur les atomes, avec cette fois-ci un waist de 22 μ m³. Il s’agit du second bras. La puissance disponible est ici de 14 W. Les deux faisceaux se croisent sur les atomes avec un angle de 56° .

2.2.3 Chargement du piège

Pour charger le piège dipolaire à partir d’un PMO et obtenir un échantillon dense à fort taux de collisions, nous procédons selon une stratégie en deux temps [Brantut 09]. Le premier bras, large, sert de volume de piégeage pour capturer un grand nombre d’atomes. Nous les transférons ensuite dans l’intersection avec le second bras, fortement confinant, afin d’augmenter le taux de collisions. Notons enfin que l’échantillon doit être pompé entre temps dans l’état hyperfin $|5S_{1/2}F = 1\rangle$. En effet, si l’on conservait le nuage dans l’état $|F = 2\rangle$ sans polariser la projection m_F , des collisions inélastiques avec changement d’état hyperfin auraient lieu. Chaque atome concerné par le changement d’état hyperfin libérerait $h \times 6.8$ GHz sous forme d’énergie cinétique, ce qui chaufferait le nuage et causerait des pertes.

La séquence expérimentale commence par un PMO contenant typiquement 10^9 atomes. Le désaccord du faisceau de refroidissement est amené à 120 MHz pendant 60 ms afin de comprimer le nuage (ce désaccord élevé permet de réduire les forces répulsives liées à la diffusion multiple de photons [Petrich 94, Kuppens 00]). A ce stade nous commençons le transfert dans le piège

2. La différence de fréquence entre les deux bras du piège permet de brouiller leurs interférences. Celles-ci pourraient sinon coupler les atomes aux vibrations acoustiques des miroirs, ce qui causerait un échauffement du nuage.

3. Les deux waists sont calibrés par une mesure des fréquences de confinement du piège. Celle-ci est réalisée soit par observation d’oscillations du centre de masse du nuage, soit par chauffage paramétrique [Brantut 09].

2.2 Potentiel dipolaire à 1565 nm

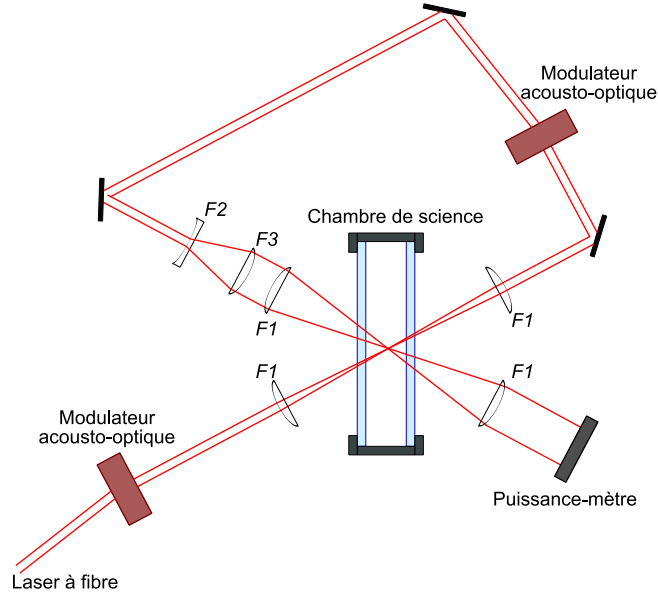


FIGURE 2.8 – Schéma optique du piège dipolaire. Un premier modulateur acousto-optique contrôle la puissance du premier bras, focalisé sur les atomes par une lentille de focale $F1 = 292$ mm. En sortie de l'enceinte, le faisceau est recollimaté puis passe à nouveau par un modulateur acousto-optique. Après un système optique de grandissement 12,5 (constitué des lentilles de focales $F2 = -40$ mm et $F3 = 500$ mm), il est à nouveau focalisé sur les atomes, et intersecte le premier passage du faisceau.

dipolaire. Le faisceau large à 1565 nm, de waist $150\text{ }\mu\text{m}$ et de puissance 28 W, est allumé. Il crée alors un potentiel piégeant de $74\text{ }\mu\text{K}$ de profondeur, et un déplacement de la transition de 64 MHz. Le faisceau fortement confinant, de waist $22\text{ }\mu\text{m}$, est lui aussi allumé à faible puissance (0.7 W, soit un potentiel de $86\text{ }\mu\text{K}$ et un déplacement lumineux de 75 MHz) mais contribue au chargement de façon minoritaire en raison de son faible volume de piégeage. Simultanément, le champ quadrupolaire du PMO est coupé, et le désaccord du faisceau de refroidissement est amené à 200 MHz. Ainsi, comme on peut le voir en Fig. 2.9a, la lumière de refroidissement reste partout dans le rouge de la transition affectée par le déplacement lumineux. Ceci réalise une mélasse optique très loin de résonance en présence du faisceau large à 1565 nm, pendant 50 ms.

Durant cette période, nous ne changeons pas la fréquence du faisceau repompeur, qui reste résonant hors des faisceaux à 1565 nm. Par contre, au fond du piège, cette lumière est désaccordée de 130 MHz. L'efficacité de repompage se trouve donc réduite et les atomes s'accumulent dans l'état hyperfin $|F = 1 >$ du fondamental $|5S_{1/2} >$ (voir Fig. 2.9b). En réduisant la puissance de la lumière repompeur jusqu'à $21\text{ }\mu\text{W}/\text{cm}^2$ (soit $1/30$ de sa valeur usuelle), nous exacerbons cet effet et constatons que 99% des atomes piégés sont dans l'état $|F = 1 >$. Par comparaison, dans l'espace libre cette proportion est de 97%, ce qui démontre que le laser à 1565 nm réduit le taux de repompage vers l'état fondamental $|F = 2 >$ de la transition cyclante.

A ce stade, nous éteignons les faisceaux de refroidissement laser. Nous disposons de 3.10^7 atomes, piégés le long du faisceau large à une température de $20\text{ }\mu\text{K}$. La densité dans l'espace

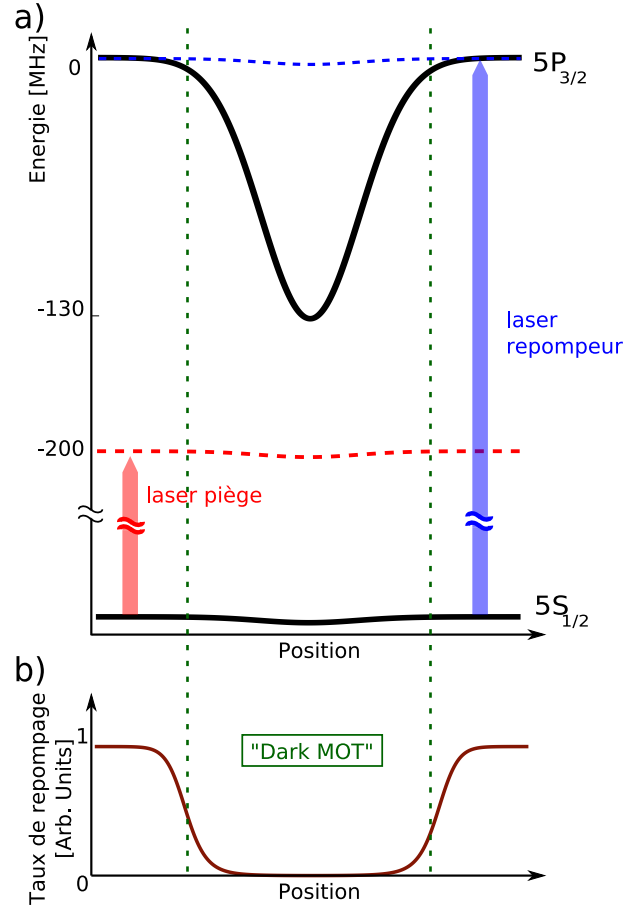


FIGURE 2.9 – Chargement du piège dipolaire. a) Le fort déplacement lumineux de la transition de refroidissement est compensé en désaccordant la lumière piège par -200 MHz, pour refroidir simultanément dans et hors du piège. Par contre, la lumière de repompage n'est pas désaccordée, ce qui, comme présenté en b), permet d'accumuler les atomes dans un état noir au centre du piège.

2.3 Evaporation

des phases vaut⁴ : $D \approx 2.10^{-5}$, et les atomes ne sont pas piégés selon l'axe du faisceau. Afin d'obtenir un confinement fort suivant les trois directions de l'espace, après extinction de la mélasse optique, nous augmentons la puissance du second bras, faisceau fortement confinant, jusqu'à 6 W en 3 ms⁵. Après 100 ms de mouvement libre, 3.10^6 atomes sont piégés au croisement dans un mélange des trois composantes de spin m_F . Ils sont thermalisés à une température de 65 μK . Les fréquences de confinement au centre du piège sont alors 124 Hz, 3.8 kHz et 3.8 kHz (mesurées par excitations de modes dipolaires, monopolaires, et par chauffage paramétrique). La différence d'énergie entre le fond du piège croisé et les points de fuite sur l'axe du bras large est de l'ordre de 740 μK (associée à un déplacement lumineux de la transition de refroidissement de l'ordre de 640 MHz). La densité dans l'espace des phases vaut donc $2.5 \cdot 10^{-3}$.

L'efficacité de ce dernier transfert ne va pas de soi, car le taux de collision initial dans le faisceau large est trop faible pour permettre une thermalisation. Toutefois, des simulations de trajectoires individuelles, menées par T. Bourdel, ont montré que chaque atome passant par le croisement y orbite quelques centaines de millisecondes avant de repartir. Pendant ce temps, la densité locale monte fortement, jusqu'à obtenir un taux de collision suffisant ($> 1\text{kHz}$) pour que les atomes thermalisent et s'accumulent au fond du piège. La situation est alors favorable pour commencer un refroidissement par évaporation.

2.3 Evaporation

Nous disposons désormais d'un échantillon dans un piège conservatif, avec un fort taux de collision. Nous pouvons procéder au refroidissement par évaporation en réduisant progressivement la profondeur du piège. Nous présenterons tout d'abord quelques lois d'échelle de l'évaporation, en mettant l'accent sur le rôle des collisions élastiques. Nous verrons notamment que pour les configurations usuelles de piège optique, le taux de collision décroît au cours de l'évaporation, ralentissant la thermalisation du nuage [O'Hara 01a]. Puis nous présenterons notre réalisation d'une configuration permettant l'évaporation tout-optique dans le régime d'emballement du taux de collision, jusqu'à obtention d'un condensat [Clément 09].

2.3.1 Lois d'échelle de l'évaporation

La technique d'évaporation dans un piège conservatif repose sur une rethermalisation permanente de l'échantillon, assurée par les collisions binaires élastiques [Luiten 96, Berg-Sørensen 97]. Pour un gaz de N particules, à température T , dans un piège dont la moyenne géométrique des fréquences de confinement s'écrit $\omega/2\pi$, le taux de collision moyen vaut :

$$\Gamma_{col} = n_0 \sigma v_r \quad (2.7)$$

où $n_0 = \frac{N(m\omega^2)^{3/2}}{(2\pi k_B T)^{3/2}}$ est la densité centrale, σ est la section efficace de collision, et $v_r = 4\sqrt{k_B T/\pi m}$ est la vitesse moyenne relative entre deux atomes. Dans la limite des basses

4. Pour évaluer la densité dans l'espace des phases, nous considérons en première approximation $N/3$ atomes par composante de spin. L'expression employée est alors $D \approx n_0/3 \cdot \lambda_{dB}^3$, où n_0 est la densité au centre du piège et $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ est la longueur d'onde de De Broglie.

5. Nous avons constaté que l'usage d'une puissance plus forte aboutit à une densité dans l'espace des phases plus faible.

énergies, ($E \leq 50\mu K$), σ peut être considérée constante [Kokkelmans 97]. On obtient donc essentiellement :

$$\Gamma_{col} \propto N\omega^3/T \quad (2.8)$$

Nous allons déterminer à partir de l'équation 2.8 comment le taux de collision évolue lorsque l'on procède à l'évaporation. Nous reprendrons ici le raisonnement de [Hung 08], aussi détaillé dans [Brantut 09]. L'objectif du refroidissement par évaporation est d'augmenter la densité dans l'espace des phases D en perdant un minimum d'atomes. Dans le calcul à suivre, nous chercherons à déterminer les conditions pour avoir une évaporation efficace ($-\frac{d \ln D}{d \ln N} > 2$), puis à voir si ces conditions sont accompagnées d'une hausse ou d'une baisse du taux de collisions en évaluant $\frac{d \ln \Gamma_{col}}{d \ln D}$.

Tout d'abord, ce qui différencie les différents pièges utilisés (piège magnétique, optique, hybride) est le lien entre l'évolution de la fréquence de confinement moyenne ω et l'évolution de la profondeur du piège U_0 . On introduit le paramètre

$$\nu = \frac{\dot{\omega}/\omega}{\dot{U}_0/U_0} \quad (2.9)$$

Dans un piège magnétique, où l'évaporation est forcée par une onde radio-fréquence, ce paramètre vaut 0 car le confinement est constant. Par contre, dans un piège optique créé au focus d'un faisceau laser fortement désaccordé, ce paramètre vaut 1/2 (c'est-à-dire $\omega \propto \sqrt{P}$).

Par ailleurs, nous considérons une évaporation dont les rampes sont ajustées pour que le rapport $U/k_B T = \eta$ reste constant. Nous montrerons que ceci permet de maintenir constante l'efficacité de l'évaporation. Ce facteur η vaut typiquement de 6 à 12 selon la rapidité avec laquelle on procède.

Nous pouvons maintenant dériver la dépendance de T en N . En suivant le calcul de [O'Hara 01a], basé sur un bilan d'énergie du système ouvert qu'est le nuage piégé, on aboutit à :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{\eta + \kappa - 3}{3 - 3\nu} \frac{\dot{N}}{N} := \alpha \frac{\dot{N}}{N} \quad (2.10)$$

ce qui nous permet de définir le facteur α . Dans cette expression, κ est un nombre sans dimension qui caractérise l'énergie cinétique d'un atome qui quitte le piège. Ce nombre dépend de la dimensionnalité de l'évaporation. Si les atomes quittent le piège par toutes les directions (on parle d'évaporation 3D), alors il vaut $\kappa = 3/2$ [Ketterle 96].

Des trois équations 2.8, 2.9 et 2.10, il ressort :

$$\frac{\dot{\Gamma}_{col}}{\Gamma_{col}} = \frac{\dot{U}_0}{U_0} \cdot \left(\frac{1}{\alpha} + 3\nu - 1 \right) \quad (2.11)$$

On peut procéder de même pour la densité dans l'espace des phases :

$$\frac{\dot{D}}{D} = \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{N\omega^3}{T^3} \right) = \frac{\dot{U}_0}{U_0} \cdot \left(\frac{1}{\alpha} + 3\nu - 3 \right) \quad (2.12)$$

Nous arrivons finalement aux deux relations suivantes, transcrites en fonction du paramètre η :

$$\frac{\dot{D}}{D} = \frac{\dot{N}}{N} \cdot (4 - \eta - \kappa) \quad (2.13)$$

$$\frac{\dot{\Gamma}_{col}}{\Gamma_{col}} = \frac{\dot{D}}{D} \cdot \frac{(3\nu - 1)(\eta + \kappa + 4) + 2}{(3\nu - 3)(\eta + \kappa + 4)} := \frac{\dot{D}}{D} \cdot \beta \quad (2.14)$$

où nous définissons le facteur β .

2.3 Evaporation

Conséquences de ces relations : Tout d'abord, l'équation 2.13 détermine le paramètre η nécessaire à une évaporation efficace. Si l'on souhaite par exemple avoir un gain d'un facteur 100 dans l'espace des phases pour une réduction du nombre d'atomes d'un facteur 10, indépendamment du type de piège, il faut $\eta + \kappa = 6$ en négligeant les sources de pertes⁶. Toutefois, il n'est pas possible d'augmenter infiniment l'efficacité de l'évaporation car la durée des rampes d'évaporation croît aussi avec η - ce qui limite expérimentalement ce paramètre à une dizaine au mieux.

Intéressons nous maintenant au taux de collisions Γ_{col} . Pour un piège magnétique, l'équation 2.14 assure que ce taux augmente avec D si $\eta + \kappa > 6$. Pour prendre un exemple typique, l'application numérique à $\eta = 8$ assure $\Gamma_{col} \simeq D^{0.21}$. Partant d'un nuage chargé à $D = 10^{-5}$, le taux de collision va donc augmenter d'un facteur $10^{5 \times 0.21} \sim 11$ lors de l'évaporation. Par contre, pour un piège optique gaussien dont on réduit la profondeur, pour tout $\eta + \kappa > 6$ le paramètre β est négatif, donc le taux de collisions chute. Alors, si l'on part de la même densité initiale dans l'espace des phases, nous nous attendons à une réduction de Γ_{col} d'un facteur 1000 ($\beta = -0.57$ pour $\eta = 8$). Nous avons toutefois vu ci-dessus une technique pour charger un piège optique à mieux que $D = 10^{-3}$, ce qui correspond encore à une chute de Γ_{col} par un facteur 55⁷.

2.3.2 Evaporation dans le régime d'emballlement

Historiquement, le problème de la chute du taux de collision a d'abord été compensé par des techniques de chargement performantes [Kuppens 00, Barrett 01, Granade 02, Lin 09b]. Des chargements à densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-2} ont été réalisés, assurant une baisse du taux de collision de l'ordre du facteur 20 seulement. Par la suite, de nouvelles techniques sont ensuite venues relâcher la contrainte sur les conditions initiales.

Tout d'abord, il est possible d'augmenter localement la densité dans l'espace des phases en altérant localement la densité d'état. Cette technique, dite du "dimple" et démontrée sur un système hybride par [Stamper-Kurn 98], revient à ajouter un piège fortement confinant au sein d'un grand piège, efficacement chargé, faiblement confinant. Une majorité d'atomes reste dans le piège lâche, et assure le rôle d'un réservoir froid en équilibre thermodynamique avec les atomes au sein de la zone fortement confinée. Une étude approfondie de cette technique est disponible dans [Comparat 06].

Une seconde technique consiste en une compression progressive du piège optique pour maintenir le confinement. Un système de lentille mobile permet soit de contrôler la taille du focus d'un faisceau de piégeage [Chang 06], soit, dans le cas d'un piège croisé, de déplacer les foci par rapport à l'intersection [Han 01]. Notre expérience dispose de ce degré de liberté [Varoquaux 08], mais le confinement longitudinal du faisceau étroit est trop fort pour pouvoir passer d'une situation fortement défocalisée à une situation au focus sans déverser les atomes d'un minimum local de potentiel vers un autre.

Enfin, une troisième solution consiste à superposer une force indépendante de la position sur le potentiel de piégeage gaussien. Cette méthode a tout d'abord été démontrée par [Hung 08]. Elle permet d'obtenir un paramètre ν inférieur à 0.1, et donc une évaporation dans le régime d'emballlement pour $\eta + \kappa$ supérieur à 7. Cette réalisation emploie un gradient de champ magnétique sur des atomes de Cesium dans un piège optique faiblement confinant (≈ 50 Hz).

6. On peut trouver une façon de les traiter dans [Ketterle 96, Luiten 96, Brantut 09].

7. Ces applications numériques négligent l'effet de la gravité, qui change la loi d'échelle dans un piège optique en fin d'évaporation.

Toutefois, le piège optique de notre expérience, plus raide, nécessiterait un gradient de champ excessif pour forcer l'évaporation. De plus, ce schéma exclut l'emploi de résonances de Feshbach sur des expériences similaires. Nous cherchons donc une solution équivalente toute-optique.

Cette solution est décrite dans la publication [Clément 09]. Comme présenté Fig. 2.10, nos deux faisceaux, de waists très différents (150 et 22 μm), sont croisés hors-axe. Les atomes sont piégés dans le bras confinant, et sont évaporés vers l'axe du faisceau faiblement confinant. Une fois là, ils sont libres de s'éloigner le long de l'axe de ce faisceau - il est essentiel pour cela que celui-ci soit faiblement incliné par rapport à l'horizontale⁸. Ainsi, on tire profit du gradient de potentiel créé par le faisceau large au niveau des atomes piégés dans le faisceau fortement confinant. Sur la figure 2.10b, on observe qu'il est possible de réduire ainsi la profondeur du piège tout en affectant très peu le confinement.

Notre rampe d'évaporation est décrite sur la figure 2.11, où sont aussi tracées les évolutions de la densité dans l'espace des phases et du taux de collisions. Ce dernier est déduit de la mesure de N , T et ω , selon l'équation 2.7. Une première partie de l'évaporation (jusqu'à 1.5 s) procède par réduction de toutes les puissances, comme sur la plupart des expériences. Durant cette phase, nous cherchons en effet à minimiser les collisions inélastiques liées à la forte densité de l'échantillon. On observe alors une chute du taux de collisions d'un facteur 20 pour un gain dans l'espace des phases d'un facteur 100. Par contre, la seconde moitié de l'évaporation maintient le confinement, et un facteur ~ 20 d'augmentation dans l'espace des phases est associé à une hausse du taux de collisions d'un facteur ~ 2 .⁹

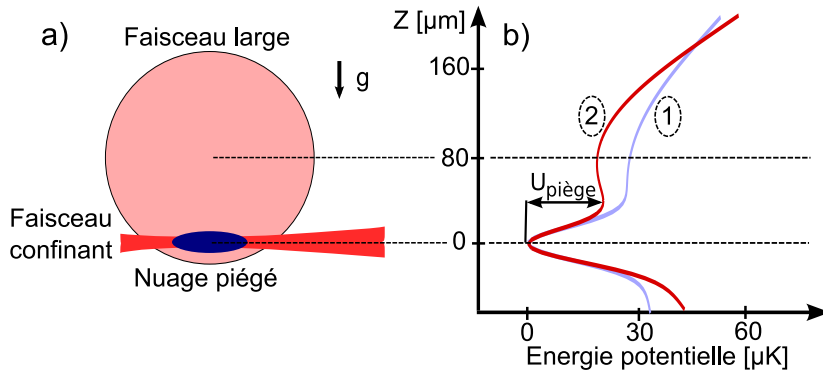


FIGURE 2.10 – Disposition géométrique permettant l'évaporation dans le régime d'emballement. a) Les atomes sont piégés dans le faisceau fortement confinant, qui croise le faisceau large 80 μm en dessous de son axe. Les atomes peuvent s'échapper vers l'axe du faisceau large, où ils ne sont pas piégés suivant la direction orthogonale au schéma. b) En augmentant la puissance du faisceau large (de la courbe bleue (1) à la courbe rouge (2)), la profondeur du puit de potentiel piégeant les atomes diminue alors que le confinement est maintenu.

8. Sur notre expérience, nous évaluons l'inclinaison du faisceau large par rapport à l'horizontale à approximativement 1° .

9. Ces résultats sont compatibles avec les lois d'échelle présentées plus haut. Il faut toutefois noter que l'évaporation s'effectue dans notre piège par un ou deux points de fuite bien définis. Ceci affecte la durée des rampes ainsi que l'énergie des particules évaporées - paramétrée par κ .

2.3 Evaporation

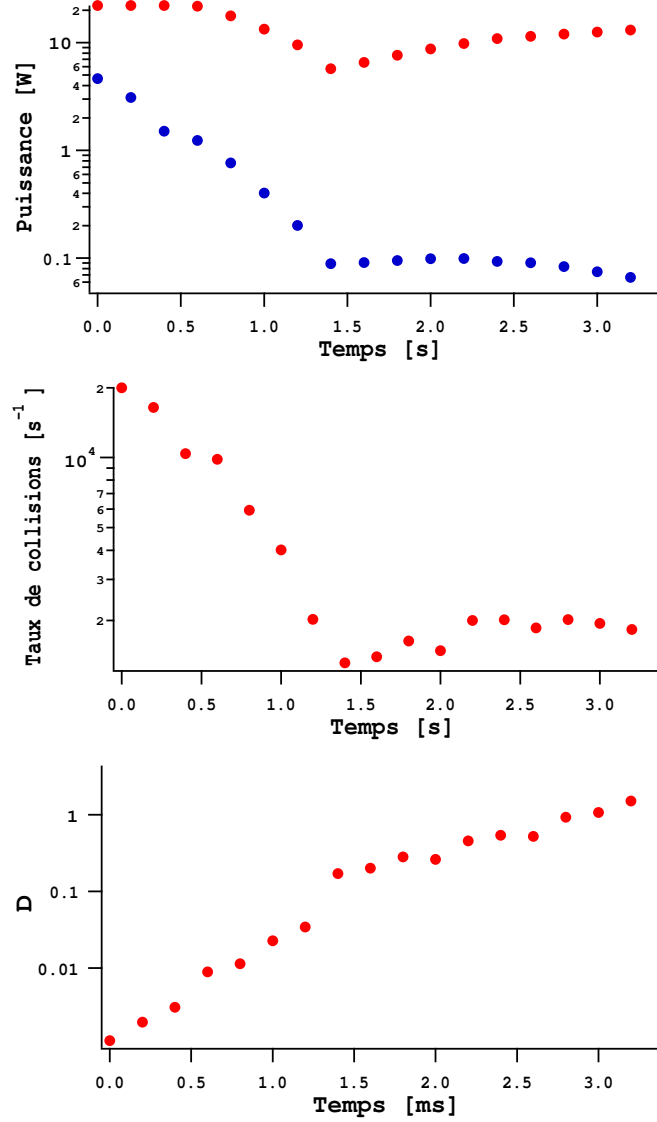


FIGURE 2.11 – *Evaporation dans le régime d’emballement. a) Rampes de puissance des lasers faiblement (fortement) confinants, respectivement en haut (en bas). b) Taux de collisions élastiques en fonction du temps. Il diminue pendant une première phase d’évaporation de 1.5 s, puis remonte d’un facteur deux surant la seconde moitié de l’évaporation. c) Densité dans l’espace des phases le long de l’évaporation. Parti de $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$, nous observons la condensation de Bose-Einstein au bout de 3s d’évaporation.*

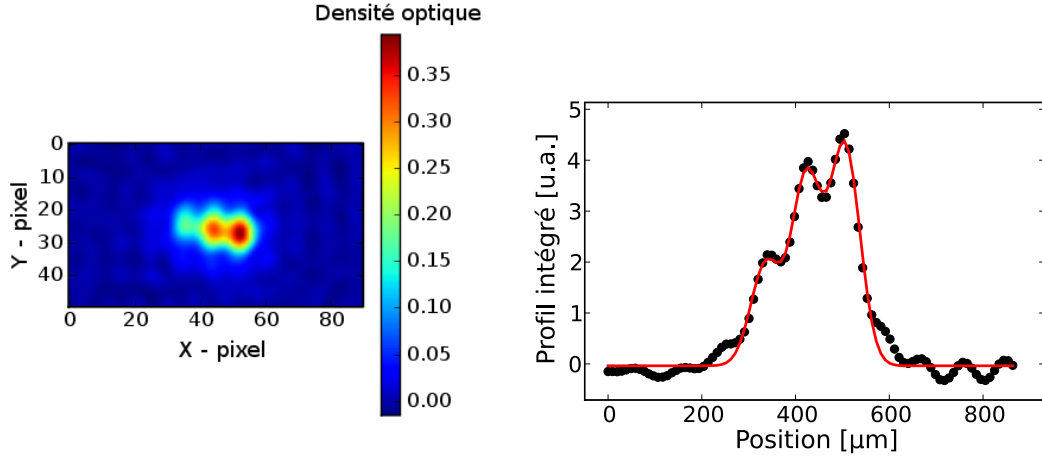


FIGURE 2.12 – Image du condensat de Bose-Einstein après une expérience de Stern et Gerlach. Après 25 ms de chute libre dans le champ inhomogène créé par les bobines du PMO, on sépare trois composantes de spin, dans les proportions 20, 37 et 43 %

Après trois secondes d'évaporation, nous observons une double structure avec inversion d'ellipticité en temps de vol [Castin 96, Kagan 96], indices de la condensation de Bose-Einstein. Le nuage contient typiquement 150 000 atomes, dont environ 50 % dans la phase condensée. Une expérience de Stern-Gerlach (Fig. 2.12) permet de voir que le nuage contient un mélange d'états de spin, dans lequel les trois états $|F = 1, m_F \in \{-1, 0, +1\}\rangle$ sont représentés. Enfin, le fort taux de collision obtenu nous laisse la possibilité d'accélérer les rampes d'évaporation. Un condensat de quelques milliers d'atomes a ainsi été obtenu après 650 ms d'évaporation, pour un temps de cyclage complet de l'ordre de 3 secondes.

2.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une technique de préparation d'un condensat de Bose-Einstein, présentant un fort taux de répétition associé à un nombre convenable d'atomes. Les principales difficultés de la méthode toute-optique, le chargement et le maintien des collisions durant l'évaporation, sont traitées indépendamment sans pour autant utiliser d'éléments mobiles sur le système optique. Un faisceau large permet d'assurer un grand volume de capture à partir du PMO, puis un faisceau fortement focalisé permet d'assurer un taux de collisions élevé. Enfin, lorsque ces faisceaux ne sont pas croisés sur leurs axes, il devient possible de contrôler le taux de collisions tout au long de l'évaporation et de se placer dans le régime d'emballement.

La longueur d'onde du piège optique, proche d'une transition à 1529 nm entre états excités, induit dans le PMO une zone de dépompage qui facilite l'accumulation des atomes en un nuage de densité élevée - de façon similaire à la projection d'une ombre dans un faisceau repompeur. En annexe A, nous proposons une estimation théorique du nombre d'atomes que l'on peut transférer directement d'un piège magnéto-optique vers un piège optique, allumés simultanément, en fonction de la taille d'un volume noir. L'emploi d'un laser proche de la transition à 1529 nm, indépendant du potentiel de piégeage, permettrait d'optimiser cet effet sur les expériences.

2.4 Conclusion

Un trampoline classique pour atomes froids

Les échantillons ultrafroids, tel celui dont nous venons de décrire l'obtention, peuvent être utilisés à des fins de métrologie en exploitant leurs propriétés ondulatoires dans des interféromètres. La faible température de ces échantillons permet d'obtenir l'analogie d'une source monochromatique et collimatée, optimale pour réaliser des interférences de fort contraste et brillance.

Toutefois, l'accélération due à la gravité limite les performances des interféromètres atomiques. Le temps d'interrogation, duquel dépend la sensibilité des mesures, est contraint par le mouvement de chute libre des atomes dans le système expérimental. Pour réaliser des horloges atomiques [Wynands 05] ou des mesures inertielles [Bordé 02], des fontaines atomiques de hauteur de l'ordre du mètre ont été développées. Une autre alternative consiste à chercher un mécanisme qui maintienne le nuage à hauteur constante sans pour autant perturber la mesure. On peut penser par exemple à employer un miroir à atomes [Aminoff 93] grâce à l'interaction avec une onde évanescente à la surface d'un prisme. Les oscillations de Bloch dans un potentiel périodique accéléré permettent aussi de guider et maintenir en suspension les bras d'un interféromètre atomique [Cadoret 08, Kovachy 10, Cladé 10].

Nous présentons ici une autre approche, où les atomes sont réfléchis périodiquement sur un miroir de Bragg réalisé par une onde stationnaire lumineuse. Nous commençons par présenter le processus de diffraction et le système expérimental. Ensuite, nous introduisons la technique de suspension, permettant de contrer la gravité pendant plusieurs dizaines de millisecondes, et présentons nos résultats expérimentaux. Nous verrons que cette technique permet de réaliser une mesure de gravité [Impens 06, Hughes 09, Robert-de Saint-Vincent 10b, Bourdel 10].

3.1 Diffraction sur un potentiel périodique

Comme en optique ondulatoire, un paquet d'onde atomique peut être diffracté sur un obstacle présentant une périodicité spatiale [Berman 97, Cronin 09]. Il peut s'agir d'un masque présentant une transmission variable (absorbant), ou encore d'un masque de phase. Des masques matériels [Keith 88, Carnal 91] ont tout d'abord été utilisés pour la réalisation sur des atomes (voir Fig. 3.1), suivis par des ondes lumineuses stationnaires à résonance ou au contraire fortement désaccordées [Oberthaler 96, Oberthaler 99].

La technique que nous allons employer est celle de la diffraction sur le potentiel périodique causé par une onde lumineuse stationnaire non résonante. L'atome évolue dans un potentiel périodique selon la direction verticale (z), de pas $\lambda/2 = 2\pi/K$ (où λ est la longueur d'onde de la lumière). L'invariance du hamiltonien par translation discrète implique donc que l'impulsion d'un atome peut changer de multiples de $\hbar K$ selon z . Nous allons dans cette première partie

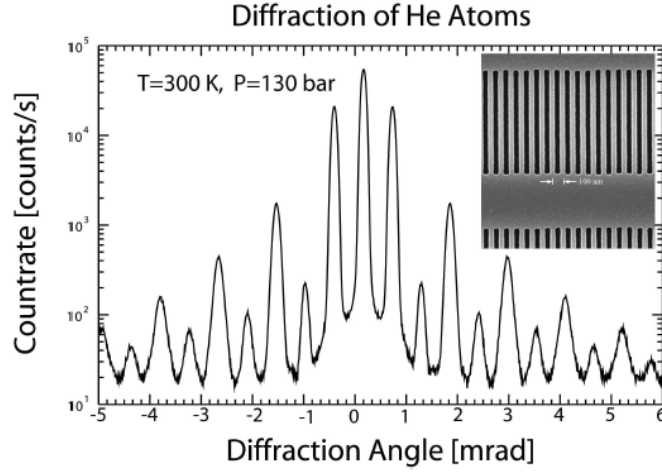


FIGURE 3.1 – *Figure de diffraction d’atomes d’Helium par transmission à travers un réseau nanostructuré, présenté en insert [Savas 96] Le pas de ce réseau vaut 100 nm. Figure reprise de [Cronin 09].*

étudier en détail le processus de diffraction.

Nous partirons d’une approche historique, basée sur les premières expériences de diffraction d’un jet d’atomes par une onde stationnaire. Ceci nous permettra d’introduire le vocabulaire, notamment la notion de réseau mince et de réseau épais. Ensuite, nous ferons le parallèle avec notre expérience de diffraction d’un échantillon sans mouvement transverse par une onde pulsée. Nous présenterons dans ce cadre le calcul complet des amplitudes de transfert entre différentes composantes d’impulsion.

3.1.1 Diffraction d’un jet par une onde stationnaire d’extension finie

Les premières expériences de diffraction de matière (notamment d’électrons [Davisson 27], de neutrons [Mitchell 36, Greenberger 83], et d’atomes) impliquaient la propagation d’un jet à travers une perturbation périodique selon une direction transverse au mouvement, dans une zone d’interaction finie. Par exemple, considérons un jet se propageant selon x et interagissant avec le potentiel suivant :

$$V(x, y, z) = V(x, z) = \frac{V_0}{2} (1 + \cos(Kz)) \cdot \Pi(x/L) \quad (3.1)$$

où l’on définit la fonction porte : $\Pi(u) = 1$ si $|u| < 1/2$, et $\Pi(x) = 0$ sinon.

Nous considérons un état initial d’impulsion $\vec{p} = p_x \vec{e}_x + p_z \vec{e}_z$ à l’approximation paraxiale : $p_x \gg p_z$. Les états de sortie sont déterminés par les deux considérations suivantes :

1. Le Hamiltonien est indépendant du temps, donc l’énergie totale est conservée. En raison de l’extension finie du potentiel, l’énergie cinétique des ondes planes $\vec{p}^2/2m$ est conservée par la diffraction.
2. La transformée de Fourier du potentiel est $\tilde{V}(\vec{k}) \propto \left(\delta(\vec{k} - \vec{K}) + \delta(\vec{k} + \vec{K}) \right) \cdot \frac{\sin(kL/2)}{kL/2}$. Il couple donc des états d’impulsions dont la composante p_z diffère de multiples exacts de $\hbar K$, et dont la composante p_x diffère de moins de $2\pi\hbar/L$ (approximativement) .

3.1 Diffraction sur un potentiel périodique

En conséquence, on distingue usuellement deux régimes, dits de réseau mince et de réseau épais, qui se distinguent par le nombre d'états d'impulsion couplés par la diffraction :

Réseau mince : La figure 3.2a représente la transformée de Fourier spatiale du potentiel diffractant, dans une situation où $L \ll \frac{p_x}{\hbar K^2} = \frac{L_{\text{Talbot}}}{2}$. Dans ce régime, l'état p_z peut être transféré efficacement vers les deux états voisins $p_z \pm \hbar K$.

Lorsque le terme d'énergie cinétique du Hamiltonien devient négligeable devant le terme de couplage entre deux états d'impulsion séparés de $\hbar K$ (approximation de Raman-Nath), la traversée de l'onde stationnaire applique un masque de phase périodique sur la fonction d'onde atomique [Henkel 94a]. Dans ce régime, les expériences telles que [Gould 86] (Fig. 3.3a) observent qu'une onde plane à faible incidence est diffractée vers de nombreux ordres d'impulsions p_z séparées de multiples de $\hbar K$. On parle alors de diffraction de Kapitza-Dirac.

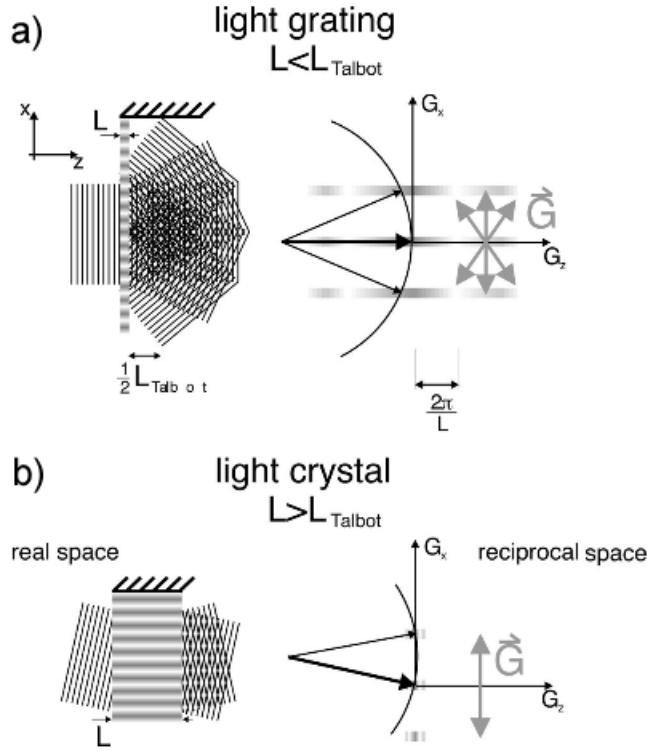


FIGURE 3.2 – Régimes de diffraction par un réseau mince (a), ou épais (b). Les schémas de droite représentent la transformée de Fourier spatiale du potentiel diffractant, ainsi qu'un arc de cercle représentant les différentes impulsions accessibles. Le recouvrement entre la transformée de Fourier du potentiel et cet arc de cercle détermine les états d'impulsion efficacement couplés. L'épaisseur caractéristique distinguant les deux régimes est la longueur de Talbot $L_{\text{Talbot}} = \frac{2p_x}{\hbar K^2}$. Figure reprise de [Oberthaler 99].

Réseau épais : De même, la figure 3.2b représente la transformée de Fourier spatiale du potentiel diffractant, dans une situation où $L > \frac{p_x}{\hbar K^2}$. Dans ce régime, le couplage vers des états diffractés dépend fortement de l'angle d'incidence car l'énergie cinétique doit être conservée

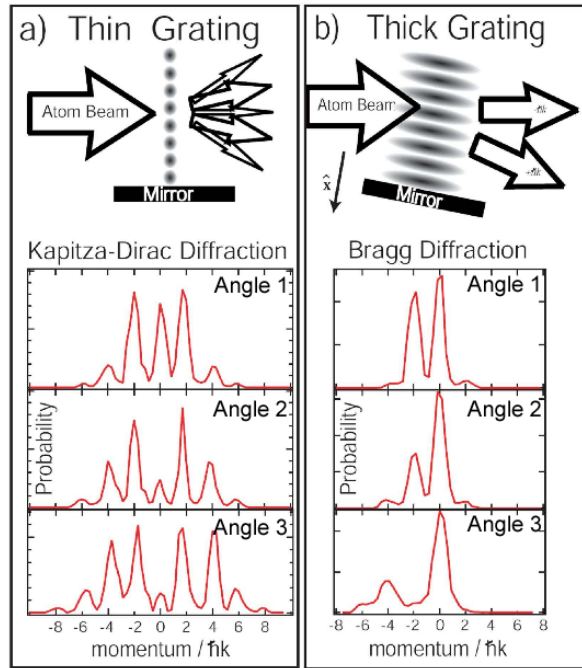


FIGURE 3.3 – Distribution d'impulsion après diffraction par une onde stationnaire abordée dans le régime de réseau mince (a) [Gould 86], et de réseau épais (b) [Martin 88]. Pour différents angles d'incidence, le réseau mince permet de coupler de nombreux états d'impulsion séparés de multiples de $2\hbar k$, tandis que le réseau épais en couple au maximum deux. Sur la figure, reprise de [Cronin 09], k est le vecteur d'onde du laser créant l'onde stationnaire, et donc $K = 2k$.

3.1 Diffraction sur un potentiel périodique

selon l'axe z , sans compensation possible avec l'axe x . On parle de condition de Bragg pour désigner cette contrainte. Ainsi, seuls les états à angle incidence $\theta_{bragg}^{(n)} = \pm n \tan^{-1}(\hbar K/2p_x)$ (où n est un entier [Giltner 95]) sont efficacement diffractés, comme on le voit en Fig. 3.3b.

3.1.2 Diffraction d'un atome au repos par un réseau pulsé

Après la diffraction d'une onde atomique plane par un réseau d'extension limité, nous étudions maintenant la diffraction d'atomes sans mouvement transverse par un potentiel pulsé [Kozuma 99, Ovchinnikov 99, Deng 99] mais d'extension spatiale grande devant la taille de l'échantillon. Par la suite, nous nous permettrons d'utiliser l'anglicisme "pulse" laser pour ne pas confondre avec le mot impulsion associé à la quantité de mouvement. Nous avons cette fois ci une situation unidimensionnelle, avec un Hamiltonien dépendant du temps. Nous allons faire le parallèle avec le cas précédent et montrer que le mouvement vertical est affecté de manière similaire.

Le Hamiltonien 1D s'écrit maintenant :

$$H(t) = \frac{p^2}{2m} + \frac{V_0}{2}(1 + \cos(Kz)) \cdot \Pi(t/\tau) \quad (3.2)$$

A cause de la dépendance temporelle, il n'y a plus systématiquement conservation de l'énergie cinétique lors de la diffraction. L'invariance par translation discrète selon z assure toujours des transferts d'impulsion multiples de $\hbar K$ selon cet axe. On peut ainsi écrire l'opérateur potentiel en base d'impulsions entre deux états d'impulsion $|p\rangle$ et $|q\rangle$:

$$\langle q|V|p\rangle = \frac{V_0}{4} [\delta(p - q + \hbar K) + \delta(p - q - \hbar K)] \cdot \Pi(t/\tau) \quad (3.3)$$

Nous montrons maintenant que les mêmes considérations de réseau "mince" ou "épais" s'appliquent à cette situation. Tout d'abord, restreignons-nous à une multiplicité d'états d'impulsion couplés $\{|p_0 + n\hbar K\rangle, n \in \mathbb{Z}\}$ où p_0 est l'impulsion initiale. Décomposons la fonction d'onde sur cette base : $|\psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t)|p_0 + n\hbar K\rangle$. Nous définissons $\gamma_n(t) = c_n(t)\exp(i\omega_n t)$, où $\hbar\omega_n$ est l'énergie cinétique de l'état $|p_0 + n\hbar K\rangle$. Ceci revient à passer en représentation d'interaction. Par ailleurs nous exprimons les éléments de matrice du potentiel périodique dans la base des impulsions.

Alors, en définissant $\omega_{k,i} = \omega_k - \omega_i$, l'équation de Schrödinger s'écrit de la façon suivante :

$$i\hbar\dot{\gamma}_i(t) = \frac{V_0}{4} [\exp(i\omega_{i+1,i}t)\gamma_{i+1}(t) + \exp(i\omega_{i-1,i}t)\gamma_{i-1}(t)] \cdot \Pi(t/\tau) \quad (3.4)$$

On décompose alors le couplage selon ses composantes de fréquences temporelles :

$$i\hbar\dot{\gamma}_i(t) = \frac{V_0}{4} \int d\omega \frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau/2} \quad (3.5)$$

$$\cdot [\gamma_{i+1}(t) \cdot \exp(i\omega_{i+1,i}t - i\omega t) + \gamma_{i-1}(t) \cdot \exp(i\omega_{i-1,i}t - i\omega t)] \quad (3.6)$$

Ainsi, il y aura couplage résonant entre deux états d'impulsion $i, j = i \pm 1$ par une composante de fréquence temporelle du potentiel $V(t)$ si $\frac{\sin(\omega_{j,i}\tau/2)}{\omega_{j,i}\tau/2}$ est de l'ordre de 1. Par exemple, la différence d'énergie entre l'état d'impulsion $\hbar K/2$ (à l'angle de Bragg) et l'état d'impulsion $3\hbar K/2$ vaut $\hbar^2 K^2/m$. On observera donc un transfert entre ces deux états si $\tau < 2\pi m/\hbar K^2 \approx 33 \mu s$ - par analogie, on dira que la diffraction procède en régime de réseau mince. A l'inverse,

si τ est plus long que cette échelle de temps, le transfert entre deux états d'énergies cinétiques différentes restera négligeable.

Nous noterons ici le parallèle entre la situation d'un flux d'atome traversant un potentiel stationnaire d'extension finie, et celle d'atomes sans vitesse radiale soumis à un potentiel pulsé. La dynamique selon z se décrit de la même manière en reliant le temps de traversée de l'onde mL/p_x dans le premier cas à la durée du pulse τ dans le second. Par contre, le potentiel stationnaire permet de transférer de l'énergie cinétique entre les différents axes du mouvement, tandis que le potentiel pulsé échange lui-même de l'énergie avec l'atome.

3.1.3 Calcul des amplitudes de diffraction

Nous souhaitons extraire les amplitudes de diffraction entre différents états d'impulsion couplés par une onde stationnaire. Pour cela, nous allons résoudre l'équation de Schrödinger. Nous nous intéressons à un régime de durée du pulse faible, où le transfert a lieu vers de multiples ordres, mais où l'approximation Raman-Nath n'est pas encore valable.

3.1.3.1 En l'absence de potentiel extérieur

Nous considérons une multiplicité d'états d'impulsion couplés, séparés de multiples de $\hbar K$. Pour situer le problème, considérons les états de la base $\{|p_0 + n\hbar K\rangle, n \in \mathbb{Z}\}$, notés $|p_n\rangle$, où p_0 est proche de $-\hbar K/2$. Dans cette base, les termes non nuls du hamiltonien $H = p^2/2m + V(z)$ sont :

$$\langle p_n | H | p_n \rangle = \frac{p_n^2}{2m} \quad (3.7)$$

$$\langle p_{n\pm 1} | H | p_n \rangle = \frac{V_0}{4} \cdot f(t) := \frac{\hbar\Omega_0}{2} \cdot f(t) \quad (3.8)$$

où nous définissons la pulsation de Rabi Ω_0 , ainsi qu'une fonction enveloppe temporelle du pulse $f(t)$, de valeur comprise entre 0 et 1. Si l'on isolait les deux états $|\pm \hbar K/2\rangle$, l'évolution pour $f(t) = 1$ serait donc une oscillation de Rabi entre ces deux états à la fréquence $\Omega_0/2\pi$.

Nous résolvons numériquement l'équation de Schrödinger sur cette base d'impulsions. Nous nous bornons à ne considérer que les impulsions inférieures en norme à $5\hbar K/2$. Précisons quelques ordres de grandeur avant de poursuivre : nous allons réaliser un réseau de vecteur réciproque $K = 2k_L$, où k_L est le vecteur d'onde d'un laser à 780 nm. Les temps d'interaction seront compris entre 20 et 200 μs - la limite de réseau "mince" se situant à $\tau = \frac{2\pi m}{\hbar K^2} \simeq 33 \mu s$.

La figure 3.4a représente l'évolution des populations des quatres états $\{|-3\hbar K/2\rangle, |-\hbar K/2\rangle, |\hbar K/2\rangle, |3\hbar K/2\rangle\}$ pour un pulse court d'enveloppe carrée ($f(t) = 1$ entre $t = 0$ et $t = \tau$), de pulsation de Rabi $\Omega_0 \approx \pi/\tau$ maximisant la réflexion. L'état initialement peuplé est $|p_0\rangle = |-\hbar K/2\rangle$. On obtient un transfert efficace à 93 % vers $|+\hbar K/2\rangle$, mais aussi près de 3 % dans chacun des ordres $|\pm \hbar K/2\rangle$.

Un pulse plus long permet d'obtenir un transfert entre les deux états $|\pm \hbar K/2\rangle$ sans pertes vers les ordres non résonants. On peut encore optimiser le transfert en utilisant une enveloppe temporelle $f(t)$ douce [Muller 08, Keller 99], de composantes de fréquences moins élevées. La figure 3.4b présente un tel transfert, avec $f(t) = \sin^2(\pi t/\tau)$ et $\tau = 180 \mu s$. La réflexion est alors efficace à 99.88%, sans transfert vers les états d'énergie cinétique élevée.

3.1 Diffraction sur un potentiel périodique

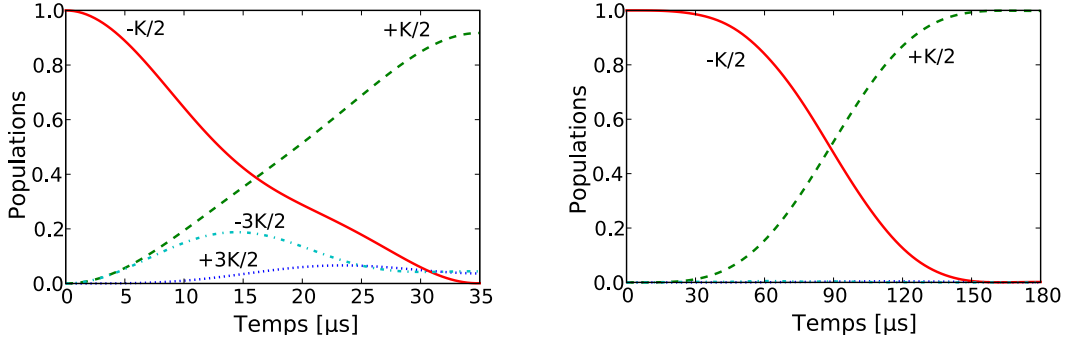


FIGURE 3.4 – Gauche : évolution des populations des quatre états d'impulsion centraux, lors d'un pulse carré de durée $\tau = 35 \mu\text{s}$ avec $\Omega_0 \approx \pi/32 \mu\text{s}$, optimisé pour maximiser la réflexion. L'efficacité de celle-ci vaut 93%. Les états sont indexés par leurs vecteurs d'onde. Droite : évolution des populations de ces mêmes états lors d'un pulse d'enveloppe $f(t) = \sin^2(\pi t/\tau)$, avec une pulsation de Rabi maximale de $\Omega_0 = 2\pi/220 \mu\text{s}$. On constate dans ce dernier cas que les états d'impulsions élevées ne sont plus peuplés. La réflexion est alors efficace à 99.88%.

3.1.3.2 En présence de la gravité

Pendant l'interaction avec l'onde stationnaire, les atomes sont aussi soumis à l'accélération de la gravité g . Cette accélération peut affecter la diffraction si le temps d'interaction est trop long. On peut dériver comme suit une durée critique : la diffraction n'est pas affectée si la sélectivité en énergie du pulse (dérivée comme pour définir le régime de réseau mince : $\delta E \simeq \hbar/\tau$) reste plus large que l'énergie cinétique acquise par l'atome en chute libre durant cette même durée : $\delta E \approx p_0 g \tau$. Ce qui donne le critère suivant :

$$\tau^2 < \frac{\hbar}{p_0 g} \quad (3.9)$$

Ainsi, si $p_0 = \hbar K/2 = \hbar k_L$, on obtient $\tau < 280 \mu\text{s}$.

Suivi adiabatique de la base couplée : Pour résoudre l'évolution en présence de la gravité, nous nous plaçons dans une base dépendante du temps, conservée sous l'effet de la gravité [Kovachy 10]. Ainsi, en l'absence d'onde stationnaire, un état d'impulsion $|p_0\rangle$ à l'instant t_0 évolue vers $|p_0 - mg(t - t_0)\rangle$ à l'instant t . On construit donc la base $\{|p_0 + n\hbar K - mg(t - t_0)\rangle, n \in \mathbb{Z}\}$, notés $|p_n\rangle$. L'hamiltonien associé à l'évolution de ces états a pour termes diagonaux

$$\langle p_n | H(t) | p_n \rangle = \frac{(p_0 + n\hbar K - mg(t - t_0))^2}{2m} \quad (3.10)$$

et pour termes de couplage

$$\langle p_{n\pm 1} | H(t) | p_n \rangle = \frac{\hbar\Omega}{2} \cdot f(t) \quad (3.11)$$

L'évolution obtenue est présentée sur la figure 3.5. A gauche, un pulse carré de durée $\tau = 300 \mu\text{s}$ et de pulsation de Rabi $\Omega = \pi/\tau$, centré sur l'instant t_0 où l'état incident a une impulsion $-\hbar K/2$, permet une réflexion à 99.85 % en l'absence de gravité. Par contre, en présence de gravité, ce transfert est réduit à 93 %. Toutefois, pour des impulsions de durée plus courte, l'effet de la gravité devient négligeable.

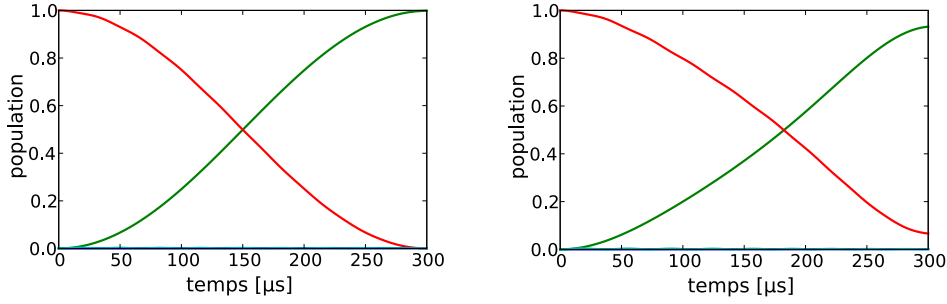


FIGURE 3.5 – Evolution des populations des états d'impulsion lors d'un pulse carré de durée $\tau = 300 \mu\text{s}$ et de pulsation de Rabi $\Omega_0 = \pi/\tau$, lors de la réflexion d'un état $|\hbar K/2\rangle$. Gauche : en l'absence de gravité. Droite : en présence de la gravité. Cette dernière réduit l'efficacité de la réflexion de 99.85 % à 93.2 %.

3.2 Réalisation expérimentale du réseau

Nous allons désormais réaliser un potentiel périodique sur notre échantillon atomique en exploitant le phénomène de déplacement lumineux. Comme détaillé en 2.2.1, un atome dans une onde laser non-résonante voit un potentiel proportionnel à l'intensité lumineuse locale. En réalisant des interférences entre deux ondes planes contrapropageantes, on obtient un potentiel périodique de vecteur réciproque $K = 2k_L$, où $k_L = 2\pi/\lambda_L$ est le vecteur d'onde du laser.

3.2.1 Système laser

Nous employons un échantillon ultrafroid, à proximité du seuil de condensation. A ce stade, les atomes sont dans l'état hyperfin $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Nous les illuminons avec de la lumière résonante sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$. La lumière est ainsi décalée de 6.6 GHz par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ (au centre de la raie de structure fine)¹. Les autres transitions (notamment la raie D1), sont plus lointaines et ont une contribution négligeable au déplacement lumineux.

Le système laser est présenté en Fig.3.6. Pour réaliser le potentiel, nous utilisons la lumière du laser "piège", après amplification. Le laser "repompe", directement résonant sur une transition excitant les atomes de l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$, doit être désinjecté de l'amplificateur pour éviter toute absorption de lumière par les atomes.

Une fois le laser piège amplifié, il est dévié par un modulateur acousto-optique en direction d'une fibre optique dédiée. Comme pour le PMO, la polarisation du laser est alignée sur un axe propre de la fibre. Sur le trajet, nous avons disposé une cellule avec une vapeur de Rubidium chauffée à 80 °C. La majeure partie de la lumière, accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, sature fortement la vapeur et est donc bien transmise. Par contre, le fond de fluorescence de l'amplificateur est efficacement filtré par la cellule aux longueurs d'onde proches de la transition de repompage.

En sortie de fibre, nous disposons de 100 mW de lumière polarisée linéairement. Le coupleur de sortie est un coupleur 60FC-T-4-M30 de la marque *Schäfter und Kirchhoff*, et délivre un

1. La structure hyperfine de l'état $|5P_{3/2}\rangle$ s'étend sur 500 MHz. A partir de l'état fondamental $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$, la transition la plus proche, vers $|5P_{3/2}, F = 0\rangle$ est désaccordée d'environ 6.4 GHz.

3.2 Réalisation expérimentale du réseau

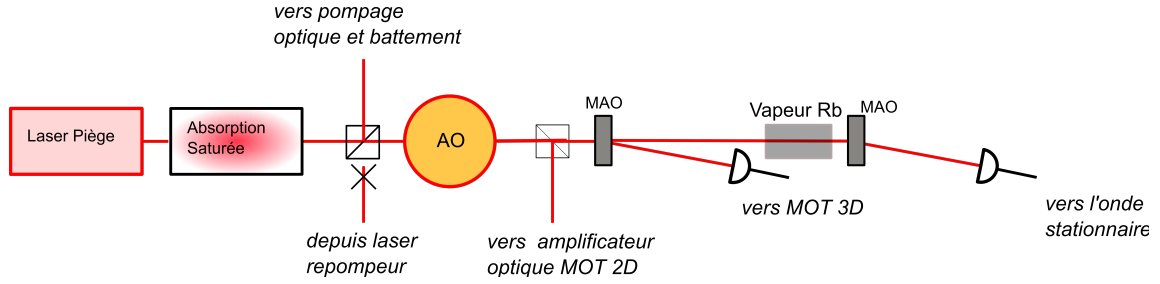


FIGURE 3.6 – Source laser pour le réseau de diffraction. Nous employons le laser piège (déjà représenté en Fig. 2.4), asservi sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2 \rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3 \rangle$ en amont de l'amplificateur. Le laser de repompe, qui en temps normal passe par le même amplificateur, en est désinjecté en agissant sur la puissance et la fréquence de la radiofréquence d'un modulateur acousto-optique (non-représenté). Une vapeur de Rubidium avant la fibre permet de filtrer l'émission spontanée de l'amplificateur à la fréquence repompe.

faisceau collimaté de waist 2,7 mm (rayon à $1/e^2$ en intensité). Pour des raisons d'encombrement, ce faisceau est quasiment superposé au faisceau vertical du PMO, comme on peut le voir sur le schéma Fig. 3.7. Avant le premier passage dans l'enceinte, il passe par les mêmes éléments polarisants (polariseur linéaire puis lame quart d'onde à 45°). La lumière est donc polarisée circulairement. Nous lui faisons traverser l'enceinte verticalement. Le faisceau est rétro-réfléchi en bas de l'enceinte sans élément polarisant, ce qui réalise une onde stationnaire en polarisation circulaire.

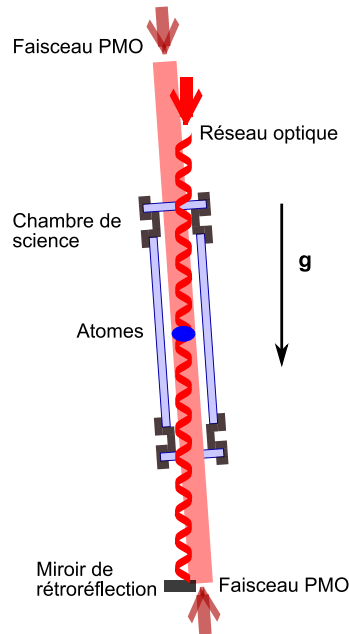


FIGURE 3.7 – Agencement de l'onde stationnaire sur l'expérience. Le faisceau traverse l'enceinte verticalement, et est rétro-réfléchi par un miroir situé en bas de l'enceinte, sans élément polarisant. L'onde est quasiment superposée au faisceau du PMO. Pour obtenir un réseau vertical, il a été nécessaire de pencher l'ensemble du système expérimental.

3.2.2 Effets de polarisation

Etant donné l'état de polarisation de la lumière et du spin atomique, les atomes ne voient pas nécessairement tous un même potentiel périodique. Nous allons étudier le rôle du champ magnétique dans ce problème, et dériver une condition sur ce dernier pour obtenir malgré tout un potentiel périodique indépendant de l'état atomique.

3.2.2.1 Déplacement lumineux d'un mélange de spins en lumière circulaire

Comme mentionné précédemment, le potentiel périodique résulte du déplacement lumineux exercé par une lumière à 780 nm, désaccordée de 6.6 GHz environ, sur des atomes dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Le désaccord par rapport à la transition D1 est très grand devant celui par rapport à la transition D2, donc on ne tient compte que de cette dernière. A condition de négliger la séparation hyperfine (≈ 500 MHz) de l'état excité $|5P_{3/2}\rangle$ devant ce désaccord, nous pouvons calculer le déplacement lumineux selon l'équation 2.6.

Toutefois, notre échantillon atomique est un mélange des trois états de spin $m_F = -1, 0, +1$, comme observé par une expérience de Stern-Gerlach (voir figure 2.12). Par ailleurs, l'onde lumineuse est circulairement polarisée. La présence d'un champ magnétique, définissant l'axe de précession des spins atomiques, et le cas échéant son orientation, peut affecter l'effet du champ lumineux sur les atomes. Nous étudions maintenant deux cas extrêmes.

Première situation : Supposons qu'il existe un champ magnétique selon l'axe du réseau (vertical), ou éventuellement que le champ est nul. L'axe de quantification sur lequel projeter les moments cinétiques atomiques comme lumineux est alors l'axe de propagation du laser (z). L'équation 2.6 décrit le déplacement lumineux d'une onde polarisée sur un état donné de spin m_F . Dans cette expression, le terme antirésonant (en $\omega_0 + \omega$) est négligeable devant le terme résonant. La polarisation de l'onde est $q = 1$, et le facteur g_F vaut $1/2$. Le potentiel dipolaire vu par un atome de spin m_F vaut donc :

$$V_{dip}(q = 1, m_F) = \frac{-\pi c^2}{2\omega_0^3} \Gamma \left(\frac{2 + m_F/2}{\delta_2} \right) I \quad (3.12)$$

Ainsi, les états $m_F = -1, 0, +1$ voient des potentiels de profondeurs relatives 0.75, 1, 1.25. Cette configuration est donc défavorable à la manipulation d'un mélange de spins.

Deuxième situation : Supposons que le champ magnétique est orienté horizontalement. On construit un repère orthonormé direct autour de $\vec{e}_{z'} = \vec{B}/|\vec{B}|$, horizontal. Dans ce repère, on peut décomposer la polarisation circulaire de la lumière sur les composantes $\vec{e}_{z'}$ (polarisation $q = 0$) et $\vec{e}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{e}_{x'} \pm i\vec{e}_{y'}$ (polarisations $q = \pm 1$). La polarisation du laser s'écrit alors :

$$\vec{p} = -\frac{i}{\sqrt{2}}\vec{e}_{z'} + \frac{1}{2}(\vec{e}_+ + \vec{e}_-) \quad (3.13)$$

Chaque état m_F voit la somme de trois potentiels associés aux trois polarisations du champ suivant l'équation 2.6. En conséquence, comme la proportion de polarisation $q = 1$ est la même que celle de polarisation $q = -1$, les trois états atomiques sont soumis au même déplacement lumineux. Cette configuration semble donc favorable, et il faudra nous assurer d'en être proche.

3.2 Réalisation expérimentale du réseau

3.2.2.2 Processus Raman entre états hyperfins

Si nous réalisons la deuxième configuration, le mélange des trois composantes de polarisation de la lumière peut causer un processus de diffraction avec changement de l'état hyperfin m_F . Un tel processus, que nous appellerons diffraction Raman, résulte d'un couplage du second ordre entre deux états d'impulsion et spin différents par deux champs lumineux $E^q(\pm k_L, \pm \omega)$ (indexés par leurs polarisations q , leurs vecteurs d'onde $\pm k_L$, et leurs fréquences $\pm \omega$).

Par exemple, les deux états de spins et impulsions opposés $|p = \pm \hbar k_L, m_F = \pm 1\rangle$ sont couplés par les deux ondes $E^{+1}(k_L, \omega)$ et $E^{-1}(-k_L, -\omega)$ avec la pulsation de Rabi² :

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{raman}} = & \langle -\hbar k_L, m_F = -1 | \frac{d_+ \cdot 2E^+(+k_L, +\omega)}{\hbar} | 5P_{3/2} \rangle \frac{1}{2\delta} \\ & \times \langle 5P_{3/2} | \frac{d_- \cdot 2E^-(-k_L, -\omega)}{\hbar} | +\hbar k_L, m_F = +1 \rangle \end{aligned} \quad (3.14)$$

où δ est le désaccord à la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ (grand devant la séparation hyperfine de l'état excité). Un processus similaire couple les états $|m_F = \pm 1\rangle$ avec l'état $m_F = 0$. Quatre paramètres sont pertinents pour déterminer si ces processus sont négligeables devant la diffraction sans changement d'état :

1. La pulsation de Rabi de la diffraction **sans** changement d'état hyperfin (étudiée auparavant)
2. La pulsation de Rabi de la diffraction Raman
3. La différence d'énergie cinétique entre les états d'impulsions
4. La différence d'énergie par effet Zeeman entre les composantes de spin

L'amplitude de diffraction Raman peut être rendue négligeable si l'effet Zeeman assure un désaccord suffisamment grand devant la pulsation de Rabi du processus Raman, et devant la différence d'énergie cinétique entre les états d'impulsions. En annexe B, nous évaluons que pour un couplage typique $\Omega \approx 2\pi/80 \mu\text{s}$, le processus de diffraction Raman entre les états $m_F = \pm 1$ est borné à un transfert inférieur à 10^{-4} à l'aide d'un champ $B > 200mG$.

Résumé : Pour obtenir un déplacement lumineux périodique indépendant de l'état de spin atomique, un champ magnétique orthogonal à l'onde laser est nécessaire. Des mécanismes de diffraction avec changement d'état interne peuvent être évités si ce champ est supérieur à quelques centaines de milliGauss.

En réalisant cette situation, nous pouvons donc considérer que les atomes voient localement un potentiel simplement donné par l'équation suivante, avec $\delta/2\pi = 6.6 \text{ GHz}$:

$$V_{\text{dip}} = \frac{-\Gamma \pi c^2}{\delta \omega_0^3} \cdot I \quad (3.15)$$

2. La convention de normalisation des champs est $E^q(\pm k_L, \pm \omega) = E_0^q(\pm k_L)/2$, où $E_0^q(\pm k_L)$ est l'amplitude du champ oscillant $\vec{E}(t) = E_0^q(\pm k_L) \cos(\pm k_L z - \omega t) \vec{e}_q$.

3.2.3 Caractérisation in situ

3.2.3.1 Profondeur du potentiel

Pour évaluer la profondeur du réseau "in-situ", nous réalisons une oscillation de Rabi entre les états d'impulsion $|- \hbar K/2 >$ et $|+ \hbar K/2 >$. La séquence expérimentale est la suivante : nous lâchons un condensat du piège dipolaire croisé et le laissons en chute libre pendant $T = \hbar K/2mg \approx 0.6 \text{ ms}$. L'impulsion du nuage est alors $p = -\hbar k_L = -\hbar K/2$. A ce moment nous réalisons une interaction pulsée avec le réseau. Après différents temps d'interaction, nous éteignons le réseau et réalisons des temps de vol de 20 ms pour séparer les composantes d'impulsion.

La figure 3.8 présente les images obtenues après différents temps d'interaction avec l'onde, tandis que la figure 3.9 présente ces mêmes données, intégrées selon l'axe orthogonal à la séparation. Nous observons une oscillation de période $75 \mu\text{s} \approx 2\pi/\Omega_0$. A cette échelle de temps, l'accélération due à la gravité est négligeable. On peut donc en déduire la profondeur crête-à-crête du potentiel : $V_0 = 2\hbar\Omega_0 \approx h \times 26(\pm 2) \text{ kHz}$.

Cette valeur peut être comparée au calcul ab initio du potentiel lors de cette expérience. Les puissances au coeur de l'enceinte sont estimées à 3.7 mW dans un sens, 1.7 mW dans l'autre à cause de pertes sur les éléments optiques. Les deux faisceaux ont un waist de 2.7 mm. En utilisant l'expression 3.15, on peut en effet déduire une amplitude pic-pic du potentiel (de minimum non nul à cause du déséquilibre de puissance) d'environ $h \times 24 \text{ kHz}$.

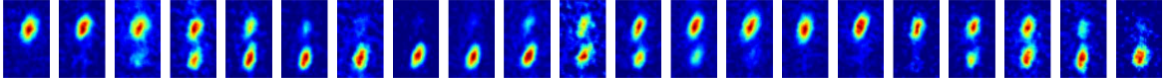


FIGURE 3.8 – Oscillation de Rabi entre les deux états d'impulsion $|\pm \hbar K/2 >$. Le temps d'interaction avec l'onde stationnaire augmente par pas de $5 \mu\text{s}$ entre deux images consécutives. Les atomes sont observés après 20 ms de temps de vol pour observer la distribution d'impulsion. Nous extrayons de ces images la période de Rabi du couplage, en l'occurrence $75 \mu\text{s}$.

3.2.3.2 Pertes par émission spontanée

Notre échantillon peut par ailleurs être chauffé par des processus d'absorption/ émission spontanée de photons. Sur un condensat à environ 100 nK, chaque photon à 780 nm absorbé puis émis spontanément dans une direction aléatoire transfère une impulsion à l'atome, qui récupère une énergie cinétique de l'ordre de $\hbar^2 k_L^2/2m \approx h \times 3.7 \text{ kHz} \approx k_B \times 180 \text{ nK}$.

Le taux d'émission spontanée Γ_{sp} fait intervenir la fraction d'atomes n_e dans l'état excité $|5P_{3/2} >$ selon l'expression $\Gamma_{sp} = \Gamma n_e$. Il s'exprime comme suit en fonction de l'intensité [Le Bellac 03] :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (3.16)$$

3.2 Réalisation expérimentale du réseau

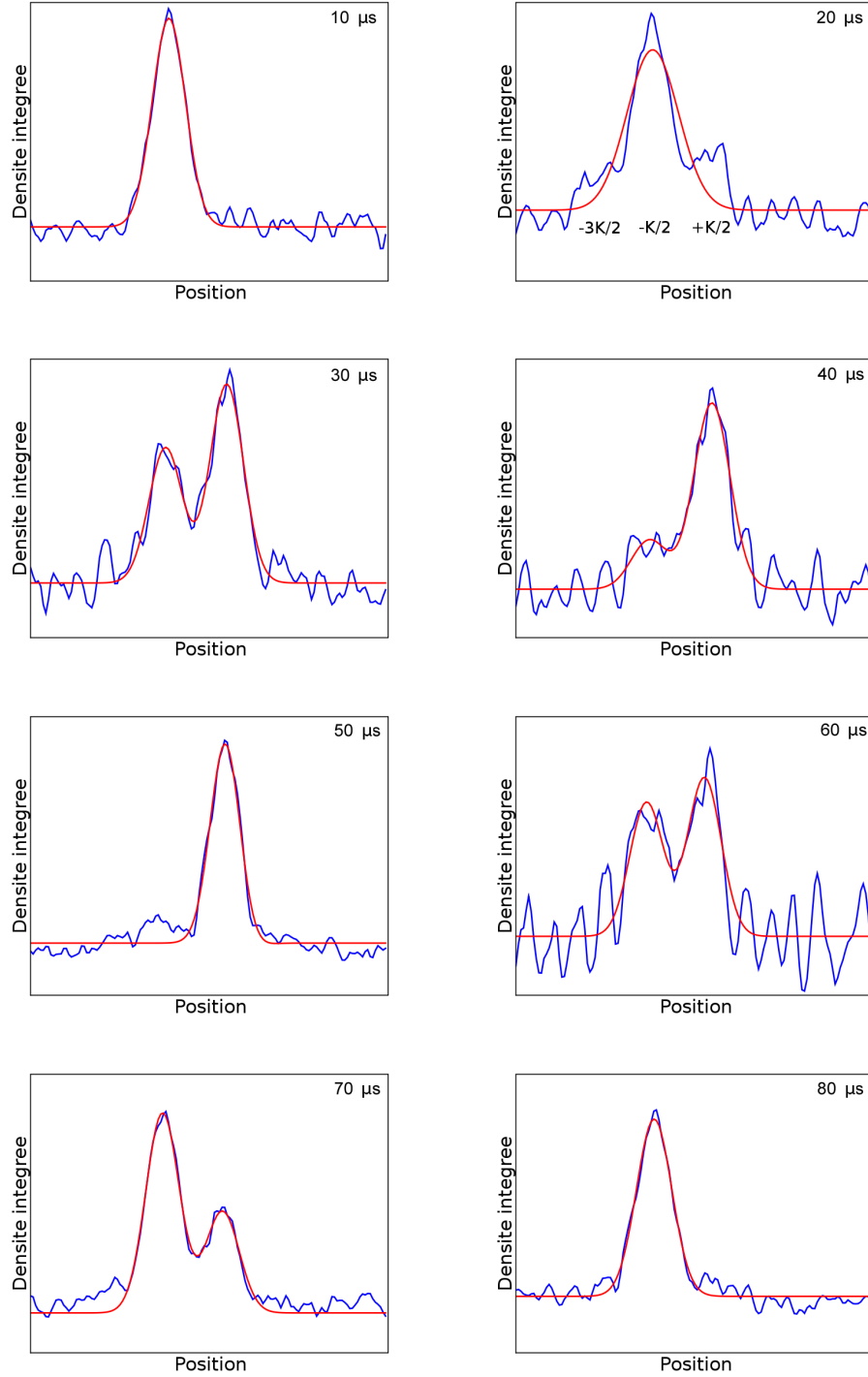


FIGURE 3.9 – Images en temps de vol de la figure 3.8 , intégrées suivant l'axe orthogonal à la séparation. Un ajustement par deux gaussiennes de même largeur permet de distinguer les deux composantes d'impulsion. Sur la seconde image à 20 μs , nous discernons aussi l'ordre non résonant d'impulsion $|-3\hbar K/2\rangle$.

Où s est le paramètre de saturation, en présence de l'intensité moyenne³ I :

$$s = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (3.17)$$

Nous employons ici l'intensité de saturation du Rubidium à 780 nm $I_{sat} = 1.6 \text{ mW/cm}^2$. Pour les puissances mentionnées ci-dessus, nous obtenons un taux d'émission spontanée $\Gamma_{sp} = 107/\text{s}$. En conséquence, lors d'une demi-oscillation (40 μs), la proportion d'atomes ayant diffusé de la lumière vaut 0.4 %⁴.

3.3 Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement

Nous disposons maintenant d'un potentiel périodique, sur lequel nous avons démontré la possibilité de diffracter le nuage. En utilisant l'onde stationnaire comme miroir de Bragg, il devient possible de maintenir les atomes suspendus en les réfléchissant régulièrement vers le haut. Nous parlerons par la suite de *trampoline classique*⁵. Nous allons voir par ailleurs que cette technique de suspension, employant un miroir sélectif en vitesse [Moler 92], permet de réaliser une mesure de l'accélération de la gravité g [Impens 06, Hughes 09, Bourdel 10].

3.3.1 Présentation du schéma

Un atome, lancé vers le haut avec une impulsion $\hbar K/2$, réalise une parabole sous l'influence de la gravité. Son impulsion retombe au bout d'un certain temps à $-\hbar K/2$, instant auquel il est possible de le réfléchir sur le miroir de Bragg pour le relancer vers le haut. Ce schéma peut être reproduit un grand nombre de fois consécutives si l'on équilibre l'accélération de la gravité et les transferts d'impulsion réalisés lors des événements de diffraction. Cette condition est respectée pour une période entre deux pulses de :

$$T_0 = \frac{\hbar K}{mg} = \frac{2\hbar k_L}{mg} \approx 1.2 \text{ ms pour } ^{87}\text{Rb} \quad (3.18)$$

On obtient alors une trajectoire du centre de masse représentée en Fig. 3.10.

Par contre, si la période diffère de T_0 , le nuage va chuter sous l'effet d'une accélération moyenne $\frac{\hbar K}{mT} - g$. Nous allons considérer une situation où le déplacement de l'échantillon reste négligeable devant la taille de la zone d'expérience. Par contre, d'une période sur l'autre, les atomes abordent le réseau avec un désaccord à la condition de Bragg de plus en plus élevé : le nuage est donc rapidement perdu si $T \neq T_0$.

Nous dérivons maintenant la réflectivité de la série de pulses en fonction de la période. Pour plus de simplicité, nous nous restreignons ici à la diffraction par des pulses d'enveloppes temporelles carrées, de durées τ . Pendant l'interaction avec l'onde stationnaire, les états d'impulsions

3. En général, le taux d'émission spontanée ne dépend pas simplement de l'intensité moyenne car les atomes se localisent aux minima de potentiel [Cladé 06]. Toutefois, comme détaillé dans [Gerbier 10], le taux de chauffage reste fonction de l'intensité moyenne seulement. Nous négligeons cette distinction pour un réseau allumé brutalement, situation où - au moins provisoirement - la distribution des atomes est uniforme.

4. Cette proportion est en fait indépendante de la durée du pulse, tant que la puissance est ajustée de manière à maintenir $\Omega\tau$ constant.

5. Le mot classique employé ici est associé au fait que nous ne recombinaons pas de paquets d'onde atomiques pour réaliser un interféromètre - par opposition au chapitre suivant.

3.3 Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement

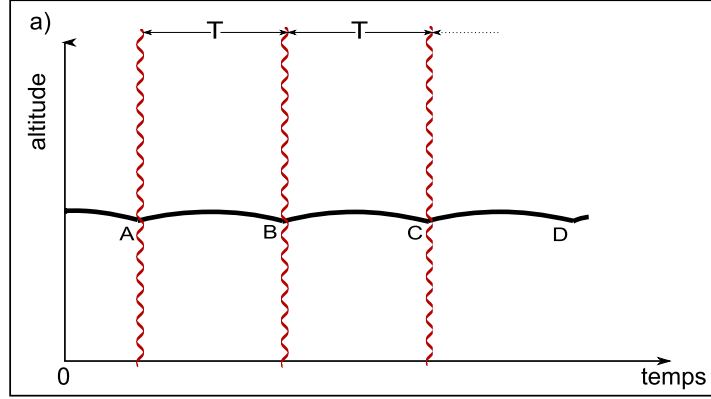


FIGURE 3.10 – Trajectoire du trampoline classique, pour $T = T_0$. L'altitude du nuage, ainsi que la vitesse des atomes, sont maintenues constantes d'un instant t à un instant $t + T_0$.

$p \approx -\hbar K/2$ et $p \approx +\hbar K/2$ sont couplés avec une pulsation de Rabi Ω . Nous négligeons ici le couplage vers d'autres états d'impulsions (à la limite de réseau épais), ainsi que l'accélération g pendant chaque interaction avec le réseau diffractant.

Pour un atome lâché une demi période avant le premier pulse avec une impulsion $p_0 \approx 0$, l'impulsion p_i en entrée du i -ième pulse vaut :

$$p_i = p_0 - \frac{mgT}{2} + (i-1) \times mg(T_0 - T) \quad (3.19)$$

$$= p_0 - \frac{\hbar K}{2} + \left(i - \frac{1}{2}\right) \times mg(T_0 - T) \quad (3.20)$$

Nous évaluons alors le désaccord $\hbar\delta_i$ entre les deux états d'impulsion p_i et $p_i + \hbar K$:

$$\delta_i = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{(p_i + \hbar K)^2}{2m} - \frac{p_i^2}{2m} \right) \quad (3.21)$$

$$= \frac{K}{m} \left(p_0 + \left(i - \frac{1}{2}\right) mg(T_0 - T) \right) \quad (3.22)$$

La fraction transférée vers l'état réfléchi vaut, après une fraction d'oscillation de Rabi non-résonante [Fabre 06] de durée τ :

$$R_i(\tau) = \frac{1}{1 + \delta_i^2/\Omega^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega\tau}{2} \sqrt{1 + \frac{\delta_i^2}{\Omega^2}} \right) \quad (3.23)$$

La durée du pulse réalise $\Omega\tau = \pi$, pour maximiser la réflectivité à résonance.

À partir des équations 3.20, 3.22 et 3.23, nous pouvons calculer numériquement la transmission d'une série de N pulses pour une période T arbitraire en multipliant les réflectivités de chaque miroir. Cette transmission doit être évaluée sur toute la distribution d'impulsion initiale du nuage, relâché à température finie.

La figure 3.11 présente le résultat de cette évolution. Nous considérons un échantillon à une température de 130 nK, et le soumettons à 25 pulses de 80 μ s séparés d'une période T . Si $T = T_0$, la distribution d'impulsion du nuage s'affine progressivement (figure a). Ceci cause inévitablement des pertes durant les premiers pulses, sur lesquelles nous reviendront bientôt.

Par contre, si $T \neq T_0$, les pertes augmentent à chaque rebonds. En Fig. 3.11b, nous observons que la fraction suspendue après 25 pulses présente un maximum en fonction de T , de rayon à mi-hauteur $5 \mu\text{s}$. Dans la publication [Impens 06], il est démontré que cette résonance s'affine en $N^{3/2}$, où N est le nombre de pulses. Outre l'intérêt en soi de la suspension des atomes, utilisable par exemple pour maintenir une horloge atomique suspendue dans un volume réduit pendant un long temps d'interrogation, on obtient par ailleurs une mesure de la gravité qui va en s'affinant avec le nombre de rebonds.

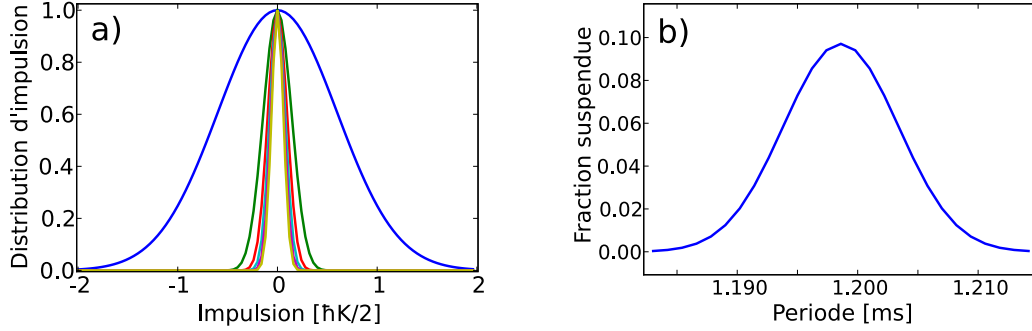


FIGURE 3.11 – Suspension d'un nuage thermique à 130 nK par 25 pulses carrés de $80 \mu\text{s}$. a) : Evolution de la distribution d'impulsion, représentée tous les cinq pulses, pour $T = T_0$. On observe une forte sélection en vitesse de la distribution du nuage pendant les cinq premiers pulses. b) Fraction suspendue après 25 pulses en fonction de la période. On observe une résonance centrée sur T_0 , de rayon à mi-hauteur $5 \mu\text{s}$.

3.3.2 Réalisation expérimentale

3.3.2.1 Paramètres des pulses

Différents ingrédients contraignent la durée des pulses pour réaliser un trampoline. Nous listons les deux principaux :

- La gravité affecte la diffraction⁶ si les pulses ont une durée supérieure à environ $280 \mu\text{s}$ (voir partie 3.1.3.2)
- En régime de réseau mince ($\tau < 33 \mu\text{s}$), on s'attend à des pertes dues à la diffraction vers des états d'impulsion non résonants (différents de $\pm \hbar K/2$).

Entre ces deux régimes, nous optimisons par ailleurs la qualité de la diffraction en employant des pulses d'enveloppe $f(t) = \sin^2(\pi t/\tau)$ (voir partie 3.1.3.1 ainsi que les publications [Keller 99, Muller 08]). La largeur τ de cette enveloppe est fixée à $180 \mu\text{s}$, comme sur les calculs de diffraction présentés en Fig. 3.4.

La série de pulses est contrôlée par deux générateurs de fonction SRS contrôlant une source RF amplifiée, comme présenté en Fig. 3.12. Le premier SRS génère une série d'impulsions, séparées de la période T . Chacune de ces impulsions déclenche l'émission par le second SRS d'une arche de sinus de durée préprogrammée. Le signal généré contrôle alors l'enveloppe d'une source radiofréquence à 110 MHz, amplifiée à 2W. La radiofréquence ainsi générée alimente le

6. à moins d'appliquer une rampe de fréquence linéaire sur l'un des deux faisceaux contrapropageants, ce que nous ne faisons pas.

3.3 Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement

modulateur acousto-optique défléchissant la lumière vers la fibre optique, et donc vers l'expérience.

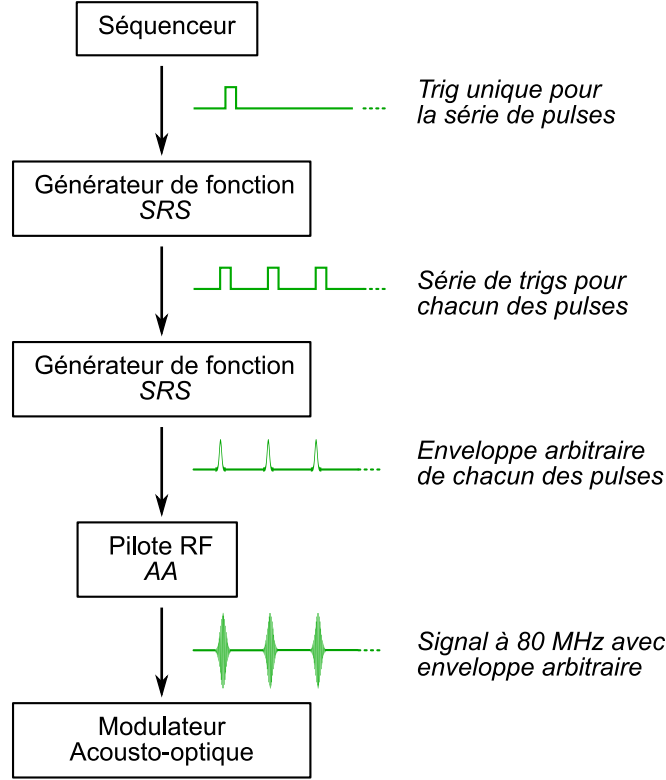


FIGURE 3.12 – Chaîne de contrôle de l'amplitude du réseau optique. Sur réception d'un signal de synchronisation, le premier générateur de fonction SRS génère une série de N signaux TTL espacés d'une période T . Le second générateur de fonction SRS génère une tension de forme arbitraire pour chaque signal de déclenchement qu'il reçoit. Ces signaux sont envoyés sur l'entrée du pilote RF, qui module la puissance de sortie de la RF proportionnellement à la tension reçue. Ce système permet de générer une série de pulses RF de forme arbitraire. Figure reprise de [Brantut 09]

3.3.2.2 Observation expérimentale

Nous réalisons le trampoline classique sur des échantillons à 130 nK, légèrement au-dessus de la température critique de condensation. Cet échantillon est libéré du piège dipolaire environ 0.6 ms avant le premier événement de diffraction, de sorte que les atomes ont une impulsion moyenne $-\hbar K/2$ au centre de l'enveloppe temporelle du pulse.

En fin de séquence, nous imageons le nuage par absorption 1 ms après le dernier pulse. En Fig. 3.13, nous observons que le nuage est séparé en plusieurs composantes à différentes altitudes. La plus haute composante, visible sur l'image de droite seulement, est suspendue à hauteur constante contre la gravité, tandis que les autres composantes correspondent aux pertes lors de chacun des pulses - le premier pulse étant associé au nuage le plus bas. Nous extrayons la fraction maintenue à hauteur constante et réalisons cette mesure pour différentes périodes. Après 25 pulses, nous obtenons la résonance Fig. 3.14 (moyennée sur 3 réalisations).

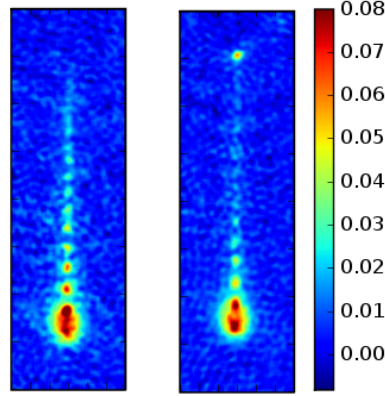


FIGURE 3.13 – Images par absorption du nuage, 1 ms après le dernier d’une série de 23 pulses en arche de sinus, de durée $180\ \mu\text{s}$. A gauche, la période est de $1.218\ \text{ms}$. A droite, la période est de $1.196\ \text{ms}$. Sur cette dernière image, nous observons un nuage suspendu contre la gravité au-dessus du reste de l’échantillon, comprenant environ 10 % de l’ensemble des atomes. En-dessous, nous observons les portions non réfléchies lors des impulsions successives.

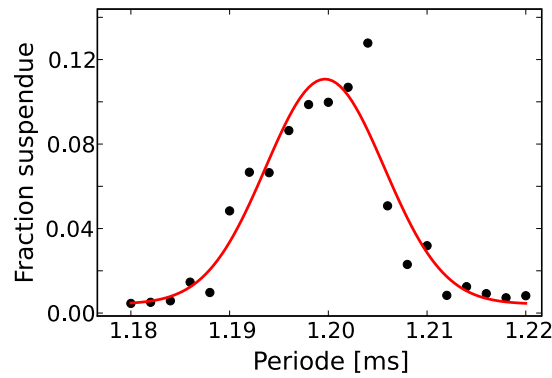


FIGURE 3.14 – Fraction suspendue en fonction de la période, après 25 rebonds. Nous observons une résonance centrée sur $T_0 = 1.1996(10)\ \text{ms}$, de largeur $\text{rms} \approx 6\ \mu\text{s}$. Celle-ci fournit une mesure de $g = 9.81(1)\ \text{m/s}^2$.

3.3 Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement

La période centrale de la résonance est $T_0 = 1.1996(10)$ ms. Nous maintenons suspendus environ 11% des atomes pendant les 30 ms de l'expérience. La largeur de la courbe vaut $6\ \mu\text{s}$ (rayon rms issu d'un ajustement gaussien). Par l'expression eq. 3.18, nous déduisons $g = 9.81(1)\text{ m/s}^2$ - où l'incertitude est associée à notre rapport signal sur bruit de l'ordre de 5.

3.3.2.3 Limitations associées à la température

Cette technique peut être appréhendée à la fois comme une méthode de suspension et une mesure de la gravité. Concernant ce dernier point, la précision de la mesure croît avec le nombre de rebonds en $N^{3/2}$ (comme démontré dans [Impens 06]). Toutefois, le nombre maximal de rebonds est limité par la température de l'échantillon, et ce en raison de deux phénomènes :

Filtrage des impulsions : La mesure est basée sur une sélection constante de la vitesse de l'échantillon. Cette sélection, même lorsque $T = T_0$, va filtrer la distribution d'impulsion du nuage à chaque rebond, ce qui cause de fortes pertes même au sommet de la résonance. La figure 3.15 présente une modélisation de ce phénomène, responsable de la perte de 90 % des atomes après 25 pulses carrés de $80\ \mu\text{s}$.

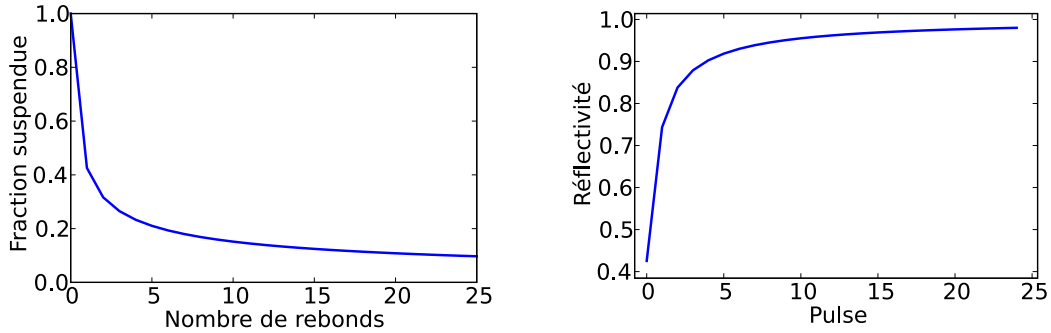


FIGURE 3.15 – Suspension d'un nuage thermique à 130 nK par 25 pulses carrés de $80\ \mu\text{s}$, selon le modèle. a) Fraction suspendue en fonction du nombre de rebonds, pour $T = T_0$. En 25 rebonds, près de 90 % des atomes sont perdus. b) Réflectivité de chaque pulse au cours du trampoline. Alors que les premiers pulses filtrent fortement la distribution des atomes, au bout de 25 pulses la réflectivité remonte à 98 %.

On observe que ces pertes s'atténuent au cours de l'opération du trampoline en $T = T_0$: si le premier pulse filtre 56% de la distribution, le dernier d'une série de 25 n'en perd plus que 2%. Il reste à trouver un compromis entre des pulses longs, fortement sélectifs en vitesse, associés à une résonance fine mais à de fortes pertes au début, ou bien des pulses courts, faiblement sélectifs, mais assurant un meilleur rapport signal sur bruit et permettant un nombre plus élevé de rebonds. La marge de manoeuvre sur le temps d'interaction reste toutefois restreinte, pour rester dans la limite de réseau épais sans être affecté par la gravité pendant les pulses. Finalement, ces pertes sont d'autant plus critique que l'échantillon est chaud.

Expansion transverse du nuage : Par ailleurs, l'expansion libre du nuage dans les directions transverses au réseau vient affecter l'efficacité de diffraction après un grand nombre de rebonds. La distribution d'impulsion transverse n'étant pas filtrée par la diffraction, le rayon rms du

nuage après un temps t vaut $\sigma = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \cdot t$. Par ailleurs, le potentiel diffractant a une extension limitée : l'intensité, et donc la pulsation de Rabi, sont homogènes à $\pm 1\%$ près sur une zone de rayon $270 \mu\text{m}$ (le waist du faisceau valant $w = 2.7 \text{ mm}$). A partir de 76 ms , soit 63 rebonds, ces deux tailles se rejoignent et l'efficacité de la diffraction est affectée en bord de nuage. Ce problème peut se contrebalancer en courbant le front d'onde du réseau diffractant pour refocaliser le nuage lors de chaque rebond [Impens 06].

L'expérience de trampoline classique a été réalisée par [Hughes 09] dans un régime nettement plus favorable vis-à-vis de ces deux limitations. Un nuage condensé, de potentiel chimique 10 Hz , a été utilisé. Ceci correspond à une dispersion de vitesse inférieure à 0.3 mm/s , à comparer à notre distribution de largeur rms 3.5 mm/s . Dans leurs conditions, un quart de l'échantillon a pu être suspendu pendant environ 80 rebonds, soit 100 ms .

Sur notre expérience, nous avons choisi de ne pas utiliser un nuage condensé. Dans notre piège optique fortement confinant le potentiel chimique est en effet proche de la température. Lorsque l'on coupe le piège, l'énergie d'interaction du condensat se relaxe en énergie cinétique : la distribution de vitesse selon z s'affine peu lors du passage de la transition. En raison des pertes d'atomes en fin d'évaporation, l'emploi d'un nuage thermique légèrement au-dessus de la température de condensation nous a assuré un meilleur signal à bruit.

3.3.3 Perspectives

Ce schéma pourrait supporter quelques améliorations. La plus évidente serait l'emploi d'une polarisation linéaire pour éviter les soucis associés à la structure hyperfine de l'atome. Nous avons toutefois vérifié par une expérience de Stern et Gerlach que nous suspendions bien les trois composantes de spin m_F simultanément. Notons par ailleurs que l'emploi de l'état $m_F = 0$ éviterait d'être sensible aux forces de gradients magnétiques.

La proposition théorique originale [Impens 06] suggère d'employer, lors de chaque réflexion, une succession de deux transitions Raman. La réalisation technique de cette proposition nécessite de pouvoir changer les polarisations des ondes en un très court laps de temps, rendant l'emploi d'un modulateur électro-optique nécessaire. Malgré tout, un avantage majeur de cette configuration est que l'on peut alors optimiser la durée des pulses sans risquer la diffraction de Kapitza-Dirac vers des ordres non souhaités. Selon la température de l'échantillon, il pourra être favorable d'employer des pulses courts, faiblement sélectifs en impulsion lors des premiers pulses pour minimiser les pertes "intrinsèques" du schéma et réaliser un grand nombre de rebonds.

Ce trampoline représente une alternative à la technique, éprouvée par ailleurs, de guidage par oscillations de Bloch [Cadoret 08, Kovachy 10]. Cette dernière permet de réaliser des suspensions de plusieurs secondes [Clade 05, Ferrari 06]. Elle est par contre très fortement sensible aux interactions [Roati 04], est n'est donc pas adaptée à la suspension de condensats de Bose-Einstein - à moins d'employer une résonance de Feshbach pour annuler la longueur de diffusion [Gustavsson 08]. Pour manipuler des sources denses comme un condensat de Rubidium, nous voyons en annexe C que certains défauts du processus de diffraction (associés aux interactions et à l'indice optique du nuage) s'estompent au contraire sur le trampoline après quelques rebonds, grâce à l'expansion de l'échantillon.

L'expérience [Hughes 09] a démontré une application prometteuse de ce schéma, en suspendant deux bras d'un interféromètre atomique l'un au-dessus de l'autre pendant approximati-

3.3 Suspension sur un miroir de Bragg pulsé périodiquement

vement 100 ms. De façon similaire, des horloges atomiques avec des temps d'interrogation de l'ordre de 100 ms pourraient être réalisées en employant une telle technique de suspension. Ceci permettrait une miniaturisation de ces dispositifs de haute précision, le trampoline classique ici décrit se déroulant dans un volume d'environ 100 μm de côté.

Un trampoline quantique pour atomes froids

Dans l'expérience précédente, nous avons suspendu un nuage ultra-froid contre la gravité en le réfléchissant périodiquement sur un miroir de Bragg. L'expérience étant réalisée dans le régime de réseau épais, les ordres de diffraction supplémentaires étaient négligeables et nous les assimilions à des pertes. Toutefois, en se situant dans le régime de réseau mince, ces ordres supplémentaires peuvent enrichir la situation. En créant de nouvelles trajectoires qui se recombinaient régulièrement, nous construisons un interféromètre intrinsèquement en lévitation autour du trampoline classique, opposant des voies suspendues à des voies de pertes en chute libre.

Une première partie de ce chapitre sera dédiée à la présentation des trajectoires atomiques, et à l'observation d'un interférogramme dans la fraction d'atomes suspendus. Dans un second temps, nous présenterons un modèle reproduisant les observations. Les outils théoriques introduits pour le modèle permettront ensuite d'analyser individuellement quelques caractéristiques de l'interférogramme. Nous verrons enfin que, de façon similaire à la proposition [Impens 09], cet interféromètre est un interféromètre à ondes multiples sensible à la gravité [Robert-de Saint-Vincent 10b]. Il réalise deux fonctions à la fois : la suspension d'un échantillon dans un volume réduit pendant une longue durée, ainsi qu'une mesure de force à l'intérieur de ce volume.

4.1 Présentation de l'interféromètre

4.1.1 Schéma

La séquence expérimentale est identique à celle du trampoline classique. Toutefois, nous employons des pulses d'enveloppe carrée et de durée courte ($\tau \approx 35 \mu s$), ce qui nous amène à la limite de réseau mince. La puissance de l'onde stationnaire est à nouveau optimisée pour maximiser la réflexion de $|- \hbar K/2 >$ vers $|+ \hbar K/2 >$. Nous avons vu en Fig. 3.4b qu'une diffraction dans ces conditions réalise un transfert non négligeable vers des ordres d'impulsions plus élevées. Par la suite, nous parlerons d'ordres non-résonants pour désigner les ordres de diffraction avec changement de l'énergie cinétique. Comme schématisé en Fig. 4.1b, un état d'impulsion $|- \hbar K/2 >$ est séparé en quatre états (essentiellement) : 93 % du paquet d'onde est diffracté vers $|+ \hbar K/2 >$, environ 3 % va dans chacun des deux ordres $|\pm 3\hbar K/2 >$, tandis que moins de 1 % est transmis dans l'état $|- \hbar K/2 >$.

Supposons pour le moment que l'onde stationnaire est pulsée à la période T_0 , assurant une suspension stationnaire par le trampoline classique. La diffraction vers ces ordres supplémentaires permet alors l'apparition de nombreuses trajectoires, représentées en 4.1a. L'ordre $|- 3\hbar K/2 >$ en sortie de pulse, accéléré sous l'effet de la gravité, n'est pas affecté par le pulse suivant : c'est une voie de pertes. Toutefois, les autres ordres ont une probabilité non

négligeable d'être renvoyés vers la trajectoire stationnaire du trampoline classique. Ainsi, lors de chaque pulse, différentes trajectoires se recombinent, et leurs interférences déterminent la fraction d'atomes perdus via l'état d'impulsion $|-3\hbar K/2\rangle$.

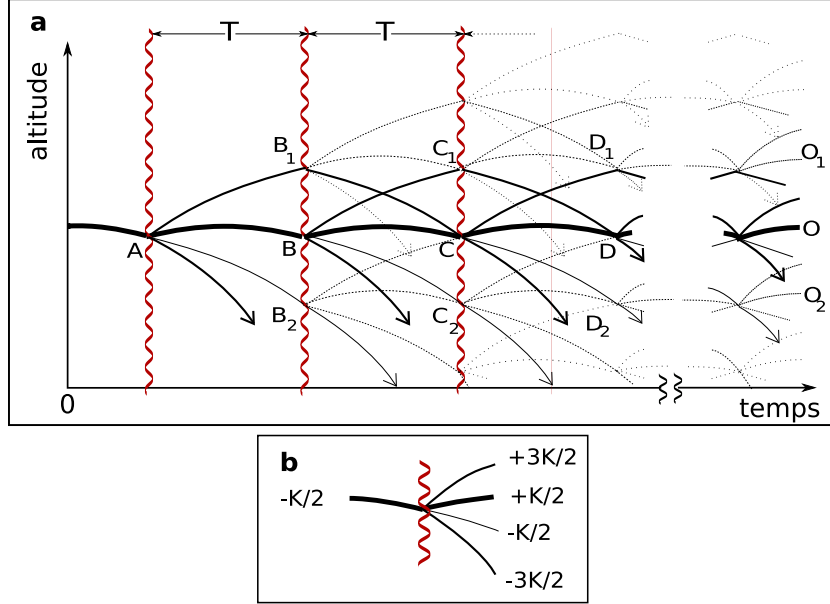


FIGURE 4.1 – a) Trajectoires des atomes. Une onde stationnaire est pulsée périodiquement pour diffracter le nuage, ce qui ouvre de nombreuses trajectoires - dont les populations sont représentées en échelle de gris. b) Diffraction à ordre multiple : un état incident $|- \hbar K/2\rangle$ est essentiellement diffracté vers $|+ \hbar K/2\rangle$ (ligne épaisse), mais une fraction est aussi diffractée vers les états $|\pm 3\hbar K/2\rangle$ ou simplement transmise sans changement d'impulsion.

4.1.2 Observation de l'interférogramme

Comme pour le trampoline classique, le nuage est imagé après une série de pulses pour mesurer la fraction suspendue. La figure 4.2 présente ainsi deux images, réalisées après une série de 15 pulses de durée $35\ \mu\text{s}$. En l'absence d'ordres de diffraction non-résonants, la fraction suspendue manifesterait une résonance en fonction de la période entre les pulses, de rayon à mi-hauteur $23\ \mu\text{s}$. Toutefois, nous observons que pour deux périodes distantes de $8\ \mu\text{s}$ ($T = 1.206\ \text{ms}$ (a) et $1.198\ \text{ms}$ (b)) la fraction suspendue passe de 24 % à 6 %. Si l'on trace cette fraction en fonction de la période (figure 4.3, après 10 pulses), on observe une modulation de fort contraste (0.55) non explicable par le processus de filtrage en vitesse du trampoline classique. Nous allons maintenant expliquer cet interférogramme.

4.2 Modélisation du trampoline quantique

Dans les prochaines pages, nous présentons les outils permettant de modéliser l'interféromètre. Nous réalisons un modèle semi-classique d'évolution des paquets d'onde permettant un traitement simple des événements de diffraction comme de chute libre. Ce modèle est basé sur la décomposition de l'état atomique sur un mélange statistique d'états gaussiens en position et

4.2 Modélisation du trampoline quantique

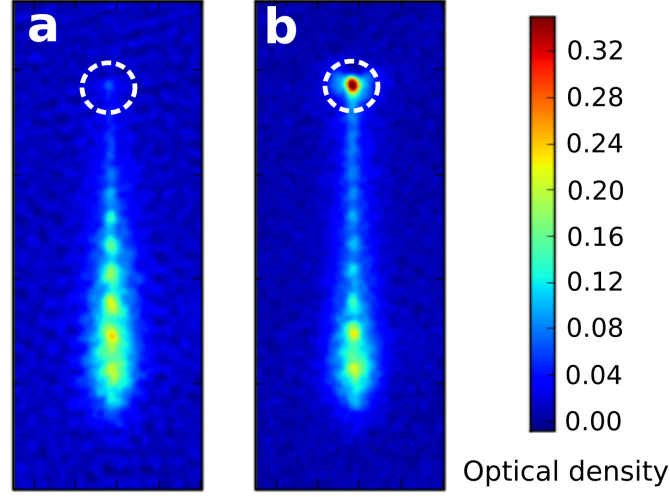


FIGURE 4.2 – Images par absorption prises 2 ms après le dernier d’une série de 15 pulses, de période 1.206 ms (a) et 1.198 ms (b). L’image s’étend sur 3 mm verticalement. Les atomes suspendus contre la gravité sont dans le cercle en haut des images. Les tâches en-dessous correspondent aux voies de pertes, qui sont fortement réduites en (b) par comparaison avec (a). Les deux tâches en bas de l’image correspondent aux pertes en A et B de la figure 4.1a, où il n’y a pas de recombinaison de trajectoires ni d’interférences.

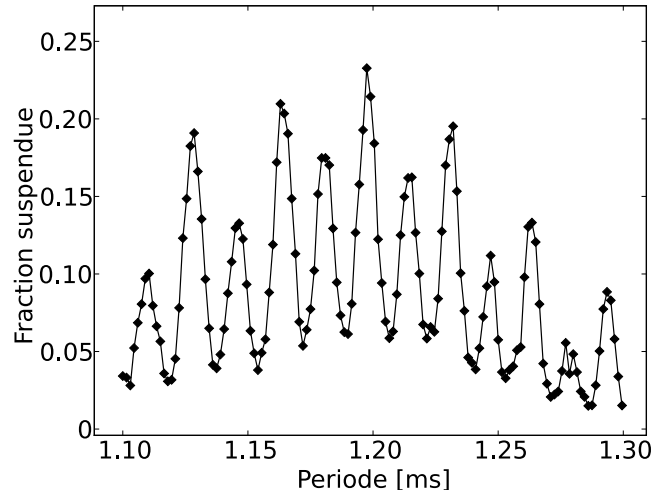


FIGURE 4.3 – Fraction d’atomes suspendus en fonction de la période, pour un trampoline de 10 pulses de $36 \mu\text{s}$. Les points expérimentaux sont reliés par des segments de droite pour guider le regard. On observe un système de franges de fort contraste, englobé dans une enveloppe causée par un effet de filtrage en vitesse semblable au trampoline classique.

en impulsion, limités par Heisenberg¹. L'évolution d'un de ces états à travers l'interféromètre peut, sous certaines conditions, se décrire à l'aide du formalisme des intégrales de chemin [Storey 94] par une propagation sur le schéma discret de trajectoires présenté en Fig. 4.1a. Chaque voie (z, p) est caractérisée par une position et une impulsion moyennes, et est associée à une amplitude de probabilité complexe.

Pour pouvoir appliquer ce traitement semi-classique, nous aurons besoin de quelques contraintes sur les largeurs initiales en impulsion σ_p et en position σ_z des états sur lesquels nous effectuons la décomposition :

1. $\sigma_p/m \times NT \ll \sigma_z$, où NT est la durée totale de l'expérience
2. $\sigma_p \ll \hbar K$
3. $\sigma_z < \frac{\hbar K}{m} T \approx 14\mu\text{m}$, qui est la distance entre deux trajectoires séparées lors d'un pulse (voir par exemple les points O et O_1 en Fig. 4.1a).

La condition 1 permet de négliger l'étalement spatial du paquet d'onde durant les phases de chute libre - qui pourrait toutefois être traité en employant le formalisme ABCD [Bordé 01]. La condition 2 permet de traiter la diffraction du paquet d'onde comme celle d'une onde plane, en employant les calculs développés dans la partie 3.1.3. Enfin, la condition 3 permet de négliger le recouvrement spatial des composantes situées en des voies d'altitude différentes.

Nous allons maintenant présenter les outils permettant de calculer les amplitudes de probabilité de chaque voie de l'interféromètre représenté en Fig. 4.1a, en traitant séparément les événements de diffraction et les phases de chute libre.

4.2.1 Événements de diffraction

Dans la partie 3.1, nous avons présenté le calcul de l'amplitude de diffraction entre différents états d'impulsion, en présence d'un potentiel $V(z) = \frac{V_0}{2}(1 + \cos(Kz))$. Il y a ici implicitement un choix de repère, tel que $z = 0$ se situe sur un ventre de l'onde stationnaire (par exemple, à une distance $\lambda/2$ du miroir de rétro réflexion). C'est dans ce repère que nous allons expliciter la diffraction d'un état limité par Heisenberg, d'extension spatiale δz et d'impulsion moyenne $\hbar k_0$. Dans les lignes qui suivent, les kets associés à des états d'impulsion seront indicés par le vecteur d'onde.

Ecrivons en base de position cet état initial :

$$\langle z | \psi_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} e^{ik_0 z} \cdot e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (4.1)$$

On peut encore l'exprimer dans la base des impulsions :

$$\langle k | \psi_0 \rangle = \sqrt{\frac{\sigma_z^2}{2\pi}} e^{i(k_0-k)z_0} \cdot e^{-\frac{(k-k_0)^2\sigma_z^2}{2}} \quad (4.2)$$

Par choix d'un état tel que $\delta p \ll \hbar K$ (condition 2), toutes les composantes k de ce paquet d'onde sont diffractées vers des composantes $k + nK$ avec approximativement la même amplitude de diffraction

$$A_n(k) \approx A_n(k_0) = \langle k_0 + nK | U(\tau) | k_0 \rangle \quad (4.3)$$

1. Cette décomposition est justifiée plus en détail dans la thèse [Brantut 09].

4.2 Modélisation du trampoline quantique

où $U(\tau)$ est l'opérateur évolution entre le début et la fin du pulse². Cette amplitude $A_n(k_0)$ se calcule numériquement comme détaillé dans la partie 3.1. Alors, la fonction d'onde en sortie de pulse s'écrit, en base d'impulsions :

$$\langle k|\psi(\tau) \rangle = \sum_n A_n(k_0) \langle k - nK|\psi_0 \rangle \quad (4.4)$$

$$= \sum_n A_n(k_0) \sqrt{\frac{\sigma_z^2}{2\pi}} e^{i(k_0+nK-k)z_0} \cdot e^{-\frac{(k-k_0-nK)^2 \sigma_z^2}{2}} \quad (4.5)$$

Ainsi, l'état incident est diffracté en plusieurs composantes n , d'impulsions centrales $\hbar(k_0+nK)$. Si l'on réalise une transformée de Fourier pour revenir en base de positions, on obtient :

$$\langle z|\psi(\tau) \rangle = \sum_n A_n(k_0) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} e^{i(k_0+nK)z} \cdot e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (4.6)$$

$$= \sum_n A_n(k_0) e^{inKz} \langle z|\psi_0 \rangle \quad (4.7)$$

où l'on observe que toutes les composantes n gardent la forme gaussienne initiale, affectée d'une amplitude $A_n(k_0)e^{inKz}$. Les composantes n de l'état final $|\psi\rangle$ sont des fonctions d'onde de norme inférieure à 1, satisfaisant aux trois hypothèses initiales du calcul. On associe à chacune un état semi-classique, de position et impulsion centrales $(z_0, p_0 + n\hbar K)$, et affecté d'une amplitude $A_n(k_0)e^{inKz_0}$ par rapport à l'état incident. On considère que le laser a transmis sa phase au niveau du centre du paquet d'onde. Pour de nombreux senseurs inertiels atomiques, c'est cette phase nKz_0 lors de chaque réflexion ou séparatrice qui fournit la mesure [Peters 01].

Pour découpler la modélisation des séparatrices et des phases de chute libre, nous mettons les amplitudes de diffraction en représentation d'interaction, en plaçant l'origine des temps au milieu du pulse. Ceci permettra de modéliser l'interféromètre comme la succession d'événements de diffraction instantanés entrecoupés de chutes libres de durées T . Nous compensons la phase associée au terme d'énergie cinétique du Hamiltonien, dans l'état incident d'impulsion moyenne $\hbar k_0$ pendant la première moitié du pulse, puis dans l'état d'impulsion moyenne $\hbar(k_0 + nK)$ pendant la seconde moitié du pulse. En conséquence, nous définissons l'amplitude $\tilde{A}_n$:

$$\tilde{A}_n(k_0) = \exp\left(+i\frac{\hbar(k_0 + nK)^2 \tau}{2m}\right) \cdot A_n(k_0) \cdot \exp\left(+i\frac{\hbar k_0^2 \tau}{2m}\right) \quad (4.8)$$

Où $A_n(k_0)$ est calculée numériquement comme détaillé dans la partie 3.1³. Alors, l'événement de diffraction de l'état semi-classique (z_0, p_0) vers l'état $(z_0, p_0 + n\hbar K)$ est considéré comme instantané, associé à une amplitude

$$A_{(z_0, p_0) \rightarrow (z_0, p_0 + n\hbar K)} = \tilde{A}_n(k_0) \cdot \exp(inKz_0) \quad (4.9)$$

2. Pour prendre en compte la gravité, nous devrions parler du transfert entre l'état $|k_0 + mg\tau/2\hbar\rangle$ et l'état $|k_0 + nK - mg\tau/2\hbar\rangle$. Pour $\tau^2 \ll 2\pi/k_0g$, l'amplitude de transfert est peu affectée et nous omettons d'explicitier l'effet de la gravité pendant le pulse.

3. Si l'amplitude de diffraction A_n est évaluée en tenant compte de la gravité, alors la relation 4.8 se corrige sous la forme $\tilde{A}_n(k_0) = A_n(k_0) \cdot \exp\left[i \int_0^{\tau/2} dt \frac{\hbar(k_0 + nK - mgt/\hbar)^2}{2m} + i \int_{-\tau/2}^0 dt \frac{\hbar(k_0 - mgt/\hbar)^2}{2m}\right]$.

Commentaire : Ce traitement des événements de diffraction n'est pas rigoureux, notamment lorsque nous négligeons la dépendance en impulsion de l'amplitude de diffraction sur l'état gaussien incident. Une approche complète [Antoine 06] permettrait par exemple de prédire un effet de déformation du profil spatial de l'onde de matière, connu sous le nom d'effet Borrmann. Dans la limite de réseau mince, ceci reste négligeable.

4.2.2 Phases de chute libre

Une description complète de l'évolution du paquet d'onde gaussien lors des phases de chute libre emploie le formalisme "ABCD" [Bordé 02], analogue à celui employé pour calculer la propagation de faisceaux lasers. Ce formalisme prend en compte l'étalement du paquet d'onde ainsi que la courbure de phase associée à la séparation progressive des composantes de vitesse.

Nous considérons toujours un paquet d'onde gaussien, de position initiale moyenne z_i et impulsion initiale $p_i = \hbar k_i$, limité par Heisenberg. Lors d'une évolution sous l'effet de la gravité, il évolue en une nouvelle fonction d'onde qui n'est plus limitée par Heisenberg, de position et impulsion centrales z_f et $p_f = \hbar k_f$:

$$\psi_i(z) \propto e^{-\frac{(z-z_i)^2}{2\sigma_z^2}} \cdot e^{ik_i(z-z_i)} \implies \psi_f(z) \propto e^{-\frac{(z-z_f)^2}{2\sigma_z'^2}} \cdot e^{i[\phi+k_f(z-z_f)+\chi(z-z_f)^2]} \quad (4.10)$$

Le paquet d'onde s'est étalé spatialement, via le terme $\sigma_z'^2 > \sigma_z^2$, et le front d'onde a acquis une courbure exprimée par le terme $\chi(z-z_f)^2$. Tout ceci peut se calculer analytiquement dans le cadre du formalisme ABCD. Toutefois, dans le cadre de l'hypothèse (1) : $\frac{\sigma_p}{m}NT \ll \sigma_z$, nous négligeons ces deux effets.

Alors, le calcul se réduit à deux étapes. La position moyenne dans l'espace des phases (z_f, p_f) se déduit de la position initiale (z_i, p_i) selon les équations classiques du mouvement. Lors de la propagation, l'ensemble de la fonction d'onde acquiert une phase proportionnelle à l'intégrale d'action classique le long de la trajectoire [Feynman 65, Storey 94] :

$$\phi = \frac{1}{\hbar} \int dt L(z(t), v(t)) \quad (4.11)$$

où $L(z, v)$ est le Lagrangien d'une particule en chute libre sous l'influence de g :

$$L(t) = \frac{1}{2}mv(t)^2 - mgz(t) \quad (4.12)$$

Après calcul de la trajectoire, on montre que cette phase vaut

$$\phi_{chute}(z_i, v_i; T) = 1/3mg^2T^3 - mgz_iT + 1/2mv_i^2T - mgv_iT^2 \quad (4.13)$$

4.2.3 Modélisation complète

Nous utilisons maintenant ces deux outils pour modéliser l'interféromètre, pour un nombre arbitraire de rebonds. Cette modélisation permet de connaître les populations de chaque voie, ainsi que d'effectuer une mesure de la gravité.

Définissons tout d'abord les trajectoires, en nous basant sur la figure 4.1. Les atomes partent d'un point source ($z_0 = 0, v_0 \approx 0$) à l'instant $t = 0$. Les pulses de diffraction sont réalisés aux instants $t_i = (i - 1/2)T$. Nous cherchons à déterminer l'amplitude de probabilité de présence aux différentes positions en chacun de ces instants.

4.2 Modélisation du trampoline quantique

Si $T = T_0$ et $v_0 = 0$, les atomes se distribuent sur un réseau présenté en Fig. 4.1. En entrée de chaque noeud, nous considérons jusqu'à trois composantes d'impulsion : $+\hbar K/2$, $-\hbar K/2$, et $-3\hbar K/2$. En sortie de chaque noeud, nous suivons les trajectoires associées aux impulsions $+3\hbar K/2$, $+\hbar K/2$, et $-\hbar K/2$. La composante d'impulsion de sortie $-3\hbar K/2$ est assimilée à une voie de perte, car après accélération sous l'effet de la gravité jusqu'à une impulsion $-5\hbar K/2$ elle sera très faiblement diffractée par le pulse suivant. Les composantes d'impulsions plus élevées sont négligées, et de ce fait assimilées à des pertes.

Ayant sélectionné ces quelques composantes d'impulsion, nous pouvons préciser le réseau de noeuds sur lequel les trajectoires se recoupent lors de chaque période. Toujours si $T = T_0$, la trajectoire du trampoline classique reste à altitude nulle, mais certaines composantes se recombinent sur des noeuds d'altitudes $z_\alpha = \alpha \frac{\hbar K}{m} T \approx \alpha \times 14\mu\text{m}$ - où α est un entier.

Si $T \neq T_0$ et pour v_0 quelconque, le réseau se déforme mais reste similaire. Les noeuds d'un même étage α suivent des trajectoires de chute libre sous une accélération moyenne

$$g_{eff} = \frac{\hbar K}{mT} - g \quad (4.14)$$

Ainsi, leurs altitudes se disposent selon :

$$z_\alpha[t_i = (i - 1/2)T] = v_0 t_i + 1/2 g_{eff} \cdot (t_i)^2 + \alpha \frac{\hbar K}{m} T \quad (4.15)$$

Toutes les impulsions sont par ailleurs translatées du même $\delta p(t_i) = \hbar \delta k(t_i)$ tel que

$$\hbar \delta k(t_i) = m g_{eff} t_i + m v_0 \quad (4.16)$$

Pour évaluer numériquement la propagation sur ce réseau, nous réalisons de façon séquentielle les deux éléments suivants :

1) Evolution libre : Entre deux pulses, chaque composante de position et impulsion $\psi(z, k)$ acquiert une phase lors de la chute libre, déterminée selon l'équation 4.13. Les composantes d'impulsion $+\hbar K/2 + \delta p$ en début de parabole restent au même étage α (dont l'altitude évolue au cours du temps), tandis que les deux autres composantes d'impulsions montent ou descendent d'un étage.

2) Événements de diffraction : Durant un pulse, en chaque noeud, les amplitudes $\psi(z, k)$ des composantes d'impulsion en entrée et en sortie sont reliées par une matrice de transfert :

$$\begin{bmatrix} \psi_{out}(z_\alpha, +3K/2 + \delta k) \\ \psi_{out}(z_\alpha, +K/2 + \delta k) \\ \psi_{out}(z_\alpha, -K/2 + \delta k) \end{bmatrix} = T \cdot \begin{bmatrix} \psi_{in}(z_\alpha, +K/2 + \delta k) \\ \psi_{in}(z_\alpha, -K/2 + \delta k) \\ \psi_{in}(z_\alpha, -3K/2 + \delta k) \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

avec T définie comme suit :

$$\begin{bmatrix} \tilde{A}_1(\frac{K}{2} + \delta k) \exp(iK z_\alpha) & \tilde{A}_2(\frac{-K}{2} + \delta k) \exp(2iK z_\alpha) & \tilde{A}_3(\frac{-3K}{2} + \delta k) \exp(3iK z_\alpha) \\ \tilde{A}_0(\frac{K}{2} + \delta k) \exp(0) & \tilde{A}_1(\frac{-K}{2} + \delta k) \exp(iK z_\alpha) & \tilde{A}_2(\frac{-3K}{2} + \delta k) \exp(2iK z_\alpha) \\ \tilde{A}_{-1}(\frac{K}{2} + \delta k) \exp(-iK z_\alpha) & \tilde{A}_0(\frac{-K}{2} + \delta k) \exp(0) & \tilde{A}_1(\frac{-3K}{2} + \delta k) \exp(iK z_\alpha) \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

et où z_α et δk dépendent de l'instant t_i , comme expliqué plus haut. Les amplitudes de diffraction dans cette matrice sont calculées numériquement. Notons que cette opération ne conserve pas la norme du paquet d'onde, en raison de l'existence des voies de pertes $\pm 5\hbar K/2 + \delta p$ (négligeables) et $-3\hbar K/2 + \delta p$ (principalement).

En fin de calcul, après N pulses, la fraction suspendue est calculée en sommant les populations de chaque noeud. Nous considérons donc comme suspendus non seulement les atomes au point O ($\alpha = 0$ à l'instant $t = t_N$), sur la trajectoire du trampoline classique, mais aussi les atomes montés ou descendus de quelques niveaux sur le schéma.

Sommation sur la distribution de vitesse : Enfin, comme pour le trampoline classique, nous devons sommer les populations finales sur différentes réalisations du calcul, pour des vitesses initiales v_0 reproduisant la distribution thermique du nuage. Nous utilisons la distribution de vitesse selon l'axe vertical d'un nuage thermique à 130 nK, qui est une gaussienne de largeur rms $0.65 v_{rec}$ (où $v_{rec} = \hbar K/2m$ est la vitesse de recul).

Nous ajustons le modèle sur la courbe expérimentale via le paramètre $g = 9.815 \text{ m/s}^2$. La figure 4.4 présente le résultat de ce calcul, pour un interféromètre de 10 pulses de $36 \mu\text{s}$. Le modèle reproduit l'enveloppe ainsi que les différentes modulations. Les ingrédients du modèle étant satisfaisants, nous pouvons maintenant expliquer les principales caractéristiques de l'interférogramme, avant d'étudier son application aux mesures de forces.

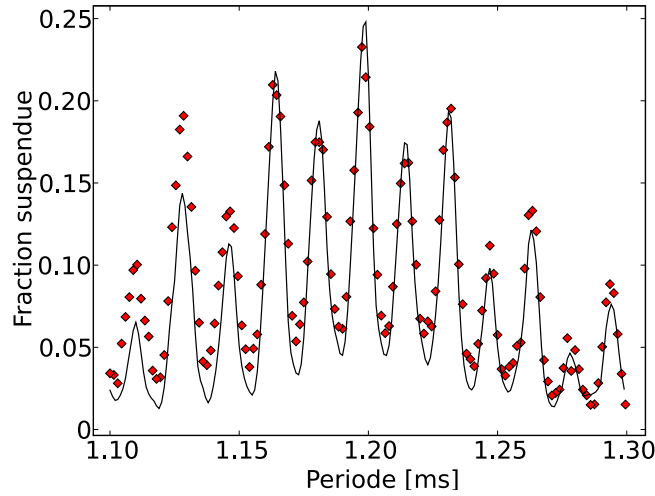


FIGURE 4.4 – Fraction d'atomes suspendus en fonction de la période, pour un trampoline de 10 pulses. La ligne continue résulte de notre modélisation (voir texte). Elle reproduit les franges observées ainsi que l'enveloppe de l'ensemble du signal. Des pertes de 15 % sont ajoutées a posteriori.

4.3 Principales caractéristiques de l'interférogramme

Nous employons désormais les outils développés ci-dessus pour isoler et expliquer les caractéristiques du signal observé. Nous nous intéressons aux interfranges des différentes modulations

4.3 Principales caractéristiques de l'interférogramme

visible sur l'interférogramme, ainsi qu'à l'enveloppe du signal.

4.3.1 Système de franges principal

La caractéristique la plus frappante de l'interférogramme est une modulation du signal associée à un interfrange de l'ordre de $16 \mu\text{s}$, avec un contraste élevé - valant 0.55 en moyenne sur deux franges proches du centre. Nous allons isoler les trajectoires responsables de ce système d'interférences.

L'interféromètre élémentaire :

Nous constatons que le schéma de trajectoires, rappelé en Fig. 4.5a, est pour partie composé de la juxtaposition de nombreux interféromètres de types Mach-Zehnder, tels que représenté en Fig. 4.5b. Le bras inférieur de ces interféromètres est sur la trajectoire du trampoline classique ; on s'attend à ce qu'il soit plus peuplé que l'autre bras - associé à une diffraction non-résonante. La phase relative des deux composantes au point de recombinaison détermine la proportion d'atomes maintenus sur la trajectoire suspendue, aboutissant en O. Nous calculons maintenant cette phase.

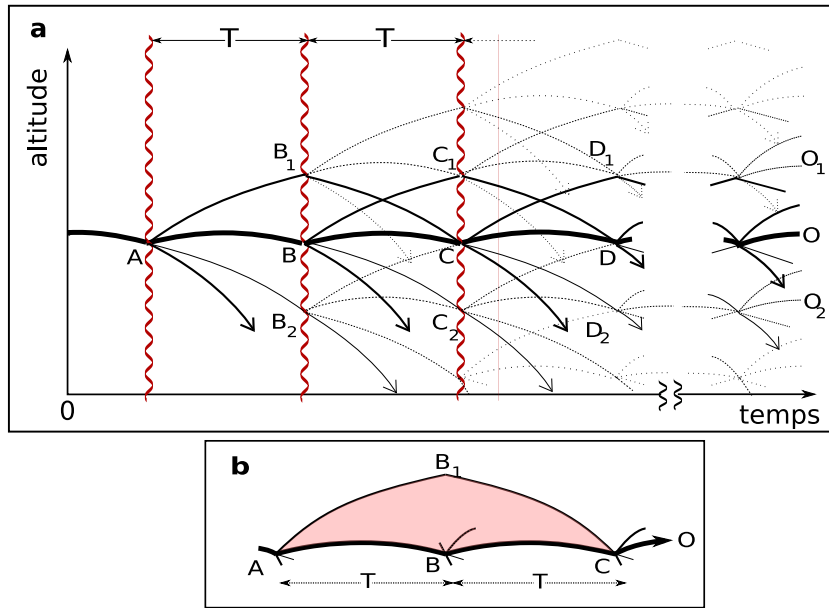


FIGURE 4.5 – a) Trajectoires des atomes. b) Interféromètre élémentaire : d'une trajectoire stationnaire de trampoline classique (ligne épaisse), un atome peut être diffracté au point A vers $|3\hbar K/2\rangle$. Il est ensuite réfléchi en B₁ de $|\hbar K/2\rangle$ vers $|- \hbar K/2\rangle$ une période plus tard, pour enfin se recombinaison avec la trajectoire stationnaire au point C.

Les processus de diffraction mis en jeu sont :

- voie inférieure : une diffraction d'ordre +1 (transfert d'une impulsion $+\hbar K$) en A, en B, puis en C
- voie supérieure : une diffraction d'ordre +2 en A, une diffraction d'ordre -1 en B₁, puis une d'ordre +2 en C

Si $T = T_0$ et $v_0 \approx 0$, les processus d'ordre ± 1 sont des réflexions et conservent l'énergie cinétique. Ce n'est pas le cas des processus d'ordre 2, présents exclusivement sur le bras supérieur.

Phase interférométrique :

Pour une vitesse $v_1 \approx \frac{-\hbar K}{2m}$ en entrée du premier pulse, nous calculons selon les équations du mouvement classique les positions et vitesses de chacune des quatres paraboles de chute libre dans cet interféromètre. Nous évaluons alors les phases acquises durant les chutes libres et lors des événements de diffraction⁴ :

$$\delta\phi = \phi_{AB_1C..O} - \phi_{ABC..O} \quad (4.19)$$

$$= \phi_{chute}(AB_1) + \phi_{chute}(B_1C) - \phi_{chute}(AB) - \phi_{chute}(BC) \quad (4.20)$$

$$+ 2Kz_A + \text{Arg}(\tilde{A}_2) - Kz_{B_1} + \text{Arg}(\tilde{A}_{-1}) + 2Kz_C + \text{Arg}(\tilde{A}_2) \\ - (Kz_A + Kz_B + Kz_C + 3\text{Arg}(\tilde{A}_1)) \\ = -KgT^2 + \phi_0 \quad (4.21)$$

où la notation Arg fait référence à l'argument - ou phase - d'une amplitude complexe, et où les lettres font référence aux noeuds du schéma de trajectoires de la figure 4.5. Dans cette différence de phase, tous les termes de chute libre s'annulent, et seules restent les phases liées aux événements de diffraction [Peters 01]. Par ailleurs, nous nous situons dans une gamme de période $T \sim T_0 = \frac{\hbar K}{mg}$ afin que la trajectoire du trampoline classique soit efficacement suspendue. Si l'on développe la phase interférométrique autour de T_0 , on prévoit un interférogramme sinusoïdal d'interfrange $\delta T = \frac{\pi}{KgT_0} = \frac{\pi m}{\hbar K^2} \approx 16 \mu s$.

Cette valeur correspond à l'interfrange observé sur l'expérience, en Fig. 4.3. Toutefois, nous avons aussi un terme de phase $\phi_0 = 2\text{Arg}(\tilde{A}_2) + \text{Arg}(\tilde{A}_{-1}) - 3\text{Arg}(\tilde{A}_1)$, qui dépend de la durée des pulses τ . Cette différence de phase entre les deux voies est similaire à celle acquise lors d'une oscillation de Rabi non résonante entre deux états, en représentation d'interaction : selon cette interprétation, elle serait proportionnelle à la différence d'énergie cinétique entre les voies et à la durée de l'interaction (lors des deux événements de séparation puis de recombinaison) :

$$\phi_0 \approx \frac{2\hbar K^2}{m} \tau \quad (4.22)$$

Nous observons en effet, sur la figure 4.6, que les sommets des franges d'interférences bougent en fonction de la durée des pulses, avec une pente moyenne en accord qualitatif avec l'argument ci-dessus. Un calcul de la phase de l'interféromètre élémentaire $ABC..O - AB_1C..O$ selon l'expression 4.21 pour différentes durées de pulses τ (de pulsation de Rabi π/τ), représenté sur la même figure, reproduit l'observation expérimentale.

Un interférogramme de fort contraste : Le signal d'interférences présente un contraste de l'ordre de 0.6 à l'issue de 10 impulsions. Ceci peut paraître surprenant, en raison de la faible amplitude de la voie supérieure de l'interféromètre élémentaire $ABC..O - AB_1C..O$. Dans la voie de sortie suspendue contre la gravité en C, l'amplitude issue de la branche supérieure a en effet une norme de l'ordre de $|A_2|^2 \approx 0.03$.

Toutefois, en dix pulses, il existe 8 interféromètres de ce type construits successivement à partir de la branche inférieure : via AB_1C , ou via BC_1D , et ainsi de suite. De manière générale, pour un interféromètre de N pulses, si l'on considère que l'amplitude de la branche inférieure est de l'ordre de 1 tout du long, il existe N-2 contributions individuelles de même déphasage $\delta\phi = -KgT^2 + \phi_0$ et d'amplitudes $|A_2|^2$. Au point de sortie O, le contraste augmente donc avec le nombre de rebonds.

4. Pour simplifier la lecture, nous omettons d'indiquer les impulsions exactes associées à chaque amplitude de diffraction, ne laissant donc que l'ordre du processus.

4.3 Principales caractéristiques de l'interférogramme

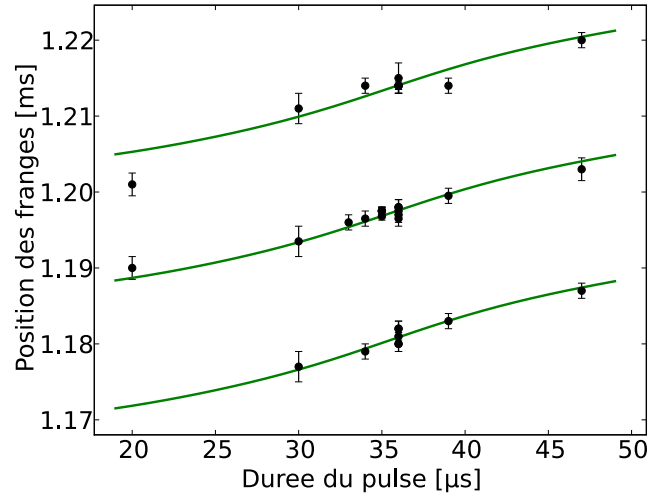


FIGURE 4.6 – Position de trois maxima de franges consécutives, autour de la frange la plus haute, en fonction de la durée des pulses. On observe une dérive illustrant le rôle des phases acquises lors des événements de diffraction non résonants. Les points expérimentaux sont assortis d'incertitudes sur les mesures de maxima. Les lignes sont issues du calcul de la phase de l'interféromètre élémentaire, en utilisant $g = 9.815 \text{ m/s}^2$.

4.3.2 Système de franges secondaire

Outre la modulation d'interfrange $16 \mu\text{s}$, on observe sur l'interférogramme une modulation plus faible, d'interfrange double. Nous associons cet interfrange à la présence d'interféromètres similaires à $AB_1C_1..O_1 - ABC_1..O_1$ ou encore à $AB_2C_2..O_2 - ABC_2..O_2$ (voir Fig. 4.7). Leurs points de sortie (O_1 ou O_2) sont situés $14 \mu\text{m}$ au-dessus ou en-dessous de la trajectoire stationnaire, mais ne sont pas distingués de celle-ci lors de la détection. Le signal que nous obtenons résulte donc de la somme des populations à ces différentes altitudes.

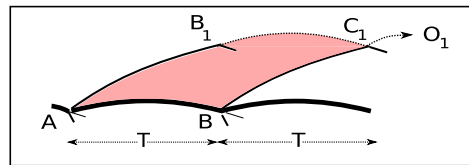


FIGURE 4.7 – Interféromètre responsable de la seconde modulation : d'une trajectoire stationnaire de trampoline classique (ligne épaisse), un atome peut être diffracté au point A vers l'impulsion $3\hbar K/2$. Il est ensuite transmis sans diffraction au point B_1 et se propage jusqu'en C_1 . Une seconde trajectoire vient l'y rejoindre, où l'atome ne quitte la trajectoire stationnaire qu'au point B par une diffraction d'ordre +2.

Ainsi, les processus de diffraction mis en oeuvre dans l'interféromètre $AB_1C_1..O_1 - ABC_1..O_1$ sont :

- voie inférieure : une diffraction d'ordre +1 en A, une diffraction d'ordre +2 en B, une transmission (ordre 0) en C_1
- voie supérieure : une diffraction d'ordre +2 en A, une transmission en B_1 , une diffraction

d'ordre +1 en C_1

On remarque que les processus de diffraction sont symétriques sur les deux branches : en première approximation, la phase de l'interféromètre ne devrait pas dépendre de la durée des pulses.

Phase interférométrique :

On détermine comme précédemment les trajectoires classiques (position et vitesse) impliquées, pour déterminer les phases de chute libre et de diffraction de cet interféromètre :

$$\delta\phi = \phi_{AB_1C_1..O_1} - \phi_{ABC_1..O_1} \quad (4.23)$$

$$= -KgT^2 + 8E_rT/\hbar + \phi_1 \quad (4.24)$$

où $E_r = \hbar^2 K^2 / 8m$ est l'énergie de recul. A nouveau, si l'on se met dans les conditions de rebonds stationnaires $T \simeq T_0$, on peut dériver l'interfrange :

$$\delta T \sim 2\pi / (8E_r/\hbar - 2KgT_0) \sim -2\pi / (8E_r/\hbar) \approx 33 \mu s \quad (4.25)$$

ce qui reproduit l'observation expérimentale.

4.3.3 Enveloppe du signal

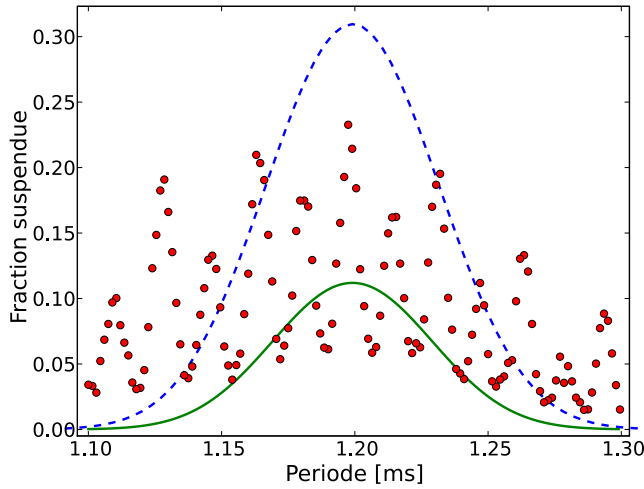


FIGURE 4.8 – Comparaison de l'enveloppe de l'interférogramme au modèle de trampoline classique. La courbe verte continue résulte du calcul complet des réflectivités, mais assimile les ordres de diffraction non résonants à des pertes. Elle présente une résonance de rayon à mi-hauteur $38 \mu s$ - à comparer aux $70 \mu s$ approximativement observés expérimentalement. A titre de comparaison, la courbe bleue pointillée résulte du calcul simple de réflectivité, en approximation de réseau épais, présenté en 3.3.1 : la largeur est la même qu'avec le calcul extensif mais les pertes sont fortement sous-estimées.

Enfin, nous observons que l'interférogramme est compris dans une enveloppe de rayon à mi-hauteur de l'ordre de $70 \mu s$. Cette enveloppe est assimilable à l'effet de filtrage en vitesse

4.4 Un interféromètre à ondes multiples

déjà démontré dans le trampoline classique. La figure 4.8 permet d'être plus quantitatif sur ce point. Aux points expérimentaux, nous comparons sur la figure 4.8 la courbe de résonance du trampoline classique calculée selon deux modèles :

- La courbe bleue continue résulte du calcul complet de réflectivité des miroirs de Bragg, selon la partie 3.1.3, en assimilant les ordres supérieurs de diffraction à des pertes. Le rayon à mi-hauteur de la courbe de résonance vaut $38 \mu\text{s}$, et le transfert maximal est de l'ordre de 11 %, approximativement à mi-hauteur des franges.
- La courbe verte pointillée résulte du calcul simplifié de réflectivité présenté en 3.3.1. Le rayon à mi-hauteur n'est pas affecté par l'approximation de réseau épais effectuée, mais les pertes sont fortement sous-estimées.

L'enveloppe observée est donc sensiblement plus large que celle associée aux seules réflexions d'ordre 1 sur le miroir de Bragg. Lorsque la période diffère fortement de T_0 , le nuage peut en effet être suspendu en montant ou descendant de quelques étages sur le schéma - ce qui implique soit des processus d'ordre $+2$ si $T > T_0$, soit des transmissions si $T < T_0$.

4.4 Un interféromètre à ondes multiples

Jusqu'à présent, nous avons vu que l'accumulation de nombreux interféromètres élémentaires permet d'obtenir une modulation de fort contraste, malgré le faible poids individuel de chacune des trajectoires défléchies vers le haut. Nous allons maintenant voir que notre interféromètre est aussi un interféromètre à onde multiple, recombinaison des trajectoires de phases de plus en plus élevées lorsque le nombre de rebonds augmente.

L'interféromètre multi-onde "type" est la cavité Fabry-Pérot, dans laquelle une infinité d'ondes, présentant des déphasages commensurables, interfèrent dans les voies de réflexion et transmission du système. On obtient des franges d'interférences non sinusoïdales fortement piquées, tout en conservant un interfrange large facilitant l'identification des franges. Cet interféromètre fonctionne en régime continu, et seule la qualité des miroirs limite le chemin optique maximal et donc la finesse des raies.

Le domaine de l'interférométrie atomique travaille depuis une quinzaine d'années à la création d'interféromètres à ondes multiples [Weitz 96, Hinderthür 99, Aoki 01] puis à leur exploitation pour des mesures [Shinohara 02]. En faisant rebondir le nuage dans un volume restreint pendant un temps long par un effet d'interférences, ce trampoline est lui aussi un résonateur pour ondes de matière. L'analogie est toutefois à prendre avec précautions, car les différents chemins interférant en sortie avec des multiples du même déphasage ont tous été maintenus en suspension durant le même temps, imposé par l'expérimentateur. Le déphasage maximal est alors associé au nombre d'aller-retour possibles entre la trajectoire stationnaire et des positions plus élevées en un nombre fini de rebonds. Nous précisons maintenant cette description.

4.4.1 Des contributions de déphasage élevé

Considérons les différentes trajectoires reliant le point A à la voie de sortie suspendue O. Nous les classifions en Fig. 4.9. Nous avons centré notre étude, jusqu'à présent, sur la trajectoire du trampoline classique, ne comportant que des événements de diffraction résonants (ligne a de la figure). Cette trajectoire donne la référence de phase. Nous avons décompté $N-2$ trajectoires effectuant un aller retour vers le premier niveau, avec un déphasage $\delta\phi$ (ligne b de la figure). Mais lorsque le nombre de rebonds devient grand, nous pouvons dénombrer $\frac{(N-2)(N-5)}{2}$ trajectoires qui montent à deux reprises et récupèrent une phase $2\delta\phi$ (ligne c de la

figure) - et ainsi de suite. Ainsi, l'amplitude totale associée à une phase $n\delta\phi$ est de l'ordre de $(N|A_2|^2)^n$. La contribution des chemins de déphasage élevé devient donc importante lorsque $N|A_2|^2$ devient d'ordre unité. La figure 4.10, issue de [Brantut 09], permet de comparer les différentes contributions en fonction du nombre de rebonds.

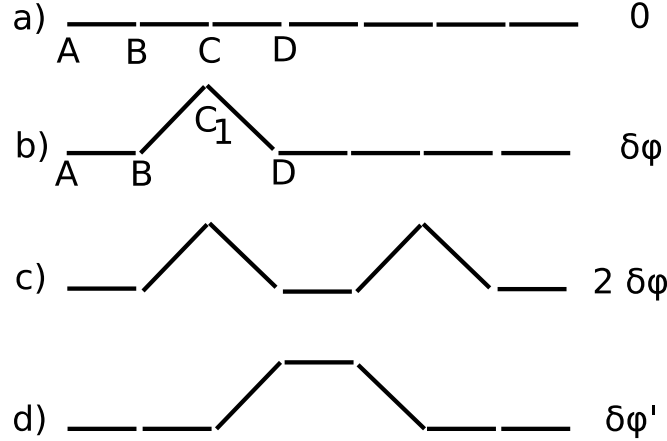


FIGURE 4.9 – Différentes classes de trajectoire. a) Trajectoire du trampoline classique, servant de référence de phase. b) Un exemple de trajectoire déviée une fois vers le haut. La phase de ce chemin est $\delta\phi$, et il en existe $N-2$. c) Un exemple de trajectoire déviée à deux reprises vers le haut. La phase de ce chemin est $2\delta\phi$: il contribue à l'affinement des franges. d) Exemple de trajectoire de phase $\delta\phi'$ non commensurable avec $\delta\phi$, déviée une fois vers le haut mais transmise à deux reprises par l'onde stationnaire au niveau supérieur. Cette classe de trajectoires vient brouiller le système de franges.

4.4.2 Affinement des franges

Lorsque nous augmentons le nombre de pulses de sorte que $N|A_2|^2$ devienne de l'ordre de 1, la contribution des chemins de phase élevée devient non négligeable : nous entrons dans le régime d'interférences à ondes multiples. En Fig. 4.11, nous présentons la frange de plus fort signal (proche de $T = T_0$) après 10 puis 20 pulses de $35 \mu\text{s}$. Après 20 rebonds, la frange s'affine tandis que le contraste atteint approximativement 1. En insert Fig. 4.11b, nous observons que le rayon à mi-hauteur des franges passe de $4.1 \mu\text{s}$ après 10 pulses, où $N|A_2|^2 \approx 0.3$, à $2.1 \mu\text{s}$ après 30 pulses, où $N|A_2|^2 \approx 0.9$. Les contributions relatives à l'amplitude de sortie au point O des trajectoires de phases 0, $\delta\phi$ et $2\delta\phi$ progressent de (1, 0.26, 0.01) respectivement pour 10 pulses à (1, 0.9, 0.32) après 30 pulses.

Nous extrayons de ces données une mesure de la gravité à l'aide du modèle, et trouvons $g = 9.815(4) \text{ m/s}^2$. La valeur connue par ailleurs de g à Palaiseau est 9.8095 m/s^2 , selon la base WGS84. Malgré un bon rapport signal sur bruit, on voit en Fig. 4.11 que la précision de la mesure est limitée par le fait que les franges ont une forme irrégulière dont il ne suffit pas de pointer les extrema. Le modèle doit reproduire les amplitudes de nombreuses trajectoires, dont certains déphasages ne sont pas commensurables (voir par exemple le chemin (d) en Fig. 4.9). De plus, les fluctuations techniques de la puissance de l'onde stationnaire peuvent brouiller les franges, sur lesquelles le modèle s'ajuste alors moins bien.

4.4 Un interféromètre à ondes multiples

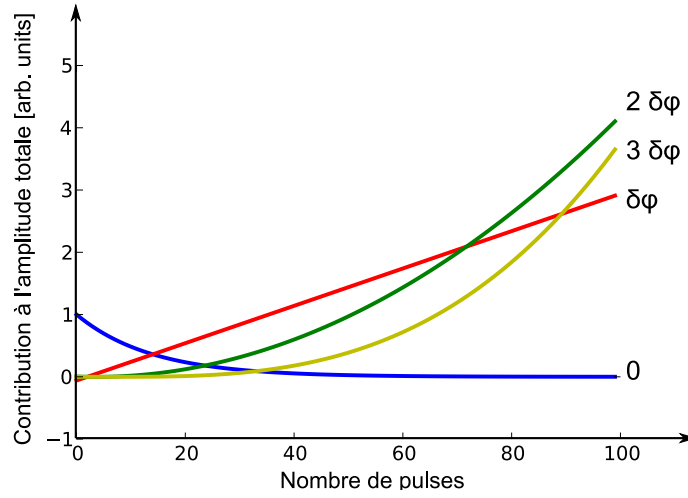


FIGURE 4.10 – Contributions à l'amplitude finale des principales familles de trajectoires, pour des pulses de $33 \mu\text{s}$, en fonction du nombre de pulses. En bleu : trajectoire de phase 0. En rouge : trajectoires de phase $\delta\phi$, en vert : trajectoires de phase $2\delta\phi$, et en jaune : trajectoires de phase $3\delta\phi$. A partir de 15 pulses environ, la contribution de l'ordre 1 devient majoritaire. On s'attend donc à des franges sinusoïdales de fort contraste. A partir de 70 pulses environ, la contribution des trajectoires de phase $2\delta\phi$ égale celle des trajectoires de phase $\delta\phi$. Figure reprise de [Brantut 09]

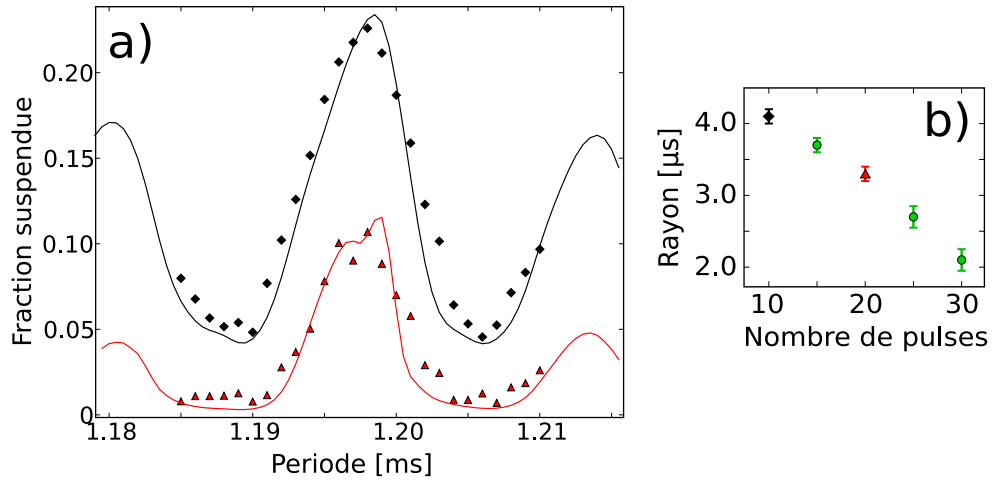


FIGURE 4.11 – a) Franges d'interférences pour 10 (diamants) et 20 (triangles) rebonds. Les points sont expérimentaux, tandis que les lignes sont issues du modèle avec $g = 9.815(4) \text{ m/s}^2$. Des pertes ont été rajoutées à posteriori, de 20 et 32 % respectivement. Le contraste augmente de 0.6 à presque 1, tandis que les franges s'affinent. b) Rayon à mi-hauteur des franges expérimentales en fonction du nombre de rebonds. Après 30 rebonds, la finesse de l'interféromètre atteint 4, ce qui indique l'influence de chemins de déphasage élevé.

4.5 Conclusion et perspectives

4.5.1 Points forts et améliorations possibles

Ce schéma, où la fonction d'onde atomique est séparée puis recombinaée à de nombreuses reprises successives, semble présenter une certaine robustesse face aux bruits et biais. La fonction de transfert du trampoline est étudiée dans la thèse [Brantut 09] pour quantifier la réponse face aux vibrations acoustiques du miroir de rétro réflexion. Certains biais, associés à l'emploi de nuages denses comme le sont les condensats de Bose-Einstein (voir annexe C), sont atténués par la succession "en série" de nombreux interféromètres élémentaires.

Il existe un certain nombre de possibilités pour améliorer la technique. Afin de réaliser plus de rebonds, une source plus froide est requise, par exemple en employant un condensat de Bose-Einstein dans un piège faiblement confinant [Hughes 09]. Par ailleurs, il serait possible d'optimiser les amplitudes de diffraction vers les différents ordres de diffraction en jouant sur l'enveloppe temporelle des pulses [Keller 99].

Mais surtout, l'emploi d'un atome léger comme le Lithium, et/ou d'une onde stationnaire de longueur d'onde plus courte, permettrait d'améliorer sensiblement les performances, et ce pour les raisons suivantes :

1. La période associée au trampoline classique $T_0 = \frac{\hbar K}{mg}$ serait augmentée. L'interfrange $\delta T = \pi/KgT_0$ serait donc affiné d'un facteur égal au rapport des masses.
2. Une masse légère est associée à une énergie de recul élevée. Alors, à température égale, la distribution d'énergie cinétique de l'échantillon initial serait plus aisément négligeable devant l'énergie de recul : $k_B T \ll \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m}$. Ceci permettrait de minimiser les pertes, et donc de réaliser autant de rebonds avec un meilleur rapport signal sur bruit ou éventuellement plus de rebonds.

En contrepartie, pour obtenir les mêmes efficacités de diffraction, la durée des impulsions devrait être plus courte pour maintenir $\frac{\tau}{\hbar} \cdot \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m}$ constant et rester à la limite du régime de réseau mince. Une technique de refocalisation du nuage, comme détaillée en [Impens 06], pourrait par ailleurs être utilisée pour bloquer l'expansion transverse du nuage, d'autant plus rapide que la masse est faible.

4.5.2 Perspectives

Notre interféromètre est comparable à un certain nombre de schémas explorés ou en court d'exploration. Il y a maintenant 16 ans, Henkel *et al* [Henkel 94b] proposaient la réalisation d'un interféromètre atomique en utilisant une onde évanescente modulée pour séparer et recombinaer les voies. Comme on le voit en Fig. 4.12, cette technique peut être prolongée en interféromètre répété fort semblable à notre situation. Sur un autre plan, la proposition théorique [Impens 09] suggère d'employer des transitions Raman pour développer un interféromètre à ondes multiples, qui à nouveau suspend le nuage contre la gravité. Cette solution propose un meilleur contrôle du schéma de trajectoires de l'interféromètre. Par contre, elle implique une cohérence de phase du nuage à longue portée.

Les perspectives de tels "lévitateurs quantiques" sont similaires à celles du trampoline classique, et se trouvent tant du côté des senseurs inertiels que des horloges atomiques [Impens 11].

4.5 Conclusion et perspectives

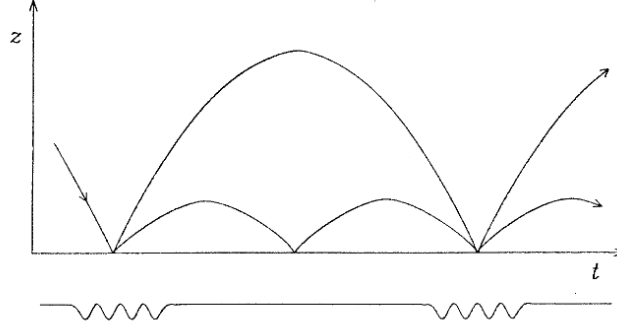


FIGURE 4.12 – Il est possible de diffracter un nuage sur un miroir à atomes, constitué d’une onde évanescente à la surface d’un prisme, d’amplitude modulée. Ceci peut être utilisé pour construire des interféromètres sensibles à la gravité, dans lequel les trajectoires atomiques se recombinent périodiquement. Figure extraite de [Henkel 94b].

En premier lieu, nous pouvons maintenir l’échantillon dans un faible volume et mesurer les forces qui s’y exercent, comme [Carusotto 05, Harber 05]. Toutefois, la résolution spatiale de notre interféromètre dépend de la force. En effet, si l’on veut que les trajectoires restent stationnaires, la période moyenne est liée à la force selon $T \approx \frac{\hbar K}{F}$. Alors, la séparation des principaux bras de l’interféromètre vaut $\delta z = \frac{\hbar^2 K^2}{mF}$. Pour pouvoir employer notre interféromètre à une mesure locale de la force F , il faut que celle-ci soit suffisamment homogène sur la distance δz - ce qui semble par exemple peu réaliste pour la mesure de forces de surface du type Van der Waals.

La technique semble plus prometteuse pour suspendre des horloges atomiques contre la gravité durant de longs temps d’interrogation. Par rapport aux horloges sur réseau [Takamoto 03, Campbell 08], ou à la suspension par oscillations de Bloch [Clade 05, Ferrari 06], la profondeur des potentiels optiques est inférieure et surtout le temps d’interaction avec ceux-ci est fortement réduit⁵. Ceci pourrait minimiser certaines sources de biais et bruits. Le trampoline pourra donc se révéler une approche complémentaire aux solutions existantes, après une étude des nouveaux biais et une amélioration des performances - notamment en termes de durée de suspension. L’ensemble de ces techniques, piégées ou en lévitation, associées à l’avènement des puces atomiques, ouvrent la voie à des mesures de précision sur des montages miniaturisés [Du 04].

Un exemple de marche au hasard quantique : Notre système illustre de manière frappante la différence entre un transport probabiliste (classique) et ondulatoire (quantique), via la réalisation d’une marche au hasard [Aharonov 93, Karski 09, Kempe 09] à travers le schéma discret de trajectoires.

Par ailleurs, la séquence expérimentale présente une forte similarité avec le système du rotateur rigide périodiquement perturbé (*periodically kicked rotor*), où les interférences peuvent bloquer la diffusion dans l’espace des moments [Moore 94, Ringot 00], ou au contraire l’accélérer

5. Notons que des longueurs d’ondes magiques, permettant d’annuler le déplacement lumineux différentiel de la transition horloge dans un potentiel optique, ne sont pas nécessairement disponibles pour toutes les espèces [Rosenbusch 09].

[d'Arcy 01, Ryu 06]. En changeant les échelles de temps de la séquence (durée et périodicité des pulses), la marche au hasard dans l'espace des impulsions passe dans l'espace des positions. Alors, les interférences peuvent accélérer la chute des atomes sous l'effet de la gravité ou au contraire les maintenir confinés à altitude constante.

4.5 Conclusion et perspectives

Deuxième partie

Dynamiques de transport dans un milieu bidimensionnel désordonné

Introduction

Dans la seconde partie de cette thèse, nous allons utiliser notre dispositif pour aborder un nouveau domaine d'application des atomes froids : l'étude de systèmes inspirés des problématiques de matière condensée, et en particulier de leurs propriétés de transport. Ce domaine s'enrichit de nouvelles questions, au fur et à mesure que quatre paramètres clés sont explorés : la température - grâce aux techniques de cryogénie ; la dimensionnalité - on pense notamment aux systèmes nanostructurés de boîtes quantiques, fils quantiques et puits quantiques en 0, 1 et 2 dimensions ; les interactions - en contrôlant la densité de porteurs de charges ; et enfin, le désordre, alors que les techniques de nanofabrication progressent.

Si le remplissage des bandes, causées par la structure périodique du matériau, sert d'ingrédient de base pour distinguer un métal d'un isolant [Ashcroft 02], ces quatre paramètres conduisent en effet une phénoménologie bien plus riche. La température, via les collisions permanentes entre le bain de phonons et les porteurs de charge, contrôle le mouvement diffusif de ces derniers. Il s'agit de l'ingrédient de base du modèle de Drude pour décrire la conduction ohmique à température ambiante. Par ailleurs, les interactions font apparaître de nouvelles phases quantiques, notamment les différents types de supraconducteurs, où à l'inverse la phase isolante de Mott [Mott 68]. Enfin, la présence de désordre peut à nouveau changer du tout au tout les propriétés de conduction. Un mécanisme emblématique de suppression du transport par le désordre est la localisation d'Anderson [Anderson 58].

Les phénomènes observés sont spécifiques de la dimensionnalité du système. Notamment, un système bidimensionnel est aisément affecté par le piégeage classique des porteurs de charge de basse énergie entre les pics du désordre. Cette transition de percolation, entre un régime isolant lorsque la majorité des porteurs sont piégés et un régime conducteur lorsque les zones accessibles se connectent, a été étudiée numériquement sur des modèles sur réseau [Kirkpatrick 73], avant d'être transcrite pour des systèmes continus [Smith 79, Weinrib 82].

Lorsque l'on rajoute les interactions entre porteurs de charge, la compétition avec le désordre fait apparaître une phénoménologie riche, comme par exemple la transition supraconducteur/isolant dans certains films d'alliages métalliques [Dubi 07]. Une physique complexe est aussi avantageusement explorée dans les hétérostructures semiconductrices GaAs/AlAs ainsi que dans les transistors au Silicium Si-MOSFETs¹. Ces échantillons sont notamment employés pour étudier l'effet hall quantique fractionnaire [Stormer 99, Tsui 99, Laughlin 99].

Un MOSFET est constitué de deux électrodes reliées par un gaz 2D de porteurs de charge, dont on peut contrôler la densité à l'aide d'une tension de grille (voir Fig. 5.1). Ce gaz, à l'interface entre un semiconducteur et un oxyde isolant, est très sensible aux défauts de la surface.

1. Le sigle MOSFET signifie *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*, ce qui se traduit en français par *transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteur*.

Un intense débat est né au sujet d'une transition métal-isolant, observée à basse température dans ce système [Kravchenko 04, Punnoose 05]. A faible densité de porteurs, on observe en Fig. 5.2 que la résistivité diminue avec la température alors que les excitations thermiques aident les porteurs à traverser le paysage désordonné. On parle de comportement isolant. A forte densité par contre, la résistivité est plus faible à basse température et augmente lorsque l'on chauffe l'échantillon. On parle de comportement métallique, où les excitations thermiques gênent le transport. Il fut pourtant communément admis qu'un système bidimensionnel ne pouvait pas avoir des propriétés de conduction métalliques avant cette remise en question [Abrahams 01, Fleury 08]. Cette transition en fonction de la densité de porteurs est observée à l'identique sur les systèmes de nanostructures GaAs/AlAs [Das Sarma 05, Allison 06].

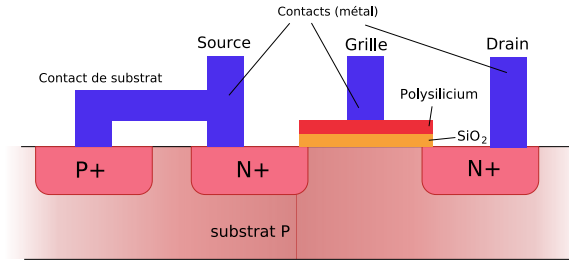


FIGURE 5.1 – Représentation schématique d'un MOSFET. Le transistor est constitué de deux électrodes reliées par une interface entre un semi-conducteur et une couche d'oxyde isolante. En présence d'un champ électrique appliqué via la grille de polysilicium, des porteurs de charge s'accumulent à cette interface, confinés en deux dimensions. La valeur du champ électrique permet de contrôler leur densité. Source : Wikipedia commons.

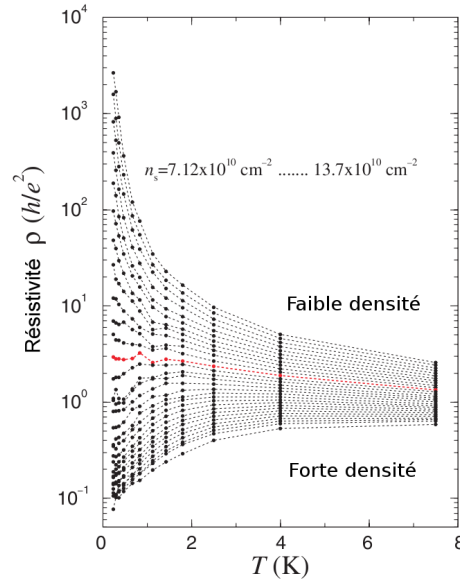


FIGURE 5.2 – Observation de la transition métal-isolant dans les transistors Si-MOSFET. A faible densité électronique, la résistivité diminue avec la température. A forte densité par contre, les excitations thermiques sont défavorables à la conduction. Figure reprise de [Kravchenko 04].

Contribuer au débat avec des atomes froids : Cet exemple illustre la phénoménologie riche pouvant émerger des ingrédients de la physique du solide : la statistique de Pauli, la dimensionnalité, le désordre, les interactions coulombiennes à longue portée, et quelques degrés de liberté supplémentaires (notamment la polarisation des fermions). Ces ingrédients sont maintenant portés un à un vers les systèmes d'atomes froids : la préparation d'échantillons fermioniques dégénérés, dans plusieurs composantes de polarisation, est maîtrisée [DeMarco 99]. Les premières expériences de transport dans des systèmes désordonnés ont commencé en différentes dimensionnalités [Billy 08, Roati 08, Dries 10, Robert-de Saint-Vincent 10a, Pasienski 10]. Après le contrôle des interactions à courte portée par des résonances de Feshbach, de nouvelles expériences commencent à étudier les interactions dipolaires à longue portée [Lahaye 07].

Parmi les paramètres caractéristiques de la transition métal-isolant observée dans les Si-MOSFETs, étudiés par [Fleury 10], nous notons par exemple que le vecteur d'onde à la surface de Fermi k_F et le libre parcours moyen l_B des électrons concernés sont reliés par $k \cdot l_B \approx 2$. Ceci caractérise un milieu très fortement diffusant. Dans cette thèse, nous allons montrer que nous sommes capables de reproduire ceci sur un échantillon de bosons ultrafroids, ouvrant la porte à l'observation de la localisation d'Anderson. Ainsi, le domaine des atomes froids est maintenant à même de reproduire des systèmes de matière condensée, en ajoutant un à un les ingrédients de façon contrôlée.

Mise en oeuvre de l'expérience

Dans ce chapitre, nous décrivons le montage d'une expérience de transport à travers un milieu bidimensionnel désordonné. Nous commencerons par introduire le projet expérimental et ses principales contraintes. Puis nous présenterons le dispositif, en commençant par le système d'imagerie par fluorescence sensible aux faibles densités atomiques. Nous mettrons en place et caractériserons le confinement vertical, réalisé dans le plan noir d'un faisceau similaire au mode gaussien TEM01, ainsi que le potentiel désordonné, réalisé à l'aide d'une figure de tavelures (ou speckle).

6.1 Projet expérimental

Nous cherchons à étudier le transport de particules bosoniques, approximativement sans interactions, dans un milieu bidimensionnel et en présence d'un potentiel désordonné. Ce système est dépourvu de mécanisme dissipatif, contrairement au modèle de Drude de la conduction Ohmique. Il révèle de nombreux comportements différents selon l'énergie des particules. Dans le cadre de la physique classique, une propagation diffusive est attendue aux grandes énergies, tandis qu'à la limite opposée d'énergie très faible, les particules peuvent être piégées dans le désordre - de façon similaire à [Clément 05, Fort 05, Schulte 05]. Dans le régime a priori conducteur, des corrections quantiques peuvent encore apparaître réduisant, voire annulant les coefficients de diffusion : on parle de localisation d'Anderson [Anderson 58], respectivement faible et forte.

Nous réalisons le paysage de potentiel à l'aide de déplacements lumineux, tant pour confiner les atomes dans un plan que pour générer le désordre. Afin d'étudier les différentes dynamiques, nous devons explorer une vaste gamme de paramètres - essentiellement, en jouant sur la température du nuage en fin d'évaporation ou bien sur la profondeur du désordre.

La dynamique des particules sera étudiée en observant l'expansion d'un ensemble d'atomes à partir d'un point source, de manière similaire à [Billy 08, Roati 08]. L'échelle de distance à laquelle un comportement, par exemple diffusif, se développe, peut être bien plus grande que la distance typique entre les extrema du désordre. Il est donc nécessaire de réaliser des expansions sur de grandes surfaces - de l'ordre du mm^2 . En conséquence, nous devons réaliser un confinement vertical raisonnablement homogène sur cette surface, dénué de tout effet de piégeage dans le plan horizontal. De plus, l'imagerie doit être sensible à de très faibles densités atomiques pour observer le nuage dilué. Enfin, pour réaliser une dynamique diffusive à de courtes échelles spatiales ou observer des corrections quantiques, la portée de la corrélation spatiale du désordre doit être aussi faible que possible. Ceci nécessite de projeter le désordre, généré optiquement, avec une grande ouverture numérique.

6.2 Imagerie par fluorescence

Pour réaliser des images sensibles à de très faibles densités atomiques, nous mettons en place un système d'imagerie par fluorescence. Nous employons une caméra EM-CCD (Electron-Multiplying Coupled-Channel Device) Andor Ixon+. L'arrangement géométrique des éléments est présenté en Fig. 6.1.

Les atomes sont excités par une mélasse optique, et la fluorescence est collectée par le haut par une paire de doublets de diamètre 2 pouces et de focale 190 mm, placés à 190 mm des atomes. Après réflexion sur un miroir à 45° , l'image est transportée sur le capteur EM-CCD par une paire de doublets 2 pouces de focale 150 mm. La plus forte ouverture numérique de cet étage de transport d'image, comparé à l'étape de collection, assure de ne pas diaphragmer le cône de lumière. Chaque pixel du capteur collecte la fluorescence issue d'une colonne traversant le nuage selon l'axe optique.

Comme l'imagerie a lieu sur l'axe vertical du PMO, nous n'utilisons que les faisceaux de mélasse horizontaux pour exciter le nuage. Le faisceau vertical montant vers la caméra est obturé mécaniquement en amont de l'enceinte, au foyer d'une lunette de grandissement 1. Le faisceau descendant, durant la phase de PMO, est superposé à l'axe d'imagerie de la façon suivante : initialement collimaté, il est focalisé par une lentille de focale 100 mm sur un miroir mobile, ≈ 95 mm au-dessus du couple de lentilles de collection. Ainsi le faisceau traverse bien l'enceinte collimaté. Pendant la phase d'imagerie, le miroir mobile est relevé : le faisceau de mélasse ne va plus vers l'enceinte et la caméra peut collecter la fluorescence des atomes.

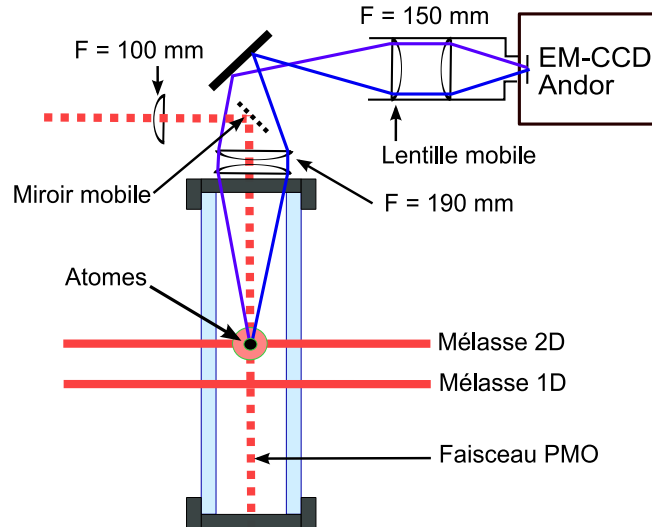


FIGURE 6.1 – Agencement du système d'imagerie par fluorescence sur l'expérience. Les atomes sont observés par le haut de l'enceinte. Le plan des atomes est conjugué au capteur par une paire de doublets achromatiques de focales 190 mm, distants des atomes d'environ 190 mm, suivis d'une paire de doublets achromatiques de focale 150 mm. Nous employons une caméra amplifiée EM-CCD Andor Ixon+.

Notre imagerie, d'ouverture numérique 0.13, a une profondeur de champ de l'ordre de $15\ \mu\text{m}$. Plus précisément, un point source dans le plan conjugué au capteur peut être déplacé verticalement de $\pm 130\ \mu\text{m}$ avant d'illuminer plusieurs pixels de la caméra. Ceci pose problème pour imager des nuages après des temps de vol longs (supérieurs à 5 ms) en raison de leur

6.2 Imagerie par fluorescence

mouvement de chute libre, et demande de déplacer une lentille (voir Fig. 6.1) pour maintenir la mise au point. Pour des temps de vol plus longs que 35 ms, le nuage sort des faisceaux de mélasse 2D. Nous avons donc ajouté une mélasse sur un seul axe (1D), 3.5 cm plus bas. Elle permet de réaliser des images après 86 ± 4 ms de temps de vol. Le grandissement est recalibré par comparaison avec des images par absorption.

6.2.1 Optimisation de l'excitation

Nous optimisons l'excitation de la fluorescence suivant les deux paramètres de mélasse suivants : désaccord et temps d'exposition. Nous cherchons un compromis entre un signal fort (associé à un désaccord faible et à une exposition longue) et une bonne résolution spatiale (limitée par le mouvement diffusif des atomes dans la mélasse [Hodapp 95]).

En fonction du désaccord de la mélasse, la figure 6.2a présente le nombre de coups observés sur un nuage froid initialement subrésolution après une exposition de 150 μ s. Le signal est bien plus large que la largeur naturelle de la transition $\Gamma = 6$ MHz, car la lumière est fortement saturante ($I \approx 5I_{sat}$ sur chacun des quatre faisceaux). Par contre, en Fig. 6.2b, nous observons que la taille du nuage varie de façon très sensible en fonction du désaccord. Légèrement dans le bleu (entre 5 et 10 MHz), le nuage est chauffé et grossit rapidement. Légèrement dans le rouge, le nuage est refroidi par la mélasse optique et diffuse lentement. Loin de part et d'autre de la résonance, nous observons des tailles intermédiaires car les atomes sont peu affectés par la mélasse. Il semble que le meilleur compromis entre résolution et signal soit obtenu pour un désaccord compris entre -5 et -10 MHz.

Dans un second temps, une fois le désaccord fixé, nous ajustons le temps d'exposition selon la résolution requise pour l'expérience (Fig. 6.2c,d). Ainsi, pour un désaccord de -10 MHz, après 100 μ s d'exposition nous résolvons 15 μ m, tandis qu'après 300 μ s nous ne résolvons plus que 25 μ m.

Pour la suite des expériences, un désaccord de -5 MHz associé à un temps d'exposition entre 150 et 220 μ s sera utilisé. Ces valeurs optimales sont comparables à celles de l'expérience [Bücker 09].

6.2.2 Défectivité de l'imagerie :

Une caméra amplifiée EM-CCD tire sa force du fait que le signal de photo-électrons est amplifié avant d'ajouter le bruit de lecture. Ceci permet d'obtenir de très bons rapports signal à bruit, notamment pour l'imagerie d'échantillons fortement dilués. Nous allons dans les prochaines lignes caractériser le bruit de la caméra et, par comparaison à un signal atomique, en déduire notre détectivité.

Nous opérons la caméra avec un capteur refroidi à -40 °C. Dans les conditions de l'expérience, c'est-à-dire dans une pièce noire mais en présence des faisceaux de mélasse, nous mesurons le bruit de la caméra en fonction du gain. En Fig. 6.3, nous présentons un histogramme du nombre de coups par pixel en l'absence d'atomes, sans gain (a) ou avec un gain $\times 31$ (b). Outre un déplacement de la moyenne du signal de fond, nous observons un élargissement et une déformation de l'histogramme, qui devient assymétrique.

Dans le tableau 6.1, nous présentons pour différents gain le nombre moyen de coups par pixel ainsi que la déviation standard du bruit. Le paramètre d'intérêt étant le rapport signal à bruit, nous indiquons en-dessous le rapport Gain / Déviation standard du bruit. En-dessous du gain 21, le bruit dominant est le bruit de lecture. Nous gagnons rapidement en rapport

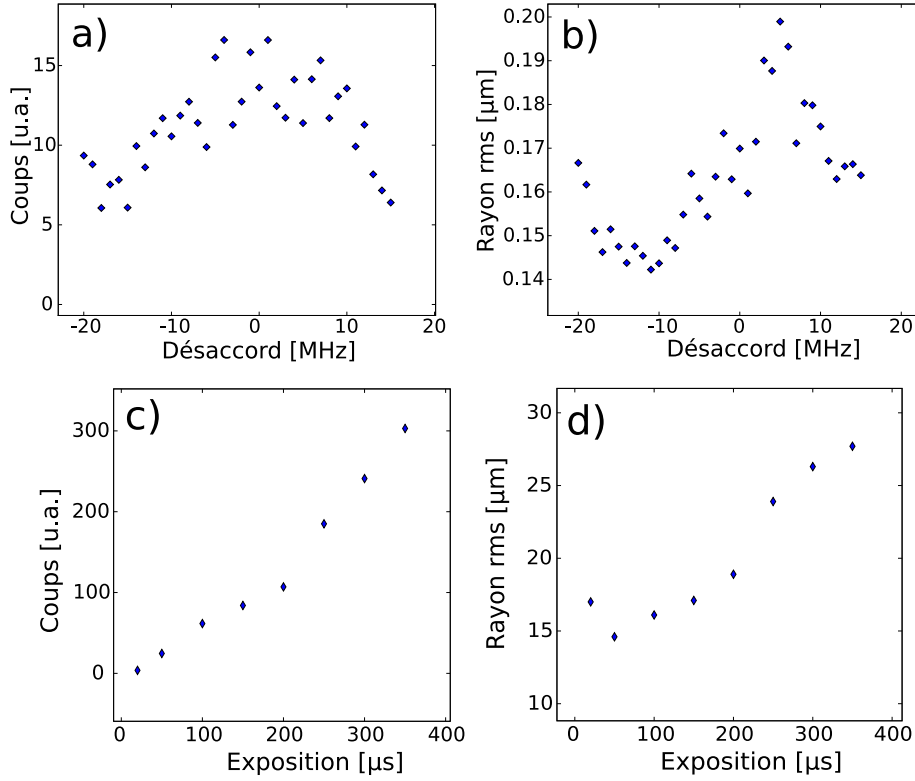


FIGURE 6.2 – Optimisation de la mélasse pour l'imagerie par fluorescence, sur un nuage initialement subrésolution. a,b : Nombre de coups reçus par le capteur et taille du nuage en fonction du désaccord, pour une exposition de $150 \mu\text{s}$. c,d : Nombre de coups et taille du nuage en fonction du temps d'expositions, pour un désaccord de -10 MHz .

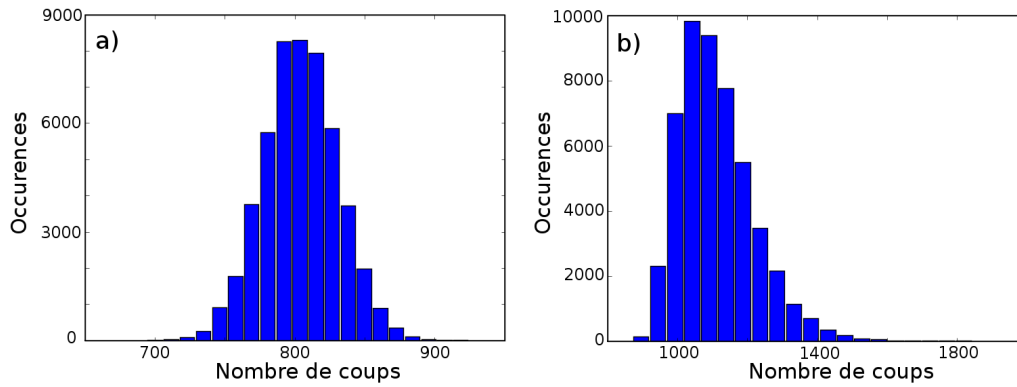


FIGURE 6.3 – Histogramme de bruit du capteur CCD, en présence des faisceaux d'excitation de la fluorescence mais en l'absence d'atomes. Entre une image sans gain EM (a) ou avec gain $EM \times 31$ (b), nous observons un élargissement et une déformation de l'histogramme.

6.3 Le confinement vertical

signal à bruit en augmentant l'amplification. Au-delà du gain 31, le bruit dominant est le bruit de photons (ou éventuellement le bruit thermique du détecteur), qui est amplifié avec le signal atomique. Lorsque l'on augmente l'amplification EM, nous ne faisons plus que perdre en dynamique alors que le rapport signal sur bruit approche une asymptote.

Gain EM	1	2	6	11	21	31
Signal moyen	804	941	972	1002	1070	1113
Déviatiion standard	26	28	32	43	74	106
Gain / bruit	0.038	0.071	0.188	0.256	0.284	0.292

TABLE 6.1 – *Caractérisation du détecteur porté à -40°C , en présence des faisceaux de mélasse mais en l'absence d'atomes. En fonction du gain de l'amplification EM, nous présentons le nombre de coups moyen par pixel et la déviatiion standard du bruit. Enfin, le rapport entre le gain de la caméra et la déviatiion standard du bruit est un critère de qualité, à mettre en balance toutefois avec la dynamique de l'image.*

Pour évaluer la détectivité de la caméra, nous comparons à gain 21 le signal par atome (calibré par des images d'absorption) avec la déviatiion standard du bruit. Nous estimons que le rapport signal à bruit vaut 1 pour une densité de 2.4 atomes par pixel - sachant que chaque pixel du détecteur, après binning, est conjugué à une surface de $12 \times 12 \mu\text{m}$ dans le plan des atomes.

Ces performances sont clairement limitées par le bruit de lumière ambiante. De meilleures performances ont été obtenues plus récemment avec une meilleur protection face aux sources de lumière parasite (diffusion de la lumière de mélasse dans l'enceinte, écrans d'ordinateurs), assurant une détectivité de 2 atomes par pixel avec un gain 60. Moyennant un travail sur les lumières parasites et une meilleure ouverture numérique, le même type de caméra peut permettre une détectivité à l'atome unique [Bücker 09].

6.3 Le confinement vertical

6.3.1 Revue des techniques

Le domaine des atomes froids, après avoir atteint les températures nécessaires à l'observation de la condensation de Bose-Einstein, s'est tourné vers l'étude des gaz confinés en basses dimensions. Ces travaux abordent notamment les effets de la dimensionnalité sur les phases quantiques, ou encore sur les interactions à deux ou trois corps. Il en est ressorti un certain nombre de techniques de confinement 2D, que nous présentons succinctement.

Contre une onde évanescence (Fig. 6.4a) : Une première technique est de piéger les atomes contre la surface d'un prisme, au point d'équilibre entre une onde évanescence répulsive et une force extérieure (gravitationnelle, magnétique, ou optique) [Gauck 98]. De tels systèmes ont permis de manipuler des quasi-condensats confinés en deux dimensions [Rychtarik 04], et sont adaptés à l'implémentation d'une imagerie à très forte résolution dans le plan des atomes [Gillen 09].

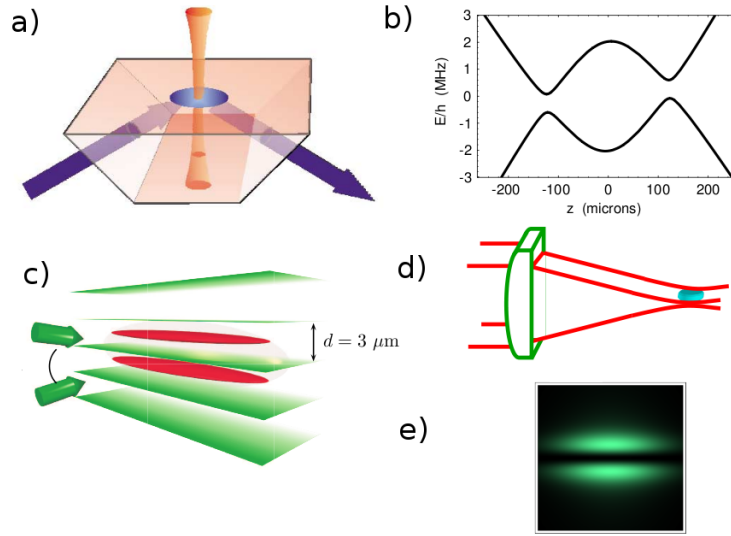


FIGURE 6.4 – Quelques techniques de confinement pour réaliser des pièges bidimensionnels. a) Contre une onde évanescente. b) Dans un piège magnétique habillé par radiofréquence. c) Dans une onde lumineuse stationnaire. d,e) Dans ou entre une ou plusieurs nappes de lumière.

Dans un piège magnétique habillé (Fig. 6.4b) : Il est aussi possible d'utiliser le potentiel effectif résultant d'un piège magnétique habillé par un couplage radiofréquence. Les atomes sont adiabatiquement chargés dans une superposition d'états hyperfins de spins opposés, et restent confinés à proximité d'une surface de champ magnétique constant [Zobay 01, Colombe 04]. Ce piège 2D, intrinsèquement courbé, peut par ailleurs être transformé en piège torique à l'aide de potentiels optiques [Heathcote 08], par exemple pour étudier l'établissement de courants permanents.

Dans une onde lumineuse stationnaire (Fig. 6.4c) : Le potentiel périodique créée par une onde lumineuse stationnaire fortement désaccordée peut aussi être utilisé pour piéger des atomes en deux dimensions [Burger 02, Bouchoule 02, Günter 05]. Il faut rendre négligeable l'effet tunnel entre sites voisins, en employant un réseau suffisamment profond ou bien en jouant sur l'angle entre les faisceaux pour espacer les franges. Cette technique a permis d'accéder à la physique à N corps, de l'étude des vortex jusqu'à la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless [Stock 05, Hadzibabic 06]. Les mesures sont toutefois réalisées sur plusieurs échantillons à la fois - ce qui interdit les mesures de fluctuations. Il est de plus difficile de faire en sorte que tous soient obtenus sous les mêmes paramètres thermodynamiques.

A l'aide de nappes de lumière (Fig. 6.4d,e) : Une dernière technique optique permet de réaliser un piège 2D. Un unique faisceau laser, désaccordé vers le rouge des transitions atomiques et fortement focalisé sur un de ses axes à l'aide d'optiques cylindriques, peut réaliser le confinement souhaité. Cette technique permet elle aussi d'étudier les transitions de phases en dimension 2, de la quasi-condensation [Görlitz 01] à la transition Berezinskii-Kosterlitz-Thouless [Cladé 09] - dont nous reparlerons à la fin de ce manuscrit. Toutefois, le profil du faisceau est responsable d'un confinement dans le plan où le mouvement n'est pas gelé.

Ce dernier point peut être corrigé en piégeant les atomes, non dans une nappe de lumière

6.3 Le confinement vertical

attractive, mais entre deux nappes de lumière répulsive - désaccordée vers le bleu des transitions atomiques. On réalise ces nappes en insérant une lame de phase sur le trajet du faisceau, déphasant de π une moitié par rapport à l'autre [Smith 05, Meyrath 05a, Meyrath 05b]. On crée alors un mode antisymétrique similaire à un mode TEM01, avec un plan noir où piéger les atomes. Nous emploierons cette technique pour bénéficier d'un piège très plat dans le plan.

6.3.2 Montage

Pour décrire notre piège, nous commencerons par décrire la source laser à 767 nm, générant le potentiel dipolaire répulsif. Dans un second temps, nous présenterons le montage optique permettant de focaliser sur les atomes un faisceau antisymétrique en champ. Nous caractériserons finalement le potentiel, théoriquement puis à l'aide d'une mesure optique du faisceau.

6.3.2.1 Source laser

Le potentiel dipolaire répulsif est généré à l'aide de lumière à 767 nm. Cette source laser est choisie pour être employée par ailleurs au refroidissement laser du potassium. Cet aspect est développé dans la publication [Stern 10], mais ne sera pas abordé dans ce manuscrit.

Le système laser, présenté en Fig. 6.5, tire profit de la technologie laser aux longueurs d'onde telecom, stable et modérément onéreuse. La source primaire est une diode fibrée émettant à 1534 nm (Fitel FOL 15DCWD-A81-19530-C, Furukawa Electric), soit deux fois la longueur d'onde de la raie D2 du potassium ^{39}K . Un amplificateur fibré dopé Erbium (Keopsys) fournit environ 200 mW de lumière, qui sont ensuite injectés dans un cristal de doublage de fréquence (HC Photonics). Le doublage est réalisé dans un guide d'onde de 32 mm de longueur et 0.5 mm d'épaisseur. Le matériau non-linéaire ($\text{MgO}:\text{SLN}$) est périodiquement inversé, et nous réalisons le quasi-accord de phase en ajustant la température, et donc la dilatation du matériau. Ainsi, un four maintient le cristal à une température de $\approx 50^\circ\text{C}$ ¹. En sortie, nous obtenons environ 9 mW de lumière à 767 nm², que nous injectons dans un amplificateur optique pour obtenir environ 700 mW de lumière.

En sortie d'amplificateur, la lumière est séparée en deux voies par un cube polarisant. L'une des voies va vers un dispositif d'asservissement semblable à celui utilisé pour le refroidissement laser du Rubidium³. L'autre voie est à nouveau séparée en deux : une partie est injectée dans une fibre optique, et servira à créer le potentiel désordonné que nous présenterons plus tard. L'autre partie est amplifiée à nouveau puis envoyée vers le système optique du piège 2D.

Filtrage de la lumière : Pour nos expériences, il est important que la lumière ne soit pas absorbée par les atomes. Or, les amplificateurs optiques à 767 nm génèrent une émission spontanée jusqu'à 780 nm. Nous cumulon donc deux techniques de filtrage en aval de chaque fibre. La lumière est tout d'abord filtrée par un cube polarisant : à l'aide d'une lame à retard $\lambda/2$ à 767 nm mais $\lambda/1$ à 780 nm, la lumière à 767 nm est transmise par le cube tandis que 99 % de la lumière à 780 nm est défléchi. Dans un second temps, la lumière passe à travers une cellule chauffée à 80°C contenant du Rubidium en phase gazeuse saturée.

1. A cette température, un effet photoréfractif vient régulièrement détériorer l'efficacité du doublage. L'efficacité nominale est récupérée en chauffant le cristal vers 60 à 70°C pendant 15 à 30 minutes.

2. Une technologie plus mature, testée sur le projet Miniatom, permet maintenant d'obtenir près de 200 mW en sortie du doubleur.

3. Cet asservissement n'est pas nécessaire pour confiner le Rubidium, mais pour réaliser un PMO de potassium (voir [Stern 10]).

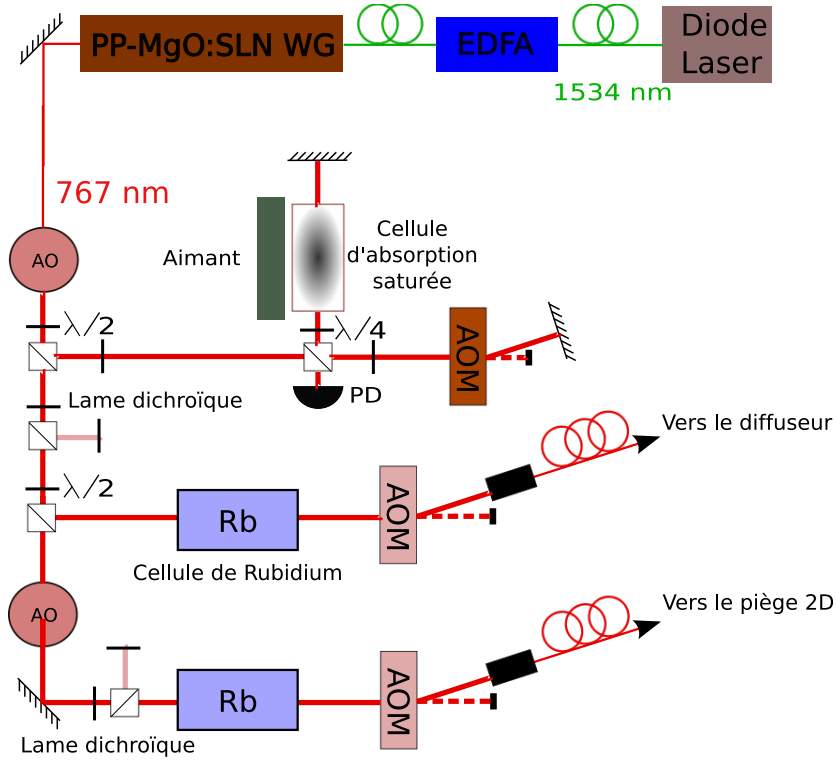


FIGURE 6.5 – Source laser telecom doublée pour le confinement 2D du Rubidium (et pour le refroidissement laser du potassium [Stern 10]). La source primaire est une diode fibrée à 1534 nm. Cette lumière passe par un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA), puis la lumière à 767 nm est générée par doublage de fréquence dans un milieu non-linéaire en guide d'onde (WG). Après amplification, elle peut être asservie en fréquence par spectroscopie d'absorption saturée de ^{39}K , puis envoyée vers l'expérience. Des cellules de vapeur de Rubidium et des éléments polarisants dichroïques permettent de filtrer les résidus de lumière à 780 nm émis par les amplificateurs optiques - voir texte.

6.3 Le confinement vertical

6.3.2.2 Schéma optique

En sortie de fibre, nous récupérons un mode gaussien TEM00 isotrope, que nous souhaitons antisymétriser pour obtenir un plan noir. Ce système a vécu plusieurs versions successives. Nous présentons maintenant la version avec laquelle l'étude de l'expansion diffusive 2D du nuage ultrafroid a été réalisée. Nous reviendrons en temps voulu sur une amélioration du montage.

Le schéma optique est représenté en Fig. 6.6. La sortie de fibre est collimatée par un coupleur *Schäfter und Kirchhof* A3.1, qui fournit un mode gaussien symétrique TEM00 de waist 0.28 mm se propageant horizontalement vers les atomes.

Sur l'axe vertical, le faisceau est tout d'abord élargi d'un facteur 20 par deux lentilles conjuguées de focales 10 mm (cylindrique) et 200 mm (sphérique). Puis, une lentille cylindrique de focale 200 mm focalise le faisceau dans le plan des atomes. Juste avant cette dernière lentille, alors que le faisceau est collimaté, nous insérons une lame de phase (Silios). La moitié supérieure du faisceau est déphasée de π par rapport à la moitié inférieure. En aval, le champ électrique est alors antisymétrique par rapport au plan horizontal et l'intensité dans ce plan est nulle.

Sur l'axe horizontal, le faisceau est agrandi d'un facteur 4 par une lentille cylindrique de focale -50 mm, couplée à la lentille sphérique de focale 200 mm déjà utilisée pour l'autre axe du faisceau. Nous obtenons un faisceau collimaté, avec idéalement un waist de 1.1 mm, qui se propage jusqu'aux atomes sans autre élément optique - à l'exception des hublots. Le système laser délivre approximativement 150 mW au niveau des atomes. La puissance est asservie par une photodiode en sortie de l'enceinte.

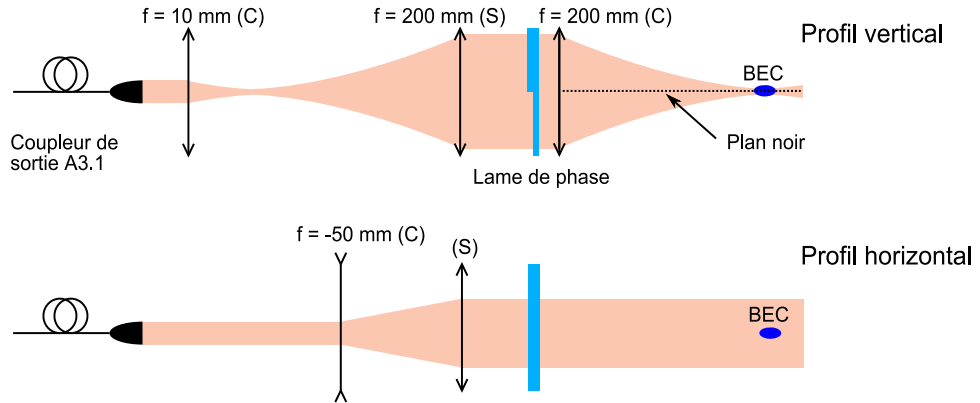


FIGURE 6.6 – Montage optique employé pour préparer les nappes de lumière. Des lentilles cylindriques (C) permettent de focaliser fortement le faisceau suivant la direction verticale, tout en laissant l'axe horizontal collimaté avec un waist d'environ 1.1 mm. Une lentille sphérique (S) est commune aux deux axes. Une lame de phase $0 - \pi$ permet de générer un plan noir dans lequel piéger les atomes.

6.3.2.3 Propriétés du piège

Ce montage génère un faisceau de champ antisymétrique par rapport au plan horizontal, et donc d'intensité nulle dans ce plan. Selon [Smith 05], le profil dans le plan focal (y,z) de la dernière lentille s'écrit :

$$I = \frac{2P}{\pi w_y w_z} \operatorname{erfi} \left(\frac{z}{w_z} \right)^2 \exp \left(-\frac{2z^2}{w_z^2} \right) \exp \left(-\frac{2y^2}{w_y^2} \right) \quad (6.1)$$

où les waists w_y, w_z peuvent être calculés à partir de la propagation d'un faisceau gaussien TEM00 le long du système optique, et où la fonction erfi est définie par rapport à la fonction erreur erf selon $\text{erfi}(z) = -i \cdot \text{erf}(iz)$. Notons que ce profil, bien que similaire à un mode gaussien TEM01, présente à waists égaux une enveloppe selon z plus large et une fréquence de confinement plus faible d'un facteur ≈ 1.8 .

Nous prévoyons des waist $w_z = 9\mu\text{m}$ et $w_y = 1.1\text{mm}$ selon les deux directions z (verticale) et y (horizontale, transverse à la propagation). La longueur de Rayleigh associée au confinement vertical vaut $z_R = 330\mu\text{m}$. Pour un faisceau de 150 mW, le piège est alors profond de $4.7\mu\text{K}$ (en tenant compte de la gravité) et offre un confinement vertical au focus $\frac{\omega_z}{2\pi} \approx 1\text{ kHz}$.

Par ailleurs, le piège est légèrement anticonfinant dans le plan horizontal, et ce pour deux raisons :

Le niveau fondamental du piège harmonique dépend de la position dans le plan, en raison du profil d'intensité gaussien selon y , et de la défocalisation verticale du faisceau lorsque l'on parcourt x . Si l'on considère des atomes piégés dans l'état fondamental du mouvement vertical, leur énergie se décompose de la façon suivante :

$$E = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + \frac{\hbar\omega_z(x, y)}{2} \quad (6.2)$$

où $\omega_z(x, y)$ est le confinement vertical en un point du plan horizontal. Ce second terme revient à une énergie potentielle maximale en $x = 0, y = 0$. À l'aide de l'équation 6.1, on peut dériver la courbure de ce terme de potentiel selon les deux axes x et y et donc les fréquences d'anticonfinement associées :

$$\omega_x = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_z(0, 0)}{4mz_R^2}} \approx 2i\pi \times 0.5\text{Hz} \quad (6.3)$$

$$\omega_y = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_z(0, 0)}{mw_y^2}} \approx 2i\pi \times 0.3\text{Hz} \quad (6.4)$$

L'altitude d'équilibre, où la force de gravité est compensée par la force dipolaire, varie aussi en fonction de la position dans le plan. Les atomes glissent donc sous l'effet de la gravité sur une surface incurvée. Si l'on somme l'énergie gravitationnelle et le potentiel dipolaire sur cette surface, nous obtenons un potentiel antipliégeant (voir Fig. 6.7a). À proximité du centre toutefois, les fréquences d'anticonfinement valent 0.9 Hz et 0.3 Hz, selon les axes x et y .

Cet anticonfinement reste modéré, et nous n'en avons pas de mesure expérimentale. Par contre, la surface d'équilibre au-dessus de la nappe supérieure est fortement courbée. Le potentiel est anticonfinant selon l'axe y , mais avec une fréquence de 2.7 Hz, et devient confinant selon l'axe longitudinale, avec une fréquence de 5.4 Hz (voir Fig. 6.7b). Si nous chargeons par erreur les atomes dans ce piège, nous observons sans ambiguïté que le mouvement des atomes après extinction du confinement à 1565 nm n'est pas ballistique dans le plan.

6.3.2.4 Caractérisation ex vivo

Le système optique est aligné et caractérisé en dehors de l'enceinte, en imageant le plan focale de la dernière lentille (c'est-à-dire, à terme, le plan des atomes) sur une caméra CCD pixelfly. Nous mesurons ainsi le waist horizontal du faisceau, qui vaut 1.3 mm. En insérant un

6.3 Le confinement vertical

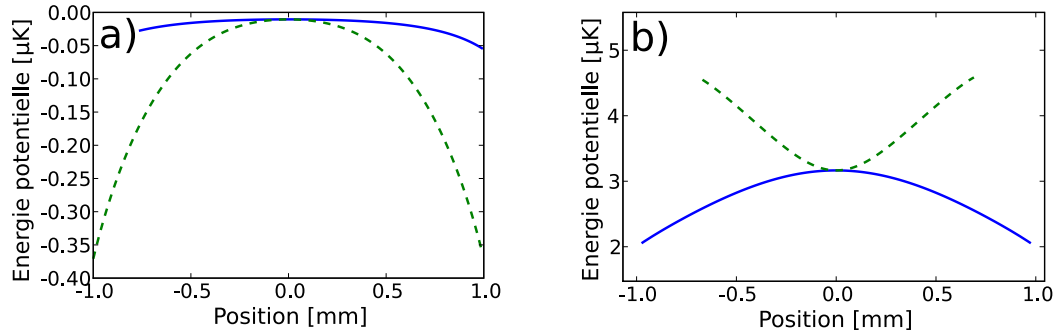


FIGURE 6.7 – *Energie potentielle totale sur la surface d'équilibre : a) entre les deux nappes, b) sur la nappe supérieure. La ligne continue est mesurée sur l'axe y transverse au faisceau, pour $x = 0$. La ligne pointillée est mesurée sur l'axe longitudinal x , pour $y = 0$. Notons que les variations d'énergie en ordonnée de la figure b, au-dessus de la nappe supérieure, sont bien plus élevées que celles de la figure a, entre les deux nappes.*

objectif de microscope $\times 25$ entre le plan des atomes et le détecteur, nous observons en Fig. 6.8 le plan noir entre deux nappes, où nous souhaitons confiner les atomes. Les deux crêtes sont séparées d'approximativement 16 microns, ce qui selon l'expression du profil d'intensité en eq. 6.1 est cohérent avec le waist calculé initialement ($w_z \approx 9 \mu\text{m}$).

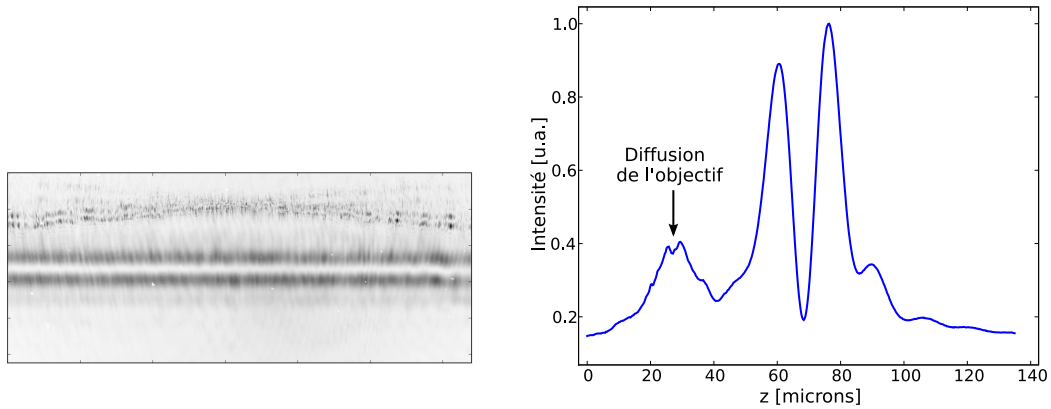


FIGURE 6.8 – *Profil du faisceau de confinement vertical. Gauche : photo du faisceau, imagé par un objectif de microscope $\times 25$ sur le capteur d'une caméra CCD pixelfly. On observe deux nappes de lumière séparées par un plan noir, ainsi que quelques rebonds de part et d'autre. Sur la partie supérieure de l'image, le signal est causé par des réflexions sur le bord de l'objectif de microscope. Droite : profil vertical du faisceau - obtenu après intégration de l'image suivant l'axe horizontal. Les deux nappes de lumière sont séparées d'environ 16 microns.*

6.3.3 Mise en oeuvre sur les atomes

6.3.3.1 Alignement du piège

Nous envoyons maintenant ce faisceau sur le nuage ultra-froid. Pour focaliser le faisceau au bon endroit, nous procédons en deux temps. Tout d'abord, nous imageons par fluorescence un échantillon en fin d'évaporation (ponctuel) sur une caméra CCD, disposée face au faisceau de piégeage 2D. Nous employons pour ce faire un dispositif de grandissement ≈ 2 constitué de deux lentilles de 100 et 200 mm. Dans un second temps, nous allumons le piège ; la caméra nous permet alors de centrer et de focaliser le faisceau dans le plan des atomes. Une fois les atomes transférés dans le piège, l'horizontalité est ajustée en observant le mouvement du centre de masse tout au long d'une expansion libre dans le plan, confinée verticalement, de 150 ms.

6.3.3.2 Caractérisation in vivo

Nous disposons de deux techniques pour caractériser le potentiel au niveau des atomes. Nous pouvons tout d'abord utiliser les atomes pour mesurer la force dipolaire à différentes altitudes. Nous contrôlons l'altitude du piège 2D à l'aide d'une platine micrométrique, permettant de translater l'ensemble du système optique. Pour mesurer la force qu'il exerce à l'altitude du condensat, nous relâchons brutalement le confinement 3D à 1565 nm, puis après 10 μ s - de sorte que le nuage n'a pas bougé - nous allumons le piège 2D pendant typiquement 1 ms. Cette durée doit être courte devant la période d'oscillation du piège, de façon à pouvoir négliger le mouvement du nuage. Enfin, nous mesurons la vitesse du centre de masse à l'aide d'un temps de vol de 20 ms.

Une telle mesure est présentée en Fig. 6.9. En a), nous présentons la position du centre de masse en fin de temps de vol en fonction de son altitude à l'instant de l'impulsion. En b), nous avons à titre de comparaison la forme théorique du potentiel, dont nos points sont censés former la dérivée. De cette mesure, nous extrayons la distance entre les deux maximums du potentiel (associés à deux "zeros" de notre mesure de force). Nous observons cette fois ci une distance de 22 microns. Ceci correspondrait à un waist vertical $w_z = 12 \mu\text{m}$. Ayant mesuré le waist horizontal $w_y = 1.3 \text{ mm}$, nous pouvons réévaluer la fréquence de confinement à 640 Hz.

Indépendamment, nous mesurons la fréquence d'oscillation verticale du piège. Des temps de vol sont réalisés après différents temps de tenue dans le piège 2D seul, afin de mesurer les oscillations de la vitesse du centre de masse. L'oscillation est déclenchée en éteignant brutalement le confinement du piège dipolaire 3D à 1565 nm, laissant le nuage hors équilibre. En Fig. 6.10, nous observons ainsi des oscillations à une fréquence de 680 Hz.

6.3.3.3 Défauts du piège

Nous observons un certain nombre de défauts dans notre piège, susceptibles d'affecter l'étude des propriétés de transport par des expériences d'expansion. Notamment, la planéité du potentiel est perturbée par deux défauts techniques :

Horizontalité : Nous mesurons l'horizontalité du piège en relâchant le nuage dans le piège 2D à un instant $t = 0$, puis en observant le mouvement du centre de masse dans le plan. Ce mouvement est une parabole, de laquelle nous extrayons une vitesse initiale imputée au lâcher, et une accélération causée par le défaut d'horizontalité du piège. Après optimisation,

6.3 Le confinement vertical

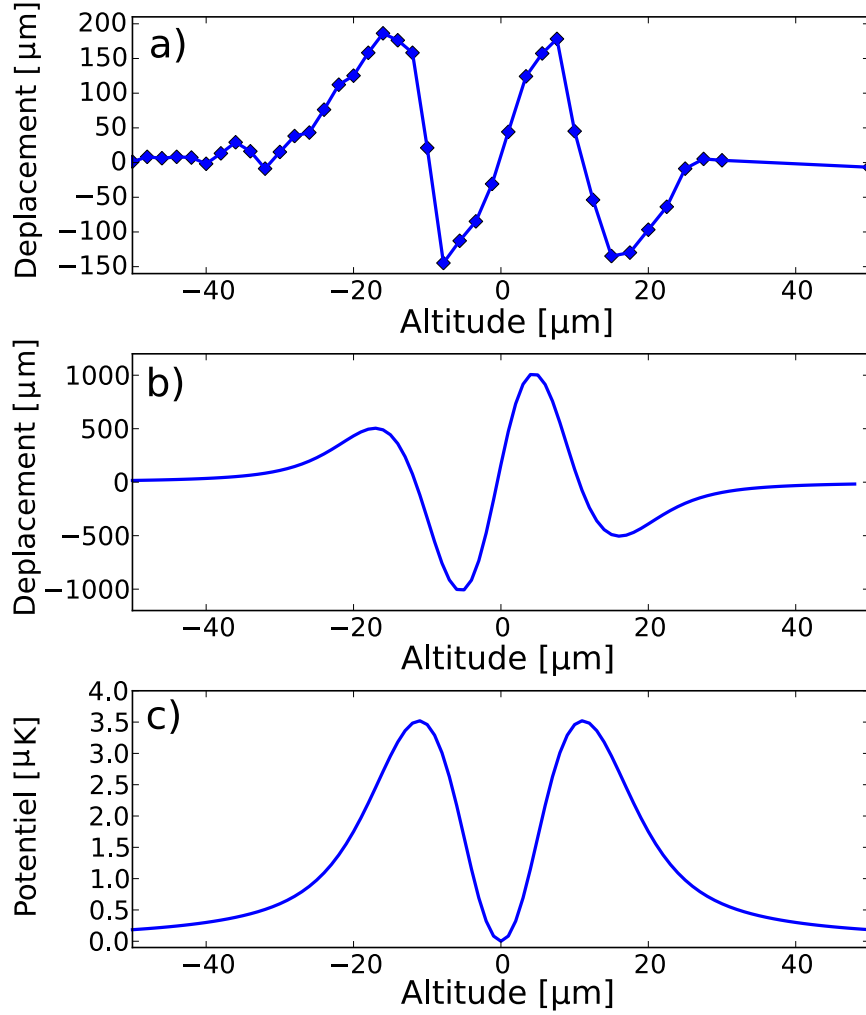


FIGURE 6.9 – a) Déplacement vertical du centre de masse du nuage, après une impulsion du piège 2D durant 1 ms puis une chute libre de 20 ms, en fonction de l'altitude du piège 2D. c) Profil théorique du faisceau selon l'axe verticale. Le waist est ajusté à 12 μm pour faire correspondre les extremums du potentiel avec les points de déplacement nul. b) Déplacement attendu en conséquence, dérivant du potentiel. Le déplacement maximal observé est plus faible qu'attendu, vraisemblablement car le mouvement des atomes dans le potentiel n'est pas négligeable pendant la durée de l'impulsion.

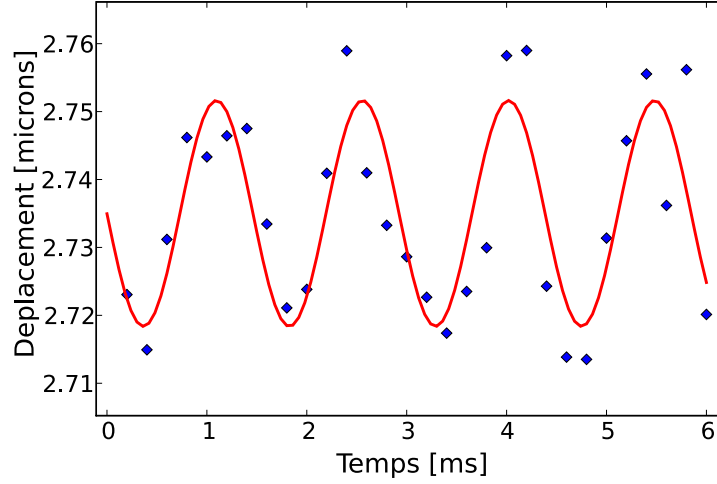


FIGURE 6.10 – Mesure de la fréquence de confinement du piège 2D. Après différents temps d'oscillation, le piège est relâché et nous observons la vitesse du centre de masse du nuage après un temps de vol de 20 ms. Pour une puissance laser de 150 mW, nous observons des oscillations de fréquence 680 Hz.

l'accélération dans le plan est inférieure à $2 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}^2$, ce qui correspond à un angle de 0.1° par rapport à l'horizontale.

Corrugations du potentiel : Pour de longs temps d'expansion ballistique du nuage dans le plan, nous observons la formation de structures allongées dans l'axe de propagation du piège 2D. Un exemple d'image, obtenue après une expansion de 70 ms d'un nuage à environ 200 nK, est présenté en Fig. 6.11. Nous estimons que de légères modulations du minimum du potentiel, de l'ordre de 1 à 10 nK, pourraient expliquer cet effet. Ce défaut n'est pas corrigé en changeant l'angle d'incidence sur les hublots⁴, et n'est pas sensible au diaphragmage des faisceaux. A la fin de ce manuscrit, nous emploierons toutefois un second montage, employant des prismes anamorphoseurs, pour lequel ces corrugations ont été réduites. Un effet des aberrations du système optique est donc à suspecter.

Emission spontanée : Pour un nuage piégé à une température de l'ordre de 200 nK, nous pouvons évaluer l'intensité moyenne vue par les atomes et en déduire un taux théorique d'absorption. Si le potentiel dipolaire moyen $\langle V_{dip} \rangle$ vu par les atomes est de l'ordre de $k_B T$, alors le taux de diffusion vaut approximativement :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{\langle V_{dip} \rangle}{\hbar} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} \approx 0.02/s \quad (6.5)$$

Où ω est la pulsation du laser, ω_0 est la pulsation de la transition atomique, et Γ la largeur de raie.

Expérimentalement, nous observons un chauffage bien plus marqué. Dans le piège dipolaire à 1565 nm en fin de rampe d'évaporation, en présence du confinement vertical, et en utilisant

4. Ainsi, des franges d'interférences entre différentes réflexions ne semblent pas être la cause du problème.

6.4 Réalisation d'un potentiel désordonné

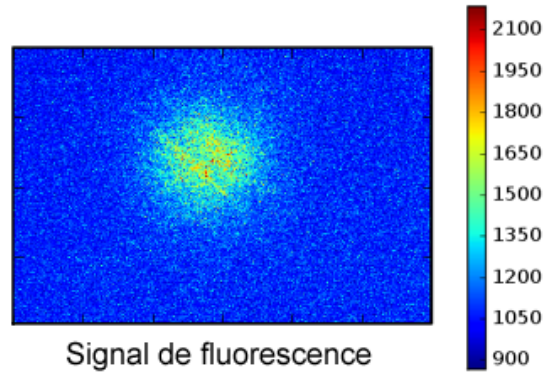


FIGURE 6.11 – *Signal de fluorescence d'un nuage de 200 nK, après 70 ms d'expansion dans le piège 2D. Nous observons la formation de structures allongées dans le nuage, selon l'axe de propagation du faisceau de confinement.*

une cellule de Rubidium à température ambiante pour filtrer l'émission à 780 nm, nous observons un temps de vie du nuage piégé de l'ordre de 0.2 secondes. Si l'on augmente la pression de Rubidium en chauffant la cellule à 80 °C, le temps de vie est multiplié par plus de dix, prouvant le rôle de la base d'émission spontanée des amplificateurs optiques.

6.4 Réalisation d'un potentiel désordonné

Pour réaliser un potentiel désordonné, nous projetons une figure de tavelures (ou speckle) sur les atomes. Il s'agit d'une distribution d'intensité aléatoire, observée en aval d'une source lumineuse secondaire rugueuse (en réflexion ou en transmission) éclairée par une source primaire cohérente. Le speckle a fait son entrée dans le domaine des atomes froids via la thématique du refroidissement laser [Horak 98, Grynberg 00] avant d'être appliqué à l'étude des propriétés de transport dans un potentiel désordonné [Clément 05, Lye 05, Billy 08, Dries 10]. La compétition entre les interactions et l'effet du désordre dans un réseau optique, complétant le lien vers les problématiques de matière condensée, est aussi étudiée en employant cet outil [Pasienski 10, White 09].

Pour nos études de transport dans un système bidimensionnel, nous employons cette technique en bénéficiant de l'expertise du laboratoire [Clément 06]. Nous commencerons par la présentation rapide de quelques propriétés statistiques du speckle. Dans un second temps, nous verrons le montage optique employé pour générer ce potentiel. Nous finirons par la mise en place de ce potentiel sur les atomes, et résumerons l'agencement général de l'expérience.

6.4.1 Propriétés du speckle

En aval d'un diffuseur éclairé par une source cohérente, les ondes partielles émises par les différents points du diffuseur interfèrent avec des phases aléatoires. Ceci produit un signal d'intensité fortement contrasté, organisé en grains de lumière répartis aléatoirement. Les propriétés statistiques de cette figure ont été étudiées en profondeur [Goodman 07], et nous allons résumer ici quelques points utiles pour la suite.

Nous ciblons toutefois une configuration particulière. Un diffuseur par transmission est éclairé par une onde plane polarisée linéairement et d'extension transverse finie. Une lentille est accolée à ce diffuseur. Nous étudions les propriétés du désordre au point focal de cette lentille. Cette configuration permet notamment de concentrer un maximum d'intensité lumineuse dans la zone d'intérêt.

Propriétés statistiques d'ensemble : De même que le diffuseur peut être représenté par un masque de phase aléatoire, le champ lumineux dans le plan focal de la lentille est une variable aléatoire. Dans la suite de cette partie, nous allons étudier les propriétés statistiques du désordre sur différentes réalisations, comme obtenues par exemple en remplaçant le diffuseur par un autre de même rugosité, ou en éclairant une autre zone d'un même diffuseur. Ainsi, les moyennes (notées $\langle \rangle$), variances, et autres moments du désordre sont évaluées sur un ensemble de réalisations.

Pour étudier les propriétés de transport d'un échantillon atomique dans ce désordre, il faudrait en principe moyenner les résultats expérimentaux sur différentes réalisations du désordre. Toutefois, nous allons réaliser des expériences où le mouvement des atomes est étudié à une échelle de distance où le potentiel est décorrélié entre deux points (c'est-à-dire, une échelle de distance grande devant la taille typique des grains du désordre). Alors, les propriétés statistiques d'ensemble que nous allons dériver deviennent pertinentes pour décrire la dynamique des atomes dans une unique réalisation du désordre [Clément 06].

6.4.1.1 Distribution d'intensité

Le champ électrique sur les atomes est la somme de champs émis par différents points du diffuseur, de phases aléatoires distribuées homogènement sur $[0, 2\pi]$. Dans le plan complexe, le champ électrique est donc le résultat d'une marche au hasard markovienne, de variance finie. En vertu du théorème de la limite centrale, pour une infinité de points sources sur le diffuseur, la distribution de probabilité du champ E en un point quelconque du plan focal image est donc une gaussienne isotrope dans le plan complexe :

$$p(E = Ae^{i\phi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}A_0^2} \cdot \exp\left(-\frac{A^2}{2A_0^2}\right) \quad (6.6)$$

où A_0 est la valeur rms de l'amplitude du champ, déterminée par l'intensité lumineuse sur le diffuseur, par l'angle solide dans lequel la lumière est diffusée, et par la focale de la lentille. Nous déduisons alors la loi de probabilité de l'intensité du champ, non gaussienne mais exponentielle :

$$p(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right) \quad (6.7)$$

Où $\bar{I}$ est simultanément l'intensité moyenne, et la variance de l'intensité.

6.4.1.2 Corrélation spatiale

Corrélation transverse : Par ailleurs, le désordre présente une corrélation spatiale à courte portée, que nous allons maintenant évaluer. Nous définissons la corrélation à deux points comme suit :

$$G^2(\delta\vec{r}) = \langle I(\vec{r})I(\vec{r} + \delta\vec{r}) \rangle \quad (6.8)$$

6.4 Réalisation d'un potentiel désordonné

où $\vec{r}, \vec{\delta r}$ sont deux vecteurs 2D dans le plan focal image.

À l'approximation paraxiale, le champ électrique $E(\vec{r})$ dans le plan focal image de la lentille est relié au champ électrique dans le plan du diffuseur $\mathcal{E}(\vec{R}) = A(\vec{R})e^{i\phi(\vec{R})}$ par une transformation de Fourier :

$$E(\vec{r}) \propto \int d\vec{R} \mathcal{E}(\vec{R}) e^{-i \frac{k_L}{f} \vec{r} \cdot \vec{R}} \quad (6.9)$$

où f est la focale de la lentille, et k_L le vecteur d'onde du laser. On peut alors calculer $G^2(\delta\vec{r})$:

$$G^2(\delta\vec{r}) = \langle E^*(\vec{r}) E(\vec{r}) E^*(\vec{r} + \delta\vec{r}) E(\vec{r} + \delta\vec{r}) \rangle \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} &\propto \int d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 d\vec{R}_3 d\vec{R}_4 e^{i \frac{k_L}{f} \vec{r} \cdot (\vec{R}_1 - \vec{R}_2 + \vec{R}_3 - \vec{R}_4)} e^{i \frac{k_L}{f} \delta\vec{r} \cdot (\vec{R}_3 - \vec{R}_4)} \\ &\times \langle \mathcal{E}^*(\vec{R}_1) \mathcal{E}(\vec{R}_2) \mathcal{E}^*(\vec{R}_3) \mathcal{E}(\vec{R}_4) \rangle \end{aligned} \quad (6.11)$$

Notons que seule la phase $\phi(\vec{R})$ du champ $\mathcal{E}$ est aléatoire, et qu'elle est homogènement répartie sur $(0, 2\pi)$. En conséquence, la moyenne statistique à l'intérieur de l'intégrale sera non nulle seulement dans les deux cas suivants :

- 1) $\vec{R}_1 = \vec{R}_2$ et $\vec{R}_3 = \vec{R}_4$
- 2) $\vec{R}_1 = \vec{R}_4$ et $\vec{R}_2 = \vec{R}_3$

Si le diffuseur est éclairé par un faisceau gaussien de waist w , alors dans chacun des deux cas ci-dessus :

$$\langle \mathcal{E}^*(\vec{R}_1) \mathcal{E}(\vec{R}_2) \mathcal{E}^*(\vec{R}_3) \mathcal{E}(\vec{R}_4) \rangle \propto e^{-2(R_1^2 + R_3^2)/w^2} \quad (6.12)$$

Seul le terme de phase dépendant de $\delta\vec{r}$ est différent dans les deux cas. En fin de compte on obtient

$$G^2(\delta\vec{r}) \propto \int d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 e^{-2(R_1^2 + R_2^2)/w^2} \cdot \left(1 + e^{ik_L \delta\vec{r} \cdot (\vec{R}_2 - \vec{R}_1)/f} \right) \quad (6.13)$$

$$G^2(\delta\vec{r}) = \bar{I}^2 \left(1 + e^{-\frac{w^2 k_L^2 \delta r^2}{4f^2}} \right) \quad (6.14)$$

Ainsi, la fonction de corrélation présente un terme constant, associé à la valeur moyenne du désordre, et un terme gaussien de largeur rms représentatif de la taille typique des grains :

$$\sigma = \frac{\sqrt{2}f}{k_L w} \quad (6.15)$$

Plus communément dans la littérature, il est fait mention d'un éclairage uniforme à l'intérieur d'une pupille de diamètre D . Le calcul se mène de la même manière pour donner :

$$G^2(\delta\vec{r}) = \bar{I}^2 \left(1 + \left| 2 \frac{J_1(\pi D \delta r / \lambda f)}{\pi D \delta r / \lambda f} \right|^2 \right) \quad (6.16)$$

où J_1 est la fonction de Bessel sphérique de première espèce.

En présence d'une ouverture numérique limitée par la taille des lentilles ou du diffuseur, il y a un compromis à trouver entre ces deux situations. L'éclairage uniforme assure le grain le plus fin, mais est associé à de fortes pertes lorsque le faisceau est diaphragmé.

Corrélation longitudinale : Ci-dessus, nous avons dérivé la longueur de corrélation du désordre dans le plan focal image de la lentille. Ce calcul peut être reproduit pour un déplacement δz suivant l'axe optique [Goodman 07]. Dans la situation usuelle d'une ouverture circulaire éclairée uniformément, on obtient :

$$G^2(\delta z) = \bar{I}^2 \left(1 + \left| \frac{\sin(D^2 \delta z / 8 \lambda f^2)}{D^2 \delta z / 8 \lambda f^2} \right|^2 \right) \quad (6.17)$$

Si l'on approxime cette fonction de corrélation par une gaussienne, le rayon rms de cette dernière est de l'ordre de

$$\sigma_{long} \approx 2.8 \lambda \frac{f^2}{D^2} \quad (6.18)$$

6.4.1.3 Speckle partiellement développé

Pour déterminer les propriétés statistiques du speckle, nous avons supposé qu'en chaque point de la zone d'expérience, l'ensemble des points du diffuseur contribuent avec des phases indépendantes et aléatoirement distribuée sur $[0, 2\pi]$. Si ce n'est pas le cas, le contraste de la figure de speckle diminue. Qualitativement, le profil du faisceau focalisé par le système optique sans diffuseur persiste, superposé à la figure de speckle aléatoire. Nous observerons cet effet en caractérisant notre désordre.

6.4.2 Mise en place

6.4.2.1 Système optique

La source laser à 767 nm, décrite en 6.3.2.1 pour le confinement vertical, est aussi utilisée pour créer le potentiel désordonné. Le système optique est représenté en Fig. 6.12. La lumière sort d'une fibre optique sans coupleur de sortie, avec une ouverture numérique de 0.12. La divergence est augmentée par une lentille divergente de focale -40 mm, puis le faisceau est collimaté par un doublet achromatique de focale 150 mm, et de diamètre 75 mm - diaphragmant le faisceau à $D/2 = 1.3 w$. Puis un second doublet identique vient focaliser le faisceau sur les atomes. Juste après la dernière lentille, nous insérons la lame diffusante (Luminit). La transmission de l'ensemble de ce système optique vaut 0.81. L'intensité du speckle est asservie sur une photodiode en sortie de l'enceinte.

L'angle maximal de déviation du diffuseur, 0.5° , est le fruit d'un compromis entre une homogénéité du speckle sur une grande surface et une forte intensité.

6.4.2.2 Caractérisation du speckle

Comme pour le piège 2D, nous caractérisons le speckle en dehors de l'enceinte, en imageant sur une caméra CCD pixelfly.

En Fig. 6.13a, nous plaçons le capteur de la caméra au foyer de la dernière lentille. Le speckle est compris dans une enveloppe de waist 1.1 mm. Il n'est pas pleinement développé : nous observons en effet au centre du speckle un système d'anneaux légèrement plus brillants, de diamètre 110 μm . Ces anneaux sont aussi observés en l'absence de diffuseur, et sont causés par les aberrations du système optique ⁵.

5. Sur les expériences plus récentes, un diffuseur avec un angle de déviation de 1° est utilisé. Le speckle est alors pleinement développé, en ce sens qu'il n'y a plus trace dans le speckle du profil d'intensité en l'absence de diffuseur.

6.4 Réalisation d'un potentiel désordonné

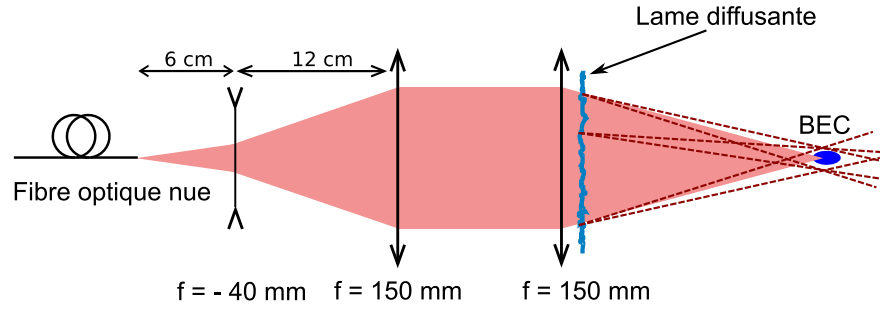


FIGURE 6.12 – *Système optique du speckle. La lumière sort d'une fibre nue, d'ouverture numérique 0.12. La divergence est augmentée par une lentille divergente de focale -40 mm, puis le faisceau est collimaté par un doublet achromatique de focale 150 mm. Une lentille identique focalise la lumière sur les atomes. La lame diffusante est accolée juste derrière la dernière lentille.*

Il est important d'employer des doublets corrigés des aberrations sphériques. En effet, si l'angle de déviation du diffuseur est inférieur à l'erreur angulaire associée aux aberrations sphériques en bord de lentille, tous les points du diffuseur ne contribuent plus au champ en chaque point du plan focal image ; la longueur de corrélation est réduite en conséquence. En employant un système optique semblable avec des lentilles singlets, nous avons constaté une augmentation de la longueur de corrélation - que nous mesurerons dans quelques lignes.

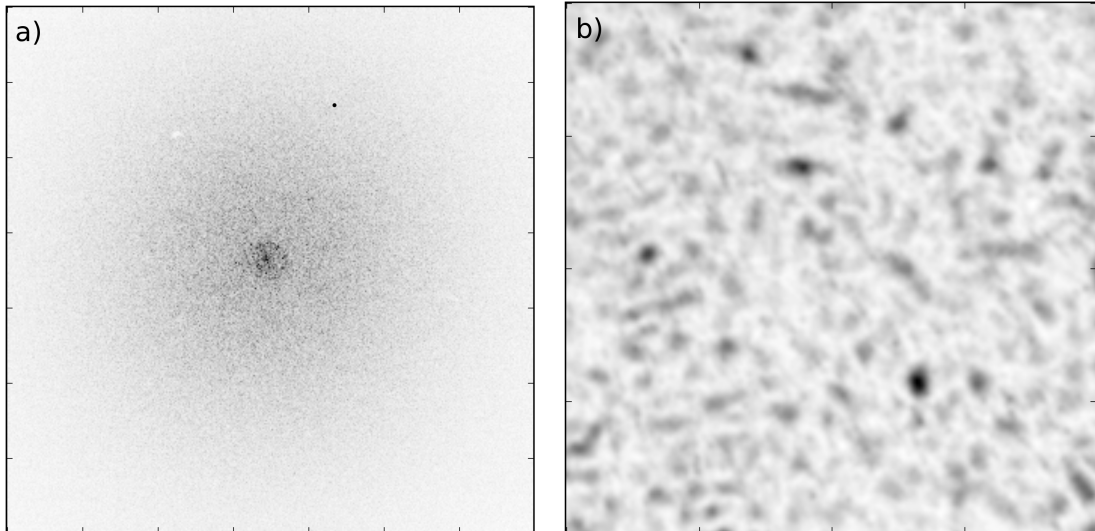


FIGURE 6.13 – *Images de la figure de speckle. a) Sans grandissement. Au centre de la figure, de waist 1.1 mm, nous observons quelques anneaux de diamètre 110 μm prouvant que le speckle n'est pas pleinement développé. b) Avec un grandissement 25. Nous observons un système de grains de dimensions et amplitude aléatoires.*

Sur l'image 6.13b, nous observons une zone du speckle avec un objectif de microscope x25. L'image est bruitée par la diffusion sur les bords de l'objectif⁶. Nous mesurons la fonction de

6. Ce bruit est de corrélation spatiale plus fine que le speckle imagé, et nous réduisons son effet en appliquant

corrélation spatiale $g^2(\delta r) = G^2(\delta r)/\bar{I}^2$ sur cette image. En fig. 6.14, nous voyons que cette corrélation est approximativement gaussienne, de rayon rms $0.8 \mu\text{m}$. Ceci correspondrait, selon l'équation 6.15, à un waist sur le diffuseur de 33 mm, alors que le rayon des ouvertures vaut 37 mm. Nous sommes donc dans une situation intermédiaire entre une illumination gaussienne et une illumination uniforme diaphragmée.

Si l'on applique les équations associée à une ouverture uniforme diaphragmée, nous pouvons donner une borne inférieure à la longueur de corrélation du désordre selon l'axe optique : $\sigma_{\text{long}} = 9 \mu\text{m}$. Cette longueur sera longue devant l'épaisseur des nuages confinés durant nos expériences (voir chapitre suivant).

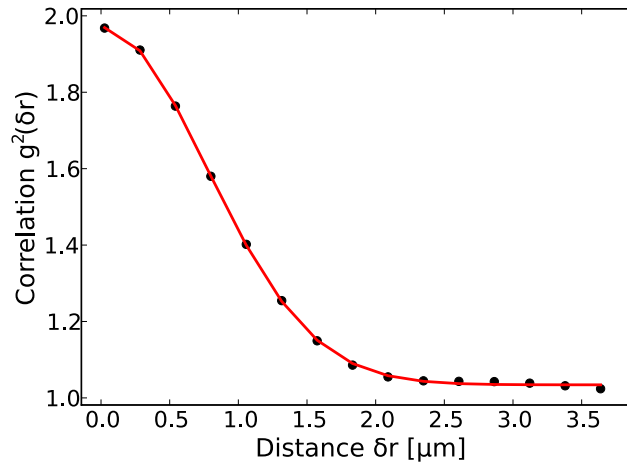


FIGURE 6.14 – Corrélation spatiale transverse du speckle. Nous observons une corrélation approximativement gaussienne, de rayon rms $0.77 \mu\text{m}$. Les points sont expérimentaux, réalisés à partir de l'image 6.13b, tandis que la courbe résulte d'un ajustement gaussien.

6.4.2.3 Agencement de l'expérience

Nous agençons les différents éléments de l'expérience selon la figure 6.15. Comme nous l'avons déjà vu, le piège 2D se propage horizontalement, tandis que l'imagerie est réalisée par le haut. Par contre, le speckle est projeté vers le piège 2D avec un angle de 30° par rapport à l'horizontale. En conséquence, l'intersection des grains avec le plan horizontal donne un désordre effectif anisotrope⁷. La longueur de corrélation selon l'axe y vaut donc $0.8 \mu\text{m}$, tandis que la longueur de corrélation selon l'axe x , partiellement sur l'axe optique du speckle, vaut $1.6 \mu\text{m}$.

6.5 Conclusion du chapitre

Dans les pages précédentes, nous avons mis en place une expérience à même d'étudier le transport d'atomes selon deux dimensions en présence d'un potentiel désordonné. Les atomes sont confinés verticalement par un piège de fréquence 680 Hz, et sont libres de se propager dans le plan, avec un anticonfinement résiduel de l'ordre de 1 Hz. Le désordre est anisotrope,

un léger filtre gaussien sur l'image.

7. Nous vérifierons plus tard que la longueur des grains est supérieure à l'épaisseur du nuage piégé.

6.5 Conclusion du chapitre

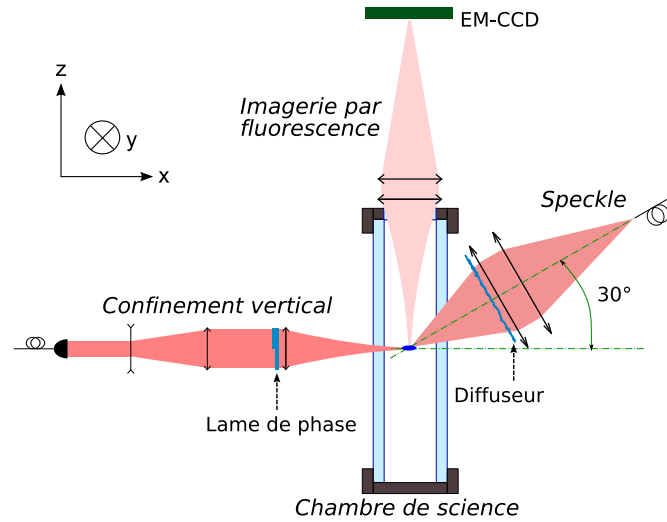


FIGURE 6.15 – Agencement des éléments de l'expérience autour de l'enceinte à vide. Les atomes sont piégés dans le plan horizontal et imagés selon l'axe vertical. Le désordre est projeté sur les atomes avec un axe de 30° par rapport à l'horizontale.

corrélé à une échelle de distance de 0.8 et $1.6 \mu\text{m}$ selon les deux axes propres. Nous pouvons désormais étudier la dynamique des atomes sur une surface proche du mm^2 , à l'aide d'une imagerie sensible à de très faibles densités (2.7 atomes par zone de $12 \times 12 \mu\text{m}$).

Une expérience de transport dans le régime classique

Nous étudions maintenant les propriétés de transport du milieu désordonné que nous avons mis en place pour les atomes. A ce jour, une dynamique diffusive d'atomes froids a été observée en présence des mécanismes dissipatifs du refroidissement laser [Jurczak 96, Horak 98, Grynberg 00, Grynberg 01, Sanchez-Palencia 02], ou encore dans un réseau conservatif en présence de collisions interatomiques [Schneider 10]. Nous allons maintenant voir qu'un système purement conservatif et sans interactions peut aussi être responsable d'une dynamique similaire au mouvement Brownien.

Ce chapitre, dévolu à un régime de transport classique, s'organise comme suit. Dans une première partie nous introduisons les concepts de diffusion et de diffusion anormale. Nous présentons ensuite une expérience à énergie élevée (autorisant une excitation du mouvement transverse) où nous mettons en évidence un comportement diffusif. Nous étudions alors plus en détail la dynamique à l'aide d'une modélisation numérique, et réalisons une mesure expérimentale de coefficients de diffusion en accord quantitatif avec la théorie. Nous finissons le chapitre par nos premiers pas vers un régime de plus basses énergies, où nous souhaitons mettre en évidence le transport subdiffusif de particules ainsi que leur piégeage sous le seuil de percolation du désordre. Cette étude est une première étape avant de pouvoir identifier des effets quantiques de suppression du transport, comme la localisation d'Anderson, sans confondre leurs signatures avec des propriétés classiques du système.

7.1 Phénoménologie du transport classique

7.1.1 La dynamique diffusive

Les processus diffusifs réalisent un pont entre des thématiques aussi variées que l'hydrodynamique (mélange de fluides), la thermique (propagation de la chaleur), la chimie des polymères (conformation des molécules longues, affectant la réactivité), ou encore l'électronique (conduction ohmique). Dans toutes ces situations, l'objet étudié se propage sous l'effet d'une force fluctuante - ou d'un équivalent formel. Le même comportement est observé : la variance du déplacement est proportionnelle au temps (ou à la longueur du polymère...)

Nous illustrons brièvement deux approches par lesquelles le comportement diffusif a historiquement été approché.

7.1.1.1 Le mouvement Brownien

Le premier modèle de diffusion est basé sur l'observation du mouvement Brownien par R. Brown en 1927 [Brown 28]. Il s'agit du mouvement chaotique de particules situées à l'intérieur

du milieu intracellulaire de grains de pollen¹. L'explication proposée en 1905 par [Einstein 05] repose sur une compétition entre les impacts discrets des particules avec les molécules du milieu, responsables d'une force fluctuante aléatoire, et l'effet d'ensemble de ces mêmes collision : la force de frottement visqueux. Cette situation est formellement décrite par le modèle de Langevin [Langevin 08]. La propagation diffusive est caractérisée, à une échelle de temps longue devant le temps caractéristique de dissipation du mouvement, par une distribution de probabilité de déplacement gaussienne, de variance proportionnelle au temps de parcours :

$$P(\vec{r}) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{d/2}} \exp(-\vec{r}^2/4Dt) \quad (7.1)$$

où d représente la dimensionnalité du système et D est un coefficient, nommé coefficient de diffusion. Il est déterminé par les propriétés du fluide (viscosité et température) ainsi que par la taille de la particule étudiée.

Cette dynamique se révèle extrêmement générale : identifiée sur des particules mésoscopiques, elle décrit aussi extrêmement bien la propagation de la chaleur, ou, à l'extrême opposé, le mouvement d'électrons dans un milieu métallique à température ambiante. Le modèle de la conduction de Drude est en effet fondé sur les collisions des électrons avec le bain de phonons du milieu cristallin. Ainsi, la conduction ohmique est un exemple de mouvement Brownien [Ashcroft 02].

7.1.1.2 Le modèle de la marche au hasard

Ce mouvement chaotique peut être décrit par un modèle simplifié de marche au hasard. Ce formalisme a été mis en relation avec le mouvement Brownien par M. Smoluchowski, G. Uhlenbeck, D. Ornstein, et d'autres encore. Il s'est de plus révélé applicable à l'étude de la conformation des polymères - avec de fortes implications concernant l'étude de leurs propriétés mécaniques et de réactivité.

Nous introduisons le modèle de marche au hasard à temps discrets. Dans cette description simple, la particule effectue à temps régulier un saut de longueur et direction aléatoire. Si chaque saut est décorrélé du mouvement précédent, le processus est dit Markovien.

Le paramètre que l'on recherche est en général le déplacement $\vec{r}$ de la particule au bout de N pas, qui résulte de l'ensemble des sauts $\vec{\delta}_i$:

$$\vec{r} = \sum_{i=1}^N \vec{\delta}_i \quad (7.2)$$

Si le processus est Markovien, chacun des sauts $\vec{\delta}_i$ obéit à une même distribution de probabilité $p(\vec{\delta})$. Supposons pour la suite que le problème est à symétrie centrale ($p(\vec{\delta}) = p(-\vec{\delta})$), et que la loi de probabilité est isotrope. Si cette loi présente une variance finie $\langle \vec{\delta}^2 \rangle = \sigma^2$, alors en vertu du théorème de la limite centrale, la somme des variables aléatoires indépendantes $\vec{\delta}_i$ tend après un grand nombre N de sauts vers une loi de probabilité gaussienne de variance $N\sigma^2$. Le processus est donc diffusif.

1. Contrairement à une idée répandue, le mouvement Brownien n'a pas été observé sur les grains de pollen eux-mêmes.

7.1 Phénoménologie du transport classique

Du mouvement continu à la marche au hasard discrète : Le mouvement diffusif continu peut être caractérisé par deux grandeurs : une échelle de temps, et une échelle de distance. La longueur de Boltzmann l_B reflète la distance caractéristique parcourue par la particule avant que sa direction de propagation ne soit décorrélée de la direction initiale. De même, le temps de Boltzmann τ_B reflète le temps caractéristique de mémoire de la vitesse initiale, ou encore, de décroissance de la fonction $\langle \vec{v}(t_0) \cdot \vec{v}(t_0 + \tau) \rangle$ ². Ces deux grandeurs sont définies par rapport à la constante de diffusion D , en dimension d et pour une particule de vitesse quadratique moyenne v , selon [Kuhn 07] :

$$D = \frac{l_B^2}{\tau_B} = \frac{vl_B}{d} = \frac{v^2\tau_B}{d^2} \quad (7.3)$$

Ces paramètres peuvent servir à modéliser le mouvement continu par une succession stroboscopique de sauts aléatoires. Ainsi, si l'on relève la position de la particule en des instants séparés par $\delta t = 2\tau_B/d$, on observe une loi de probabilité de déplacement $p(\vec{\delta})$ gaussienne de variance $\langle \delta^2 \rangle = 4l_B^2$. Après un grand nombre N de sauts, réalisés en un temps $t = 2N\tau_B/d$, la loi de probabilité du déplacement totale présente donc une variance

$$\langle r^2 \rangle = 2d \frac{l_B^2}{\tau_B} t \quad (7.4)$$

ce qui décrit bien un comportement diffusif de coefficient $D = \frac{l_B^2}{\tau_B}$. Notons toutefois qu'à une échelle de temps inférieure à $2\tau_B/d$, la propagation continue n'est pas descriptible par un modèle diffusif car ce dernier prévoit une vitesse de propagation supérieure à v . Nous aborderons ce régime transitoire [Lai 05] lors des expériences.

Effet de la dimensionnalité : Ce parallèle tiré entre les marches au hasard markoviennes et les processus diffusifs en général, est un atout pour étudier les propriétés du mouvement réel. Il permet en particulier d'évaluer la probabilité de la présence de boucles dans une trajectoire. Le théorème de Polya [Polya 21, Domb 54, Hughes 95] statue que, en dimensions 1 et 2, la probabilité de retour vers l'origine à temps infini tend vers 1. Au delà de la dimension 2 par contre, la probabilité de retour à temps infini reste inférieure à 1 - elle vaut 0,34 pour une marche au hasard tridimensionnelle comme décrite au paragraphe précédent. Ceci a de fortes conséquences sur le comportement physique des systèmes désordonnés, classiques comme quantiques. En particulier, la dimension 2 est une dimension critique pour le phénomène de localisation d'Anderson, qui peut s'interpréter en termes d'interférences entres trajectoires formant des boucles (voir Chap. 8).

7.1.2 La diffusion anormale

Nous venons d'introduire la notion de dynamique diffusive à partir du mouvement chaotique de particules sous l'effet d'une force fluctuante. Il existe toutefois des situations fréquentes où une propagation chaotique peut suivre une loi non diffusive [Bouchaud 90, Metzler 00].

Ces situations peuvent être appréhendées dans le cadre des marches au hasard. Ainsi, le temps entre deux sauts peut être une variable aléatoire, avec une distribution de probabilité $p(t)$. Celle-ci peut ne pas admettre de variance, par exemple si sa forme asymptotique est

2. La moyenne désigne ici indifféremment soit une moyenne temporelle sur une trajectoire, soit une moyenne sur différentes réalisations de trajectoires.

$p(t) \sim \left(\frac{t}{\tau}\right)^{-1-\alpha}$, avec $0 < \alpha < 1$. Comme on peut le voir en Fig. 7.1, la distribution de présence après un temps t n'est pas gaussienne, et sa variance dépend du temps à la puissance $\alpha < 1$: on parle de propagation subdiffusive. Ce type de processus est par exemple observé en physique atomique dans le cadre du refroidissement sub-recul, avec la technique de "Velocity-Selective Coherent Population Trapping" [Aspect 88, Bardou 94, Bardou 02] - où la marche au hasard s'effectue dans l'espace des impulsions.

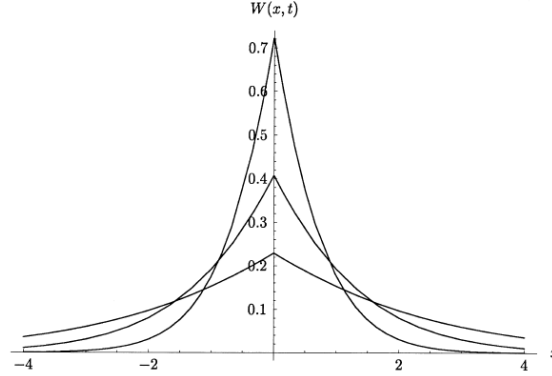


FIGURE 7.1 – Distribution de probabilité de présence lors d'une marche de Lévy, après des expansions de durées relatives $t = 0.1$, 1 et 10 . Pour cet exemple, les temps d'attente obéissent à une loi de probabilité en $t^{-3/2}$ - similairement à la propagation dans l'espace des vitesses des atomes durant un refroidissement sub-recul par le mécanisme VSCPT [Bardou 02]. Source : [Metzler 00].

Un second exemple de dynamique non diffusive est celui des vols de Lévy, pour lesquels la distribution de probabilité des déplacements $p(\vec{\delta})$ décroît lentement aux grandes longueurs et n'admet plus de variance. Alors, le théorème de la limite centrale ne s'applique plus, et la propagation ne peut plus être caractérisée par une équation de diffusion. Cette dynamique reproduit par exemple la propagation des maladies ou des devises à travers le monde, affectées par les différentes échelles du réseau de transport (routier, ferroviaire, aérien...), ou encore la manière dont les animaux explorent un environnement en quête de nourriture. De telles situations ont été observées récemment sur la propagation de la lumière dans un milieu diffusant inhomogène [Barthelemy 08] - comme présenté en Fig. 7.2. Plus récemment encore, les collisions inélastiques entre photons et atomes ont été exploitées pour affecter la propagation de la lumière dans une vapeur atomique [Mercadier 09].

De façon plus générale, des processus appelés "marches de Lévy" permettent de prendre en compte une vitesse de propagation finie pendant les sauts [Blumen 89]. Ceux-ci donnent lieu à des comportements très divers, où la variance du déplacement peut être sublinéaire comme superlinéaire en temps.

Pour conclure, nous introduisons le vocabulaire de dynamique sub- et super-diffusive comme suit : à partir d'un point source, l'expansion est dite sub-diffusive si la variance du déplacement est proportionnelle au temps à une puissance $\alpha < 1$. Elle est dite super-diffusive si la variance du déplacement est proportionnelle au temps à une puissance $\alpha > 1$.

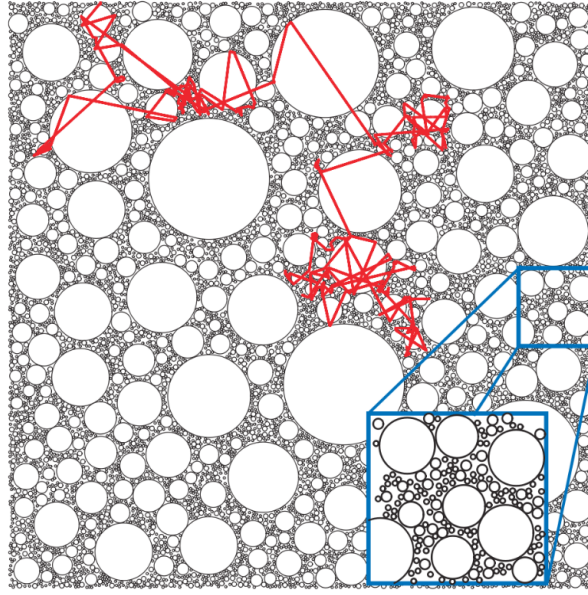


FIGURE 7.2 – Vol de Lévy dans un milieu désordonné. Un rayon lumineux se propage dans un milieu constitué de billes transparentes liées par un matériau de même indice optique mais rempli de diffuseurs. A cause de l'inhomogénéité du milieu, la lumière est tantôt bloquée dans une zone réduite, et tantôt se propage sur une grande distance à travers une bille. L'insert illustre la structure fractale du matériau, associée à la distribution de tailles des billes transparentes. Source : [Barthelemy 08].

7.2 Résultats préliminaires

Nous venons d'introduire la diversité de comportements accessibles au transport chaotique de particules classiques. Nous souhaitons étudier ces différentes dynamiques lors d'une propagation à travers un potentiel désordonné. Dans cette situation, le potentiel de speckle est la source d'une force fluctuante, similairement au mouvement Brownien, mais contrairement à [Jurczak 96, Grynberg 00] il n'y a pas de processus de dissipation. Dans les lignes qui suivent, nous introduisons notre expérience de transport en présentant quelques premiers résultats expérimentaux. Nous commencerons par présenter les paramètres typiques de l'expérience, dans un régime que nous dénommerons "de haute énergie". Dans un second temps, nous mettrons en évidence une dynamique d'expansion diffusive des atomes de l'échantillon.

7.2.1 Paramètres de l'expérience

Préparation de l'échantillon : Nous transférons les atomes dans le piège 2D de la façon suivante. Nous préparons un nuage ultrafroid, non dégénéré, de $2 \cdot 10^5$ atomes dans le piège dipolaire 3D à 1565 nm. En 5 ms, nous allumons le confinement vertical sur les atomes. Puis, en 200 ms, nous réduisons la puissance du piège à 1565 nm, ce qui réalise un refroidissement par évaporation confiné dans le plan. Nous obtenons un échantillon comportant entre $1 \cdot 10^5$ et $1.5 \cdot 10^5$ atomes, à une température de 200 ± 20 nK (légèrement supérieure à la température critique de condensation). Le désordre est alors allumé en 4 ms. Nous relâchons le nuage 1 ms plus tard en éteignant le confinement 3D à 1565 nm. Après un certain temps d'expansion dans le plan horizontal, nous coupons tous les potentiels puis imageons le nuage 0.1 ms plus tard

par fluorescence.

Grandeurs caractéristiques Nous résumons maintenant les principales grandeurs de l'expérience, regroupées par ailleurs en table 7.1.

Tout d'abord, nous pouvons comparer quatre énergies caractéristiques :

1. L'énergie mécanique des particules est de l'ordre de $k_B T \approx k_B \times 200$ nK.
2. Le confinement vertical $\omega_z = 2\pi \times 680$ Hz $\approx \frac{k_B}{\hbar} \times 33$ nK est inférieur d'un facteur 6 à l'énergie des excitations thermiques. La dynamique des atomes présente donc, en plus de l'expansion dans le plan, une oscillation verticale rapide.
3. Avec une puissance optique de l'ordre de 66 mW, nous réalisons un potentiel désordonné de profondeur moyenne et déviation standard $\bar{V} = k_B \times 53$ nK. Bien qu'inférieur d'un facteur quatre à la température du nuage, il laisse toutefois une forte probabilité pour les particules de croiser des pics de potentiel infranchissables [Weinrib 82]. Environ 2 % de la surface est énergétiquement inaccessible aux atomes d'énergie $k_B T$.
4. Dans le cadre de la mécanique quantique, une dernière échelle d'énergie apparaît, associée à la taille caractéristique des grains $\sigma \sim \sigma_y$. Cette échelle vaut $E_\sigma = \frac{\hbar^2}{m\sigma^2} \approx k_B \times 9$ nK. Un calcul théorique des propriétés de diffusion est possible en mécanique quantique dans le régime perturbatif, de petit paramètre $\frac{\bar{V}^2}{EE_\sigma}$. Ce rapport valant 1.6, notre expérience est hors du cadre de validité des théories analytiques développées par exemple dans [Kuhn 05, Miniatura 08]³.

De même, nous avons trois longueurs caractéristiques à comparer :

1. La longueur de corrélation du désordre est de l'ordre de $\sigma = \sigma_y \approx 0.8 \mu\text{m}$ selon l'axe y . Le désordre est anisotrope, avec une corrélation deux fois plus longue sur l'axe x .
2. Selon le vecteur d'onde des atomes dans le plan, les événements de diffusion (au sens de "collision") sur le potentiel désordonné doivent être ou non traités quantiquement. Dans notre échantillon, ce vecteur d'onde vaut $k = \sqrt{2mk_B T}/\hbar \approx 2\pi/0.7 \mu\text{m}$. Ainsi, le paramètre sans dimension $k \times \sigma$ est de l'ordre de 7 ($\gg 1$) : les collisions sont approximativement classiques et les particules sont assimilables à des objets ponctuels se mouvant dans le potentiel désordonné.
3. Enfin, le rayon rms du nuage selon l'axe confinant z est de l'ordre de $r \sim \sqrt{k_B T/m\omega_z^2} \approx 1 \mu\text{m}$. Or les grains de speckle ont un rayon de corrélation longitudinal $\sigma_{long} \sim 9 \mu\text{m}$: nous pouvons donc considérer qu'ils traversent le nuage de part en part, et supposer le désordre invariant selon son axe de propagation.

7.2.2 Mise en évidence d'un comportement diffusif

7.2.2.1 Première observation

Après préparation de l'échantillon, nous coupons le confinement 3D à 1565 nm pour laisser s'étendre le nuage dans le plan, en présence du confinement vertical et du désordre. En Fig. 7.3, nous constatons que l'expansion est alors fortement ralentie (rangée du bas) par rapport à une expansion ballistique sans potentiel désordonné (rangée du haut).

3. Dans la gamme de paramètres associés à la limite perturbative, la longueur de Boltzmann est légèrement trop élevée pour que la dynamique diffusive ne se mette en place à l'échelle de l'expérience. De plus, nous verrons en Chap. 8 que les corrections quantiques sont aussi peu susceptibles d'être observables dans ce régime.

7.2 Résultats préliminaires

$k_B T$	$\hbar \omega_z$	$\bar{V}$	σ	E_σ	$k\sigma$	$\frac{V^2}{k_B T E_\sigma}$
$k_B \times 200$ nK	$k_B \times 33$ nK	$k_B \times 53$ nK	$0.8 \mu\text{m}$	$k_B \times 9$ nK	6.7	1.6

TABLE 7.1 – Paramètres des premières expériences. La longueur de corrélation du speckle dans la direction y est $\sigma_y = \sigma$, tandis qu'en raison de l'inclinaison du désordre, la corrélation dans la direction x est $\sigma_x = 2\sigma$.

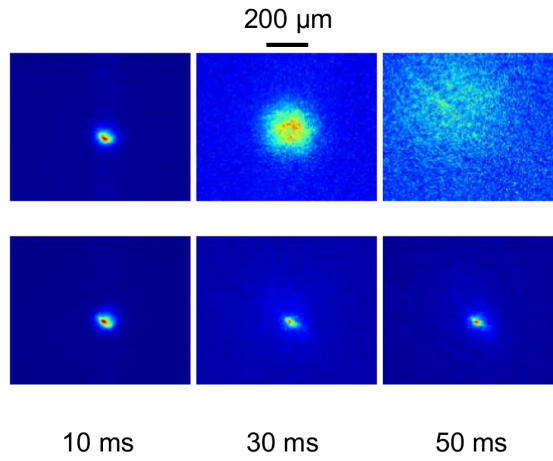


FIGURE 7.3 – Densité atomique après expansion dans le plan horizontal après différents temps d'expansion. La rangée du haut présente des expansions ballistiques en l'absence de désordre, tandis que la rangée inférieure présente des expansions en présence de désordre.

En Fig. 7.4a, nous observons plus en détail le profil de densité après 50 ms d'expansion. Nous observons deux structures⁴. Au centre se présente une structure piquée et anisotrope. Sur les bords, nous observons un halo isotrope, de densité comparable à ce que l'on observe en l'absence de désordre. Nous en déduisons que les atomes de ce halo, de grande vitesse, ont été peu affectés par le désordre à l'échelle de temps de l'expérience, tandis que les atomes du centre, d'énergie plus faible, ont été fortement affectés.

Si l'on intègre cette image suivant un axe du plan (en Fig. 7.4b et c), on identifie plus aisément le profil fortement piqué au centre. Après 200 ms d'expansion, le signal sur l'ensemble de l'image est grand devant celui obtenu sans désordre : seuls restent des atomes non ballistiques, fortement affectés par le désordre⁵. Le profil est clairement non gaussien et, dans l'hypothèse d'un comportement diffusif, suggère que les coefficients de diffusion sont dépendent fortement de l'énergie des différents atomes du nuage [Shapiro 07, Beilin 10].

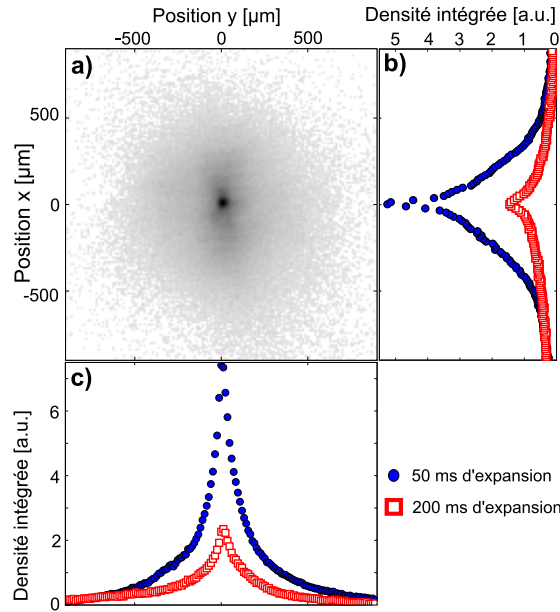


FIGURE 7.4 – Densité atomique après expansion dans le plan horizontal, en présence de désordre. a) Image après 50 ms d'expansion. b,c). Densités intégrées le long des deux axes propres. Les ronds correspondent au profil imagé après 50 ms d'expansion. Les carrés correspondent à une expérience de 200 ms d'expansion.

7.2.2.2 Une signature simple

Une première signature d'un comportement diffusif pourrait être recherchée dans l'évolution de la taille rms du nuage en fonction du temps. Si la majorité des atomes réalisent une expansion diffusif à partir d'un même point source, cette taille évolue proportionnellement à la racine du temps d'expansion t - même si les atomes d'énergies différentes ne diffusent pas avec les mêmes coefficients.

4. L'échelle de gris de la figure 7.4a est ajustée de façon à mettre en valeur les zones de faible densité atomique. Ceci explique la différence par rapport à l'image 7.3.

5. Nous discuterons ceci de façon plus quantitative en 7.5.2.

7.3 Modélisation classique

Toutefois, il est difficile expérimentalement d'extraire cette valeur rms sur un signal dilué, et nous ne disposons pas non plus d'une expression analytique simple de la densité à ajuster sur nos données. Une autre signature, plus élémentaire, est à notre portée. Supposons que nous observons l'expansion du nuage sur des distances bien supérieures à sa taille initiale. Alors, de même que la taille varie en $\sqrt{t}$ suivant les deux axes du plan, la densité au point source varie comme $1/t$. Par opposition, une expansion ballistique en l'absence de désordre est associée à une décroissance de la densité centrale comme $1/t^2$.

Nous vérifions ce comportement en Fig. 7.5 sur des expansions avec et sans désordre, durant 15 à 200 ms. Ainsi, lors d'une expansion purement ballistique, nous observons que la courbe n_0 en fonction de t est linéaire en échelle log-log, reflétant une dépendance algébrique d'exposant $-2.0^{+0.2}_{-0.3}$. L'incertitude ici présentée résulte d'une fluctuation entre différentes séries de données, supérieure à l'incertitude de chaque série. Nous supposons que cette fluctuation est causée par les corrugations du potentiel de piégeage. Si nous faisons la même analyse lors d'une expansion en présence du désordre, n_0 présente à nouveau une dépendance algébrique en fonction de t , d'exposant -0.9 ± 0.2 . Ceci semble compatible avec un comportement diffusif de la majorité des particules. Dans la suite de ce manuscrit, nous chercherons à extraire leurs coefficients.

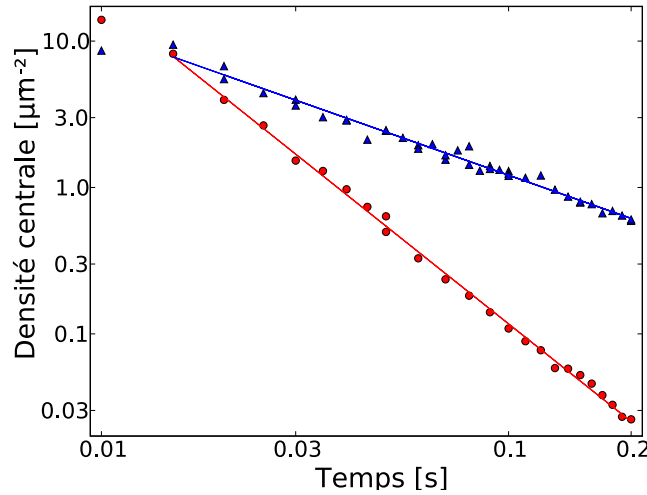


FIGURE 7.5 – Evolution de la densité crête du nuage $n(0,0,t)$ en fonction de la durée d'expansion - en représentation log-log. Triangles : expansion en l'absence de désordre. Cercles : expansion en présence de désordre. Les droites sont des fonctions d'ajustement avec une dépendance algébrique en t , entre 15 et 200 ms. Les exposants obtenus sur ce jeu de données sont -0.98 et -2.2 , respectivement avec et sans désordre.

7.3 Modélisation classique

Afin de réaliser des mesures quantitatives sur la dynamique des atomes, nous devons nous assurer d'un certain nombre de connaissances *a priori* sur le système. Notamment, en raison de la vaste gamme d'énergie recouverte par la distribution thermique de l'échantillon, nous devons vérifier quels régimes de transport existent dans notre système : les atomes risquent-ils d'être piégés, ou d'avoir un comportement non-diffusif, dans certaines gammes d'énergie ?

Comme mentionné en 7.2.1, les calculs analytiques perturbatifs [Kuhn 05, Miniatura 08] ne sont pas dans leur domaine de validité pour décrire notre système (nous y reviendrons au chapitre 8). Toutefois, comme $k\sigma > 1$, nous pouvons raisonnablement nous baser sur une simulation classique du mouvement de particules ponctuelles.

7.3.1 Un premier modèle simple

Nous employons tout d'abord une modélisation très simple pour faire pressentir la présence de différentes dynamiques de transport. Nous générons numériquement un potentiel de speckle 2D similaire à celui de notre expérience. Pour une énergie de particule donnée, nous identifions les zones classiquement inaccessibles en raison de leur énergie potentielle élevée. Nous simulons ensuite une propagation, en ligne droite et à vitesse constante dans les zones accessibles, et entrecoupée par des événements de réflexion élastique sur les bords des zones inaccessibles. Cette modélisation est purement 2D.

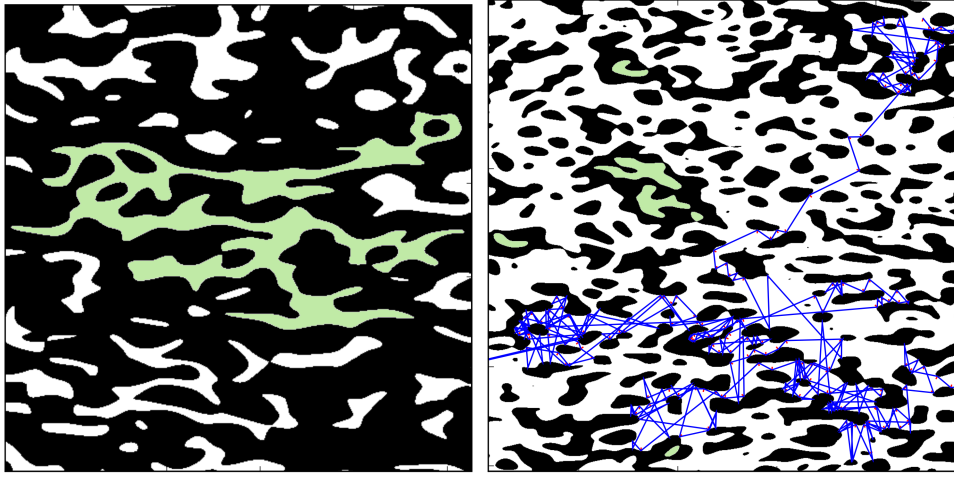


FIGURE 7.6 – Zones accessibles à une particule d'énergie $E = 0.3\bar{V}$ (gauche) et $E = \bar{V}$ (droite). Le désordre présente une anisotropie d'un facteur deux comme nos expériences. Lorsque $E = 0.3\bar{V}$, la particule est piégée dans une surface finie (illustré en vert pâle) mais il faut un temps long pour qu'elle en traverse tous les goulots et explore l'ensemble de la zone accessible. Lorsque $E = \bar{V}$, la particule n'est en général pas piégée (quelques exceptions sont notifiées en vert pâle). En bleu, nous présentons une trajectoire résultant de réflexions élastiques sur les parois des zones exclues. Nous observons que la particule effectue parfois un grand nombre de rebonds avant de sortir d'une enclave entre quelques pics de potentiel, pour en rejoindre une nouvelle plus éloignée.

En Fig. 7.6, nous introduisons le résultat de ce type de calcul, dans un désordre fort. A gauche, nous présentons l'allure des zones accessibles et inaccessibles pour une énergie $E = 0.3\bar{V}$. Nous voyons que la particule peut être piégée dans des zones d'extension finie - dont l'une est ici identifiée en vert. La taille de cette zone peut être grande devant la taille typique d'un grain de désordre, et une longue trajectoire est requise pour que la particule en franchisse tous les goulots d'étranglement.

A droite, nous présentons la même figure pour $E = \bar{V}$, assortie d'une trajectoire simulée comme expliqué ci-dessus. Nous voyons qu'il existe encore quelques zones piégées, mais l'essentiel de la surface est connectée. Toutefois, à partir de la trajectoire présentée en bleu, nous

7.3 Modélisation classique

observons que la particule peut rester longtemps dans une enclave entre quelques grains (en bas à gauche), avant de trouver une trajectoire d'échappement, comme celle qui mène vers le coin supérieur droit. Ce comportement pourrait être assimilable à une marche de Lévy (voir partie 7.1.2).

Nous introduisons maintenant une modélisation plus complète, permettant de caractériser les différentes situations qualitativement et quantitativement.

7.3.2 Différents régimes de transport

Les résultats que nous présentons dans cette partie ont été obtenus en collaboration avec Luca Pezzé et Laurent Sanchez-Palencia, et sont présentés dans la publication [Pezzé 11]. Ils reposent sur la simulation des trajectoires classiques des atomes dans le potentiel désordonné, en 2D. Pour étudier la dynamique à une énergie donnée, la position de la particule et sa direction de départ sont tirés au hasard, tandis que sa vitesse est ajustée pour obtenir l'énergie totale souhaitée. Les moyennes et variances sont évaluées sur différentes réalisations du désordre et orientations initiales de la vitesse. Ces simulations mettent en évidence la présence de régimes de subdiffusion et de piégeage sous le seuil de percolation du désordre.

Les simulations sont réalisées dans un système d'unités adimensionnées. L'unité de longueur est la longueur de corrélation du désordre $\sigma_R = \sigma_y \approx 0.8 \mu\text{m}$. L'unité de temps est définie selon $\tau_R = \sqrt{m\sigma^2/\bar{V}} \approx 0.5 \text{ ms}$, où m est la masse des atomes.

Régime diffusif :

Dans un premier temps, nous étudions les trajectoires d'atomes disposant d'une énergie élevée devant la profondeur du désordre. La figure 7.7 présente la trajectoire d'une particule dans le plan, issue initialement de la position $(x = 0, y = 0)$, avec une énergie totale (cinétique plus potentielle) $E = 3\bar{V}$. La variance du déplacement, dans un premier temps, va comme le carré du temps. La dynamique est donc transitoirement ballistique, jusqu'à ce que le vecteur vitesse se décorrèle de sa valeur initiale [Lai 05]. A partir de cette échelle de temps, de l'ordre de 50 ms, la dynamique devient diffusive et la variance du déplacement est proportionnelle au temps.

Régime piégé :

Lorsque le potentiel est suffisamment profond, il est possible de piéger des particules aux abords d'un minimum local de potentiel. Ce mécanisme survient très facilement dans un système unidimensionnel [Clément 05, Fort 05, Schulte 05]. Dans les systèmes bidimensionnels, le seuil de désordre responsable d'une suppression du transport a été étudié dès les années 1970. Le comportement critique à proximité de ce seuil dépend des propriétés de corrélation du désordre [Kirkpatrick 73]. En particulier, le seuil de percolation des zones énergétiquement accessibles a été déterminé dans un speckle répulsif, expérimentalement [Smith 79] puis théoriquement [Weinrib 82], et vaut $E_{perc} \approx 0.52 \bar{V}$.

La figure 7.8 présente la dynamique d'une particule dans le plan avec une énergie totale (cinétique plus potentielle) $E = 0.3 \bar{V}$. A nouveau, la variance est initialement quadratique en temps. En 10 ms, la dynamique devient subdiffusive, puis au bout d'environ trois secondes la variance arrête d'augmenter car les particules ont exploré toute la zone accessible.

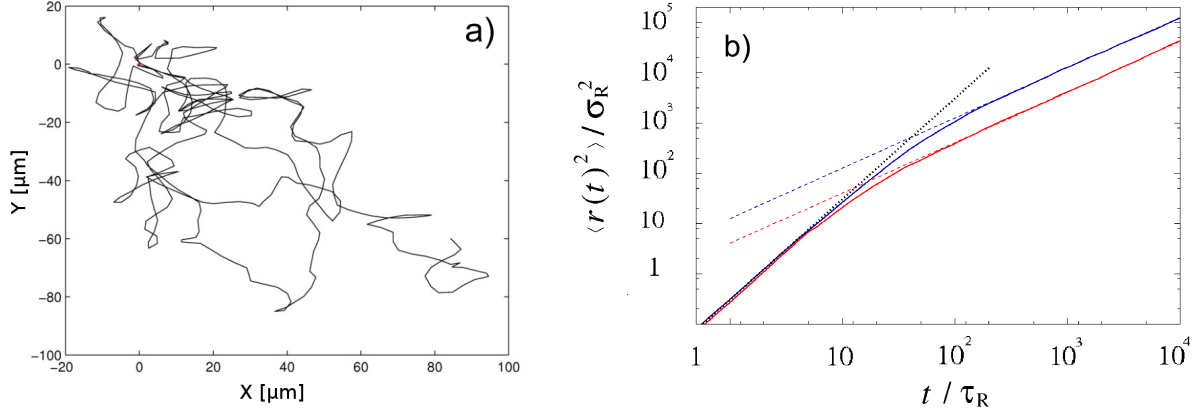


FIGURE 7.7 – a) Un exemple de trajectoire dans le plan d’une particule d’énergie $E = 3\bar{V}$. b) Variance du déplacement entre deux instants en fonction de l’intervalle de temps t . Nous observons une première dynamique transitoire ballistique, où la variance du déplacement est quadratique en temps. Au-delà d’environ 50 ms, la variance devient linéaire en temps, ce qui traduit un comportement diffusif.

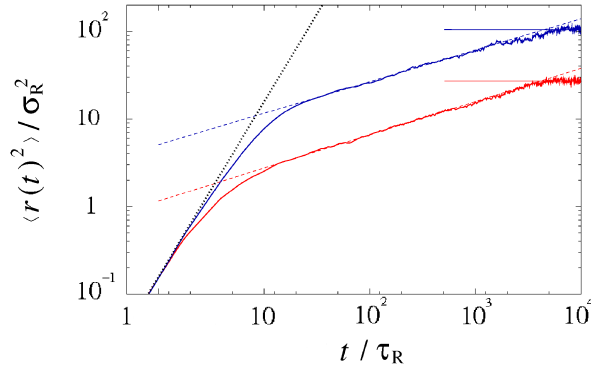


FIGURE 7.8 – Dynamique d’une particule d’énergie $E = 0.3\bar{V}$. Nous présentons la variance du déplacement entre deux instants en fonction de l’intervalle de temps t . Nous observons plusieurs dynamiques transitoires. De ballistique, le comportement devient subdiffusif en environ 10 ms, avec une variance dépendant du temps à la puissance ~ 0.4 . Au-delà de quelques secondes, la variance du déplacement devient stationnaire car les particules ont exploré l’espace fini accessible à partir de leurs positions de départ.

7.3 Modélisation classique

Régime transitoire subdiffusif :

A temps suffisamment long, il existe seulement deux dynamiques. Si $E < 0.52 \bar{V}$, les atomes cessent de se propager car ils sont piégés sous le seuil de percolation. Sinon, ils se propagent suivant un comportement diffusif.

Toutefois, lorsque l'on regarde la propagation des atomes en un temps fini, il n'y a pas une transition brusque entre ces deux comportements. De part et d'autre du seuil de percolation, on assiste à une dynamique subdiffusive transitoire [Lacasta 04, Sancho 04]. Si $E < 0.52 \bar{V}$, il faut en effet du temps pour que les particules explorent l'espace qui leur est accessible. Si $E > 0.52 \bar{V}$, comme nous l'avons vu en Fig. 7.6, les particules sont parfois piégées dans une enclave entre quelques grains avant de s'échapper vers une autre enclave. En Fig. 7.9a, nous observons à nouveau ce comportement sur la trajectoire d'une particule d'énergie totale $E = \bar{V}$ à partir de la nouvelle modélisation. En étudiant la variance du déplacement en fonction du temps sur la figure 7.9b, nous observons une succession de trois comportements : ballistique à temps court ($t < 10$ ms), puis subdiffusif à temps intermédiaire (entre ≈ 10 ms et ≈ 1 s), avant de rejoindre finalement le comportement diffusif, de variance linéaire en temps.

La figure 7.10 permet de repérer, pour deux temps d'expansion différents, la gamme d'énergie concernée par cette dynamique subdiffusive transitoire. Nous traçons pour les deux échelles de temps l'exposant α reliant la variance du déplacement au temps : $\langle r^2(t) \rangle \simeq t^\alpha$. Après 1 s (triangles et courbes continues), celui-ci passe rapidement de 0 (piégeage) à 1 (diffusion) aux alentours du seuil de percolation $E_{perc} \approx 0.52 \bar{V}$. Par contre, pour des temps compris entre 50 ms et 500 ms (ronds et courbes pointillées), le changement de régime s'étend encore approximativement sur l'intervalle $0 \leq E \leq 2 \bar{V}$.

Ceci correspond à l'échelle de temps des expériences : nous dirons donc que pour $E < 2 \bar{V}$, les atomes ont un comportement subdiffusif, plus fortement marqué en-dessous du seuil de percolation ($\alpha < 0.6$).

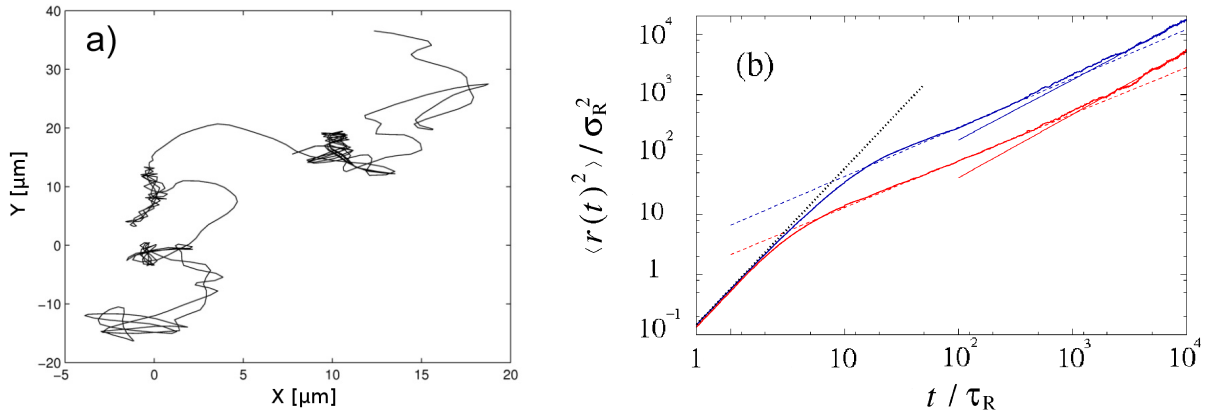


FIGURE 7.9 – a) Un exemple de trajectoire dans le plan d'une particule d'énergie $E = \bar{V}$. La particule semble régulièrement piégée dans des petites zones, puis au bout d'un temps aléatoire effectue un grand déplacement avant de se faire capturer à nouveau un peu plus loin. b) Variance du déplacement entre deux instants en fonction de l'intervalle de temps t . Nous observons plusieurs dynamiques transitoires. Le comportement est ballistique durant quelques millisecondes, puis devient subdiffusif entre 10 ms et 1 s. A temps long toutefois, la variance se met à dépendre linéairement du temps, ce qui traduit un comportement asymptotique diffusif.

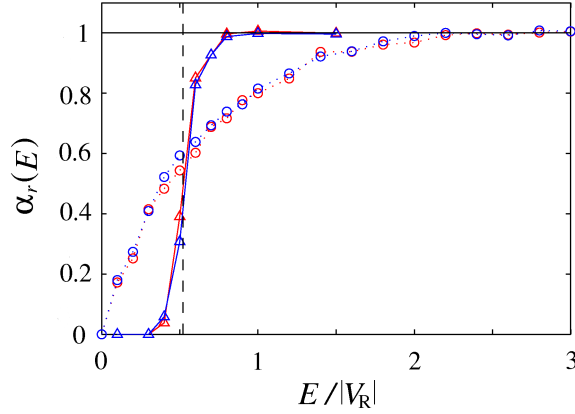


FIGURE 7.10 – Exposant α caractérisant la dynamique des atomes, selon $\langle r^2(t) \rangle \propto t^\alpha$, en fonction de l'énergie. Les ronds correspondent au comportement transitoire à une échelle de temps comprise entre 50 et 500 ms - et les deux couleurs correspondent aux deux axes x et y du système. La dynamique est subdiffusive jusqu'à une énergie $E = 2\bar{V}$. Les triangles correspondent au comportement après plus de 500 ms : le régime transitoire subdiffusif s'est resserré autour de $E_{perc} \approx 0.52\bar{V}$, laissant la place aux comportements diffusifs ou piégés de part et d'autre.

7.3.3 Mouvement transverse

Couplage des degrés de liberté : Dans nos premières expériences, nous sommes à un régime de température tel que $k_B T \geq \hbar\omega_z$, où ω_z est le confinement vertical. Les grains de speckle ont une longueur grande devant l'épaisseur du nuage piégé, et on peut supposer le désordre invariant par translation selon son axe optique. Toutefois, en raison de son inclinaison par rapport au plan des atomes, il peut coupler le mouvement vertical au mouvement horizontal pour les particules d'énergie supérieure à $\hbar\omega_z$.⁶

Nous étudions ce couplage à l'aide des simulations numériques. La simulation reste purement classique, y compris en ce qui concerne le mouvement vertical. Les particules se meuvent donc dans un potentiel 3D, constitué d'un oscillateur harmonique suivant z et d'un speckle invariant par translation selon son axe, inclinée de $\theta = 30^\circ$ sur le plan des atomes. Plus précisément, nous générons un speckle 2D isotrope $V_{iso}(X, Y)$. Le potentiel total vu par les atomes s'écrit alors $V(x, y, z) = V_{iso}(x\sin\theta - z\cos\theta, y) + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2$.

En Fig. 7.11, nous observons qu'en approximativement 5 ms, une particule initialement lancée dans le plan horizontal redistribue son énergie entre les différents degrés de liberté, incluant l'oscillateur harmonique vertical. Le mouvement vertical reste stationnaire, tandis que le nuage ne s'étend que dans le plan. Alors, la dynamique d'expansion est gouvernée par l'énergie totale de la particule (conservée par le mouvement) et non par l'énergie cinétique dans le plan, qui est une grandeur fluctuante.

6. Ce ne serait pas le cas si le speckle était projeté sur les atomes selon l'axe vertical, car alors le mouvement dans le plan serait séparable du mouvement vertical. Toutefois, cet axe supporte déjà l'imagerie par fluorescence et deux faisceaux du PMO.

7.4 Distribution d'énergie de l'échantillon

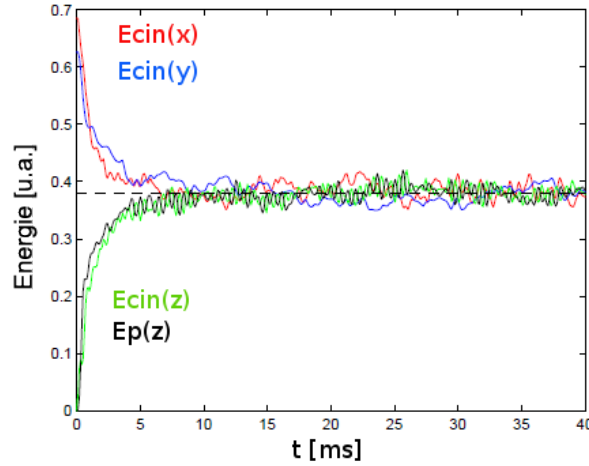


FIGURE 7.11 – *Energie d'une particule selon les quatre degrés de liberté suivants : cinétique selon x , cinétique selon y , cinétique selon z , potentielle selon z dans l'oscillateur harmonique. Nous présentons une moyenne sur de nombreuses réalisations du désordre, mais où la direction initiale de la particule et l'énergie totale sont inchangées. Nous observons que l'énergie, initialement purement dans le mouvement horizontal, se redistribue en quelques millisecondes entre les quatre degrés de liberté.*

Modification de la dynamique : Nous pouvons comparer les simulations numériques en situations 2D et 3D verticalement confiné. Dans les deux cas, l'expansion n'a lieu que dans le plan. En régime diffusif, les coefficients de diffusion sont plus élevés en 3D, même si l'on compare à énergie cinétique moyenne dans le plan identique, telle que $E_{2D} = E_{3D}/2$. En effet, l'énergie du mouvement transverse sert occasionnellement à franchir des obstacles élevés dans le plan.

Toutefois, un fait important reste conservé : **les mêmes régimes de propagation sont observés** lorsque l'on varie l'énergie. En particulier, le seuil de percolation, sous lequel les atomes sont piégés à temps long, se situe toujours pour une énergie mécanique **totale** $E = E_{3D} < 0.52\bar{V}$. Ceci corrobore l'idée que l'énergie transverse peut servir à franchir les obstacles. De même, aux temps intermédiaires (50-500 ms), nous observons une dynamique subdiffusive dans la même gamme d'énergie que précédemment : $E_{3D} < 2\bar{V}$.

7.4 Distribution d'énergie de l'échantillon

Lorsque nous chargeons notre échantillon dans le désordre, nous ne sélectionnons pas une énergie précise. Une même réalisation de l'expérience est sensible à toutes les dynamiques à travers la distribution d'énergie du nuage [Shapiro 07, Beilin 10]. Pour analyser les résultats, il est donc crucial de connaître cette distribution.

Lors de l'allumage du désordre, nous communiquons une énergie potentielle à la particule. Ceci résulte en un échauffement du nuage. Dans les pages qui suivent, nous commencerons par montrer que notre échantillon a le temps d'entamer une rethermalisation au début de l'expansion. Ensuite, nous estimerons l'échauffement dans le cas d'un allumage soudain (non adiabatique)⁷. Dans un dernier temps, nous dériverons la distribution d'énergie finale, en tenant

7. Le cas d'un allumage adiabatique est présenté dans la publication [Pezzé 11].

compte de la densité d'état semi-classique en présence du désordre et de la quantification du mouvement vertical.

7.4.1 Thermalisation du nuage

Nous vérifions tout d'abord si les atomes peuvent rejoindre un équilibre thermodynamique après l'allumage du désordre. En Fig. 7.12a, nous mesurons la densité atomique au centre du nuage⁸. Cette mesure est réalisée après différents temps d'expansion dans le désordre, de l'instant où le confinement 3D est coupé jusqu'à 250 ms plus tard. Nous pouvons en déduire, en Fig. 7.12b, le taux de collisions binaires élastiques au centre du nuage selon l'équation 2.7. En moins de 15 ms, allumage du désordre compris, les atomes ont subi en moyenne une collision élastique. Au-delà, le taux de collisions devient négligeable. En conséquence, après les dix premières millisecondes d'expansion dans le désordre, nous considérerons que l'échantillon est thermalisé mais s'étend désormais sans interactions.

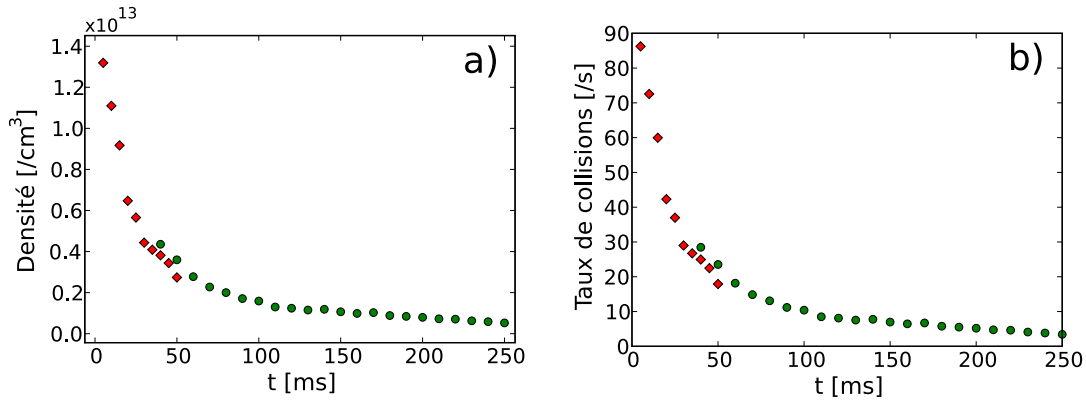


FIGURE 7.12 – Collisions élastiques entre atomes aux premiers instants de l'expansion. a) Densité d'atomes au centre du nuage. b) Taux de collisions binaires élastiques au centre du nuage. En moins de 15 ms, allumage du désordre compris, les atomes ont subi plus d'une collision élastique. Les points à temps court sont obtenus sans gain EM, tandis que les points à temps long sont obtenus avec un gain $\times 12$. Le léger désaccord entre les deux courbes est attribuable à l'incertitude de notre calibration du gain.

7.4.2 Température d'équilibre

Pour déterminer la distribution d'énergie du nuage, nous devons d'abord estimer la température d'équilibre T_f en fonction de la température initiale T_i et de la profondeur du désordre. Nous réalisons une estimation *a maxima* en supposant que le potentiel est branché brusquement et que la redistribution d'énergie a lieu après l'extinction du confinement 3D.

Pour ce calcul, il est difficile de prendre en compte analytiquement la quantification du mouvement vertical. Nous séparons donc le traitement en deux situations limites : soit une dynamique 3D semi-classique ($k_B T \gg \hbar \omega_z$), applicable aux premières expériences de diffusion, soit une dynamique purement 2D applicable aux dernières expériences de ce chapitre, dans le régime subdiffusif.

8. Par fluorescence, nous mesurons la densité surfacique. Puis, à partir de la température et du confinement vertical, nous déduisons la densité volumique du nuage.

7.4 Distribution d'énergie de l'échantillon

Dynamique 3D : Nous prenons en compte la dynamique verticale en négligeant la quantification des états de l'oscillateur harmonique vertical (car $k_B T / \hbar \omega_z = 6 \gg 1$). Juste après l'allumage du désordre et l'extinction du confinement 3D, l'énergie moyenne des atomes se compose de plusieurs termes :

- L'énergie cinétique initiale dans les trois directions $E_c = 3k_B T_i / 2$
- L'énergie potentielle dans l'oscillateur harmonique vertical $E_{OH} = k_B T_i / 2$
- L'énergie potentielle soudainement acquise à l'allumage du désordre. Si le nuage initial est suffisamment grand devant la longueur de corrélation σ , alors cette énergie vaut $E_{sp} = \bar{V}$.

Nous définissons la fonction de partition du système, à la température T et en présence de tous les potentiels, selon :

$$Z(\beta) = \int dx dy dz d^3p \exp \left(-\frac{\beta \vec{p}^2}{2m} - \beta V_{sp}(x, y, z) - \frac{\beta m \omega_z^2 z^2}{2} \right) \quad (7.5)$$

où l'on note $\beta = 1/k_B T$. Nous allons l'utiliser pour déterminer la température finale T_f , car l'énergie moyenne par particule s'exprime de deux façons :

$$\langle E \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} (\ln Z) (\beta_f) = 2k_B T_i + \bar{V} \quad (7.6)$$

Pour calculer cette fonction de partition, nous utilisons la propriété statistique du speckle suivante :

$$\langle \exp(-I) \rangle = \frac{1}{1 + \bar{I}} \quad (7.7)$$

où nous identifions moyenne sur différentes réalisations et moyenne spatiale (voir section 6.4.1). On montre alors que la fonction de partition s'écrit, à un facteur de proportionnalité près :

$$Z(\beta_f) \propto \frac{1}{\beta_f^2} \cdot \frac{1}{1 + \beta_f \bar{V}} \quad (7.8)$$

Pour évaluer la température d'équilibre, nous calculons l'énergie moyenne, déjà connue par ailleurs, selon $\langle E \rangle = -\partial_{\beta} \ln(Z)(\beta_f)$. L'équation 7.6 devient alors du second degré en β_f et dépend de $\bar{V}$, β_i et β_f ; Elle se transcrit comme suit :

$$\beta_f^2 \left(\frac{2\bar{V}}{\beta_i} + \bar{V}^2 \right) + \beta_f \left(-2\bar{V} + \frac{2}{\beta_i} \right) - 2 = 0 \quad (7.9)$$

Ainsi, si nous chargeons un nuage à 200 nK dans un désordre de 53 nK, la température finale sera de 205 nK. L'échauffement n'est donc pas visible. Il devient plus important (en valeur relative) pour de plus faibles températures initiales.

Dynamique 2D : Si nous réduisons la température du nuage jusqu'à entrer dans un régime 2D où le mouvement vertical est figé, nous devons dériver une nouvelle version de l'équation 7.10 suivant la même méthode :

$$\beta_f^2 \left(\frac{\bar{V}}{\beta_i} + \bar{V}^2 \right) + \beta_f \left(-\bar{V} + \frac{1}{\beta_i} \right) - 1 = 0 \quad (7.10)$$

Ce résultat est légèrement différent de la situation tridimensionnelle, et prévoit notamment une plus forte élévation de la température. En effet, l'énergie potentielle fournie par le désordre

est communiquée à un nombre plus restreint de degrés de liberté. De plus, à la limite de température initiale nulle, l'équation d'ordre deux ci-dessus se résout pour donner :

$$k_B T_f = \frac{2}{1 + \sqrt{5}} \bar{V} \approx 0.62 \bar{V} \quad (7.11)$$

En conséquence, même si $k_B T_i \ll \bar{V}$, un chargement brusque dans le désordre amènera une fraction significative de l'échantillon au-dessus du seuil de percolation du potentiel.

7.4.3 Distribution d'énergie du nuage thermalisé

Nous venons de déterminer la température du nuage après le chargement dans le potentiel désordonné. Toutefois, l'expansion d'un nuage contient l'information sur différentes classes d'énergies, de comportements différents. Nous devons donc pousser l'analyse plus loin et déterminer, à partir de cette température, la distribution d'énergie complète de l'échantillon.

Nous calculons cette dernière en tenant compte de la quantification du mouvement vertical par l'oscillateur harmonique. Par contre, le mouvement dans le plan est traité de façon semi-classique. Nous évaluons la densité d'état associée au potentiel en négligeant la quantification des états du mouvement piégés entre les grains du désordre. La densité d'état du système se définit comme suit :

$$\rho(E) \propto \int d^2 r d^2 p \sum_n \delta \left(E - n \hbar \omega_z - V(\vec{r}) - \frac{p^2}{2m} \right) \quad (7.12)$$

où δ est la fonction de Dirac, $\vec{r}$ et $\vec{p}$ désignent la position et l'impulsion dans le plan, et n désigne l'état quantique du mouvement vertical. L'origine des énergies est située à vitesse nulle dans le plan, dans l'état $n = 0$. Nous réalisons un changement de variable, en passant d'une intégrale sur les coordonnées $\vec{r}$ à une intégrale sur la variable aléatoire $V(\vec{r})$ dont nous connaissons la distribution de probabilité $P(V) = \frac{1}{\bar{V}} \exp(-\frac{V}{\bar{V}})$. Dans une boîte de taille L macroscopique, la transformation s'écrit pour une fonction F arbitraire :

$$\int d^2 r F(V(\vec{r})) = L^2 \int dV P(V) F(V) \quad (7.13)$$

Nous considérons un échantillon non dégénéré, et négligeons l'effet du potentiel chimique. Alors, en utilisant la statistique de Boltzmann, nous calculons la distribution d'énergie du nuage :

$$N(E) \propto \rho(E) \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right) \quad (7.14)$$

$$\propto \sum_{n=0}^{E/\hbar\omega_z} \left[1 - \exp \left(-\frac{n\hbar\omega_z - E}{\bar{V}} \right) \right] \cdot \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right) \quad (7.15)$$

Considérons maintenant l'échantillon des premières expériences, à une température initiale de 200 nK. En figure 7.13a, nous observons la distribution d'énergie avant l'allumage du désordre⁹. Celle-ci présente des dents de scie associées aux différentes excitations du mouvement vertical. Lorsque l'on allume le désordre, après thermalisation nous obtenons la distribution d'énergie représentée en Fig. 7.13b. Bien que la température ait peu changé, les discontinuités de la distribution ont été lissées et les très basses énergies ont été dépeuplées.

9. En l'absence du désordre, la distribution d'énergie se dérive correctement de l'équation 7.15 à la limite $\bar{V} \rightarrow 0$ et vaut $N(E) \propto \left[\mathbb{E} \left(\frac{E}{\hbar\omega_z} \right) + 1 \right] \cdot \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right)$ - où nous employons la notation partie entière $\mathbb{E}$.

7.5 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

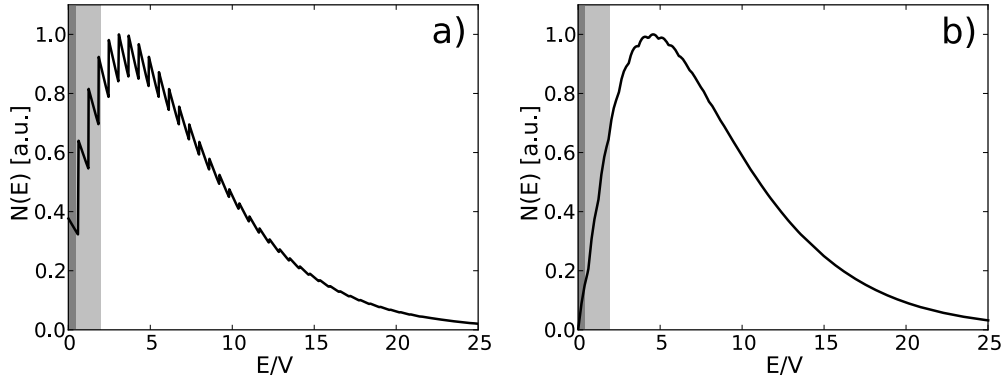


FIGURE 7.13 – Distribution d'énergie du nuage thermalisé. a) Nuage à 200 nK dans le piège 2D avant d'allumer le désordre. b) Nuage à 205 nK en présence du désordre de profondeur 53 nK. Les régions grisées correspondent à des régimes d'expansion subdiffusive (gris clair) et piégé à temps long sous le seuil de percolation (gris foncé).

Conclusion de la partie : Nous disposons maintenant de la distribution d'énergie des atomes dans le désordre, pour des situations 3D ($k_B T > \hbar \omega_z$) comme 2D ($k_B T < \hbar \omega_z$). Nous constatons surtout que, pour les expériences à une température de 200 nK, seulement 6 % des atomes sont dans le régime transitoire subdiffusif ($E < 2\bar{V}$), et 0.4 % resteront asymptotiquement piégés. Ainsi, nous prévoyons un comportement diffusif pour la grande majorité de la distribution. Cette information nous permet maintenant d'aborder des mesures quantitatives.

7.5 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

Nous connaissons maintenant l'ensemble des propriétés thermodynamiques de l'échantillon, ainsi que les propriétés statistiques du désordre dans lequel il évolue. Nous avons déjà observé que le comportement de particules à 200 nK était fortement affecté par un désordre à 53 nK. Le suivi de la densité pic du nuage en fonction du temps, ainsi qu'une modélisation numérique, nous indiquent que la dynamique d'expansion devrait être diffusif pour une majorité d'atomes, tandis que les excitations verticales restent stationnaires. Forts de cette information, nous allons maintenant extraire les coefficients de diffusion de nos expériences.

Ces coefficients pourront être comparés à ceux extraits de la modélisation théorique. Un bon accord entre les deux résultats permettra d'ouvrir la voie à l'étude des régimes de transport à basse énergie (subdiffusion, piégeage, voire localisation d'Anderson). Notons que ces coefficients seront obtenus dans un régime où les théories analytiques ne sont pas valides.

7.5.1 Un ajustement des données sur un modèle diffusif

Pour extraire une information quantitative, nous comparons les profils de densité en fin d'expansion à un modèle phénoménologique de diffusion, paramétré par des coefficients de diffusion dépendants de l'énergie.

Nous introduisons ce modèle en quelques étapes. Partons d'une situation simple : un ensemble de particules diffusent dans le plan à partir d'un point source, avec le même coefficient de diffusion. Si le désordre est anisotrope, la diffusion sera paramétrée par deux coefficients de

diffusion - un par axe propre du système. Alors, en un temps t d'expansion, les particules se répartissent sur une gaussienne anisotrope :

$$n(x, y, t) = \frac{1}{4\pi\sqrt{D_x D_y}t} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_x t} - \frac{y^2}{4D_y t}\right) \quad (7.16)$$

Nos données ne présentent pourtant pas une structure gaussienne, mais au contraire fortement piquée. Comme mentionné plus haut, ceci peut s'expliquer si les atomes diffusent avec des coefficients de diffusion dépendants de leur énergie. Ainsi, le profil de densité résulte de la somme sur la distribution d'énergie $N(E)$ de différentes gaussiennes en expansion diffusive :

$$n(x, y, t) = \int dE N(E) \frac{1}{4\pi\sqrt{D_x(E)D_y(E)}t} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_x(E)t} - \frac{y^2}{4D_y(E)t}\right) \quad (7.17)$$

Nous retrouvons sur cette équation la dépendance en $1/t$ de la densité centrale $n(0, 0, t)$. Pour comparer cette expression aux images obtenus après expansion, nous la convoluons par la résolution finie du système d'imagerie, de l'ordre de $\sigma_0 \approx 15\mu\text{m}$ ¹⁰. Afin d'extraire les coefficients de diffusion, nous utilisons deux informations préalables :

1. Nous avons déterminé plus haut (section 7.4.3) la distribution d'énergie dans le désordre $N(E)$. Etant donné la faible proportion d'atomes dans le régime transitoire subdiffusif $E < 2\bar{V}$ ou asymptotiquement piégé $E < 0.52\bar{V}$, nous supposons que l'ensemble de la distribution réalise une expansion diffusive.
2. Pour déterminer les coefficients de diffusion, nous employons un ansatz sur la forme de leur dépendance en énergie $D_{x,y}(E)$ afin de limiter le nombre de paramètres ajustables. Nous développons ce point maintenant.

Forme de la fonction $D(E)$ La forme des fonctions $D_{x,y}(E)$ peut être déterminée à partir de la modélisation numérique. Pour nos paramètres expérimentaux et un mouvement 3D, la figure 7.14 présente les coefficients de diffusion pour des énergies supérieures à $2\bar{V}$. Dans la représentation log-log, nous observons une dépendance clairement algébrique. Plus précisément, les coefficients de diffusion obtenus par le modèle dans les conditions de l'expérience s'expriment comme suit :

$$D_x(E) = 2.4\sqrt{\frac{\bar{V}\sigma^2}{m}} \left(\frac{E}{\bar{V}}\right)^{2.8} \quad (7.18)$$

$$D_y(E) = 0.65\sqrt{\frac{\bar{V}\sigma^2}{m}} \left(\frac{E}{\bar{V}}\right)^{2.8} \quad (7.19)$$

Les paramètres numériques $D_{x,y}(E = \bar{V})$ ne peuvent dépendre que de deux paramètres indépendants : de l'anisotropie du désordre σ_x/σ_y , et, dans le cas d'une dynamique tridimensionnelle, du rapport $\hbar\omega_z/\bar{V}$. Surtout, les coefficients de diffusion manifestent une dépendance algébrique en énergie avec un exposant 2.8.

10. La convolution est réalisée analytiquement. Sur chaque axe et à chaque énergie, nous remplaçons la gaussienne normée de variance $2Dt$ par une gaussienne normée de variance $2Dt + \sigma_0^2$. Remarquons qu'alors, la dépendance en $1/t$ de la densité centrale n'est attendue qu'après une expansion telle que pour la majorité des atomes, $2Dt \gg \sigma_0^2$.

7.5 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

A titre de comparaison, les simulations réalisées dans une situation purement bidimensionnelle fournissent aussi une dépendance algébrique, mais avec un exposant 3.15. Ce dernier résultat, obtenu sur un désordre non perturbatif, diffère significativement des calculs quantiques en perturbation (voir chapitre 7 et [Miniatura 08]) qui prédisent pour $k\sigma \gg 1$ une dépendance algébrique d'exposant 2.5.

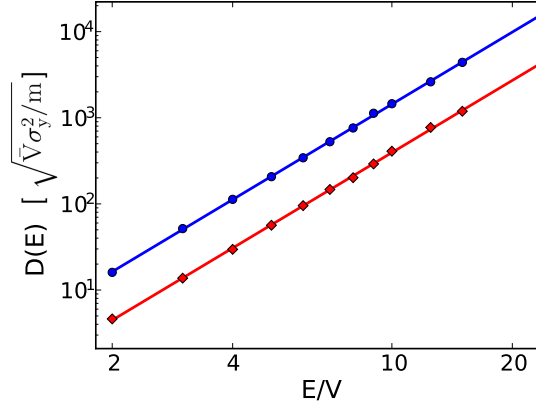


FIGURE 7.14 – Coefficients de diffusion extraits de la modélisation numérique de Luca Pezzé, en fonction de l'énergie. Les points sont extraits des simulations, et sont présentés sur chacun des deux axes propres du système. Les droites sont des ajustements sur ces points avec une dépendance algébrique en énergie (apparaissant linéaire en échelle log-log).

Pour ajuster nos données sur le modèle diffusif, nous emploierons donc l'ansatz suivant :

$$D_{x,y} = D_{x,y}^0 \times \left(\frac{E}{E_{rec}} \right)^\gamma \quad (7.20)$$

qui a l'avantage de permettre une comparaison directe à la modélisation numérique. La dépendance en énergie y est algébrique mais d'exposant libre. Ceci laisse trois paramètres physiques à ajuster : D_x^0, D_y^0, γ . Nous employons une énergie de référence indépendante des données du problème et donc parfaitement déterminée : l'énergie de recul de l'atome de Rubidium sous une lumière à 780 nm (sur la raie D2), $E_{rec} \approx k_B \times 180$ nK. Cette échelle d'énergie n'a pas de signification particulière mais elle est d'un ordre de grandeur bien adapté au problème, et est souvent utilisée dans les problèmes d'atomes refroidis par laser.

Résultat de l'ajustement En employant l'ansatz ci-dessus, nous pouvons ajuster l'expression 7.17 sur chacune de nos images, après convolution par la résolution de l'imagerie ($\approx 15\mu\text{m}$). La distribution d'énergie $N(E)$ est déterminée selon l'équation 7.15, après détermination indépendante de $\bar{V}, T, \omega_z$, et du nombre d'atomes dans l'échantillon atomique source N_{total} ¹¹.

La figure 7.15 présente le profil de densité surfacique après une expansion de 200 ms. Sur de telles images, nous n'observons plus de traces du halo en expansion ballistique. Différentes coupes à travers le nuage, selon l'axe x comme l'axe y et à différentes distances du centre, sont

11. Il n'est pas important de déterminer le nombre d'atomes lui-même. Nous devons en fait déterminer précisément le nombre de coups générés par la fluorescence de l'ensemble de l'échantillon sur la caméra amplifiée.

comparées au résultat de la fonction d'ajustement. Nous obtenons un très bon accord du centre jusqu'aux ailes. Nous trouvons :

$$D_x^0 = 3.0(1.5) \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s} \quad (7.21)$$

$$D_y^0 = 8.7(4.3) \times 10^{-8} \text{m}^2/\text{s} \quad (7.22)$$

$$\gamma = 3.3(3) \quad (7.23)$$

Les barres d'erreur sur les coefficients $D_{x,y}^0$ sont associées aux incertitudes des mesures du nombre d'atome N_{total} , de la température T , de la profondeur du désordre $\bar{V}$ et de la fréquence de confinement $\omega_z/2\pi$ utilisés pour calculer $N(E)$. Le tableau 7.2 explicite les incertitudes associées à chaque paramètre. Notons aussi que si l'on emploie une distribution d'énergie résultant d'un allumage brusque du speckle mais sans thermalisation ultérieure (non explicitée dans ce manuscrit), le résultat est identique au pourcent près. En plus de ces barres d'erreurs sur un jeu de données, la répétition de cette même expérience pour des températures légèrement différentes (entre 180 et 220 nK) donne une fluctuation de l'ordre de $\pm 15\%$. L'incertitude sur γ est largement dominée par les fluctuations d'un jeu de données sur l'autre.

Paramètre	N_{total}	T	ω_z	$\bar{V}$
Incertitude du paramètre	$\pm 10\%$	$\pm 5\%$	$\pm 10\%$	$\pm 15\%$
Incertitude sur γ	$\pm 2\%$	$\pm 0.2\%$	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Incertitude sur $D(E = E_{rec})$	$\pm 22\%$	$\pm 13\%$	$\pm 3\%$	$\pm 7\%$

TABLE 7.2 – Incertitude sur la détermination expérimentale des coefficients de diffusion, causée par l'incertitude sur les paramètres $N_{total}, T, \omega_z, \bar{V}$ sur un même jeu de données.

Le rapport entre les deux coefficients de diffusion vaut $D_x/D_y = 3.45(15)$ tandis que les simulations numériques ont donné 3.7. Par ailleurs, les coefficients de diffusion évalués par la modélisation numérique à $E = E_{rec}$ valent $D_x(E_{rec}) = 1.3(0.6) \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ et $D_y(E_{rec}) = 3.5(1.7) \times 10^{-8} \text{m}^2/\text{s}$ - où l'incertitude est associée à notre méconnaissance de $\bar{V}$ et ω_z . Ainsi, l'évaluation expérimentale des coefficients de diffusion semble en accord quantitatif avec la théorie, au vu des barres d'erreur relativement élevées de part et d'autre.

7.5.2 Discussion du cross-over ballistique / diffusif

L'ajustement réalisé ci-dessus fournit les coefficients de diffusion à toutes les énergies, à partir d'une seule image. Nous avons pu vérifier que différentes images à paramètres semblables (température comprise entre 180 et 220 nK) mais prises des jours différentes fournissent les mêmes coefficients de diffusion à l'énergie caractéristique $E_{recoil} = 180 \text{nK}$, à $\pm 15\%$ près. Par contre, si l'on réalise l'ajustement sur des images à différents temps d'expansion, nous observons une dérive en fonction du temps, résumée dans le tableau 7.3. Entre 100 et 200 ms, les coefficients de diffusion ajustés augmentent d'environ 50 %. Ceci indique que l'expansion n'est plus ballistique (nous aurions alors eu un facteur 2), mais suggère toutefois que nous observons la dynamique à une échelle de temps trop proche du temps de Boltzmann [Lai 05] - or les nombreuses énergies présentes dans le nuage couvrent une large gamme de τ_B .

Nous n'avons pas pu, dans cette gamme de paramètre, interpréter des expansions d'une durée supérieure à 200 ms. Le profil de densité est observable jusqu'à 1 s, mais les atomes

7.5 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

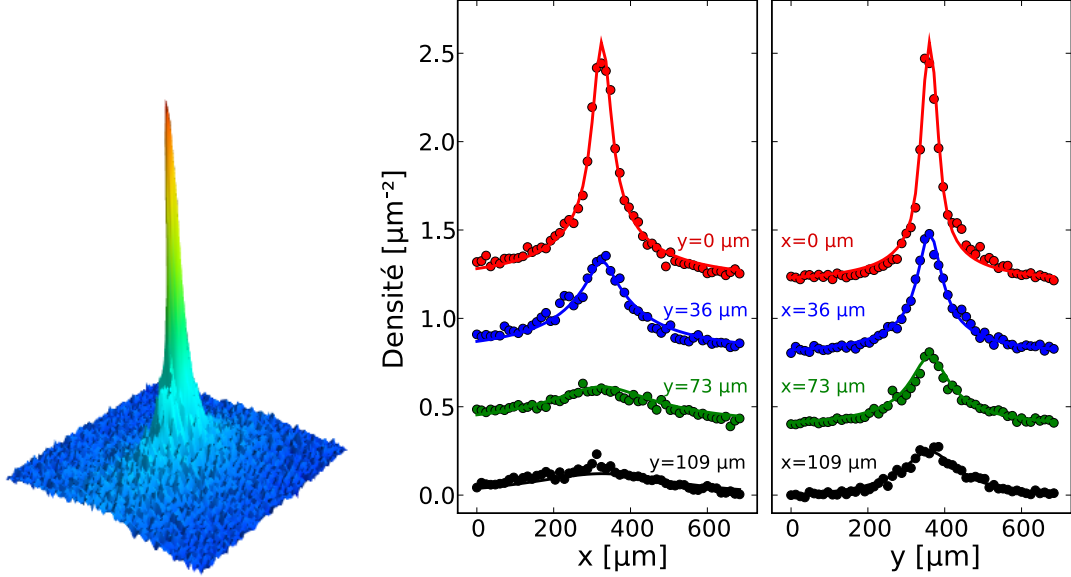


FIGURE 7.15 – Profil de densité après 200 ms d’expansion. a) Représentation en fausse 3D du profil observé. Le nuage est fortement piqué au niveau du point source, et présente une embase large. b) Comparaison avec la fonction d’ajustement. Les courbes de gauche (droite) sont des coupes selon x (y) à différentes positions y (x). Les courbes rouges passent par le centre du nuage, et les autres coupes sont distantes de $36\text{ }\mu\text{m}$ de proche en proche. Les courbes sont déplacées verticalement pour la clarté de la figure. Les lignes sont le résultat de l’ajustement selon la fonction 7.17 en employant l’ansatz 7.20.

t [ms]	200	190	180	160	150	130	120	110	100
D_x^0 [$10^{-8}\text{ m}^2/\text{s}$]	8.7	8.9	8.4	7.3	6.5	6.5	5.6	6.3	5.2
D_y^0 [$10^{-7}\text{ m}^2/\text{s}$]	3.0	3.0	2.8	2.5	2.2	2.2	1.9	2.1	1.7
γ	3.3	3.2	3.1	3.1	3.0	2.9	2.8	2.8	2.8

TABLE 7.3 – Valeurs des coefficients de diffusion D_x^0 et D_y^0 , et de l’exposant γ , ajustés sur des expériences employant différents temps d’expansion. Entre 100 et 200 ms, les coefficients à $E = E_{\text{rec}}$ ont augmenté de 50 %. Bien que les valeurs ne soient pas encore stabilisées à 200 ms, nous expliquons dans le texte pourquoi celles-ci sont vraisemblablement proches de la valeur asymptotique.

s'éloignent alors trop du point source et le speckle ne peut plus être considéré comme homogène sur l'ensemble de la surface. Nous allons toutefois fournir un argumentaire en faveur de la mesure à 200 ms, malgré l'impossibilité d'observer une stabilisation des coefficients issus de l'ajustement.

Nous extrayons les coefficients de diffusion comme précédemment à partir de l'image à 200 ms. Nous essayons ensuite de déterminer si des atomes de comportement ballistique peuvent être restés dans la zone de détection, à différents temps d'expansion¹². Nous nous basons pour ce faire sur deux informations :

- Dans un premier temps, nous évaluons l'énergie $E(\tau_B)$ associée à un temps de Boltzmann τ_B égal à la durée de l'expansion, à partir de la relation $\tau_B(E) = 4D(E)/v^2$. La vitesse considérée est la valeur quadratique moyenne de la vitesse dans le plan : $v = \sqrt{E/m}$. En raison de l'anisotropie des coefficients $D_x(E)$ et $D_y(E)$, nous disposons de deux estimateurs du temps de Boltzmann. Nous sélectionnons les valeurs de l'axe x , fournissant la plus faible énergie caractéristique $E(\tau_B)$.
- Dans un second temps, nous évaluons quelle classe d'énergie serait sortie de la zone de détection lors d'une propagation ballistique non affectée par le désordre. La zone de détection est de côté $L = 1.08$ mm, centrée sur le point source. Alors, pour chaque temps t d'expansion, les atomes d'énergie $E_L > (\frac{L}{2t})^2 m$ seraient sortis.

Si $E(\tau_B) < E_L$, il risque d'y avoir des atomes encore ballistiques (ou superdiffusifs) dans la zone de détection : la fonction d'ajustement n'est pas justifiée. Ceci est le cas après 100 ms d'expansion, où $E(\tau_B) \approx 4\bar{V}$ mais où $E_L \approx 5.5\bar{V}$. À l'inverse, si $E(\tau_B) > E_L$, les atomes ballistiques ont eu le temps de sortir de la zone de détection : ils ne contraignent donc pas l'ajustement. Ceci est le cas après 200 ms d'expansion, où $E(\tau_B) \approx 5.5\bar{V}$ et où $E_L \approx 1.4\bar{V}$.

Sur la figure 7.16, nous illustrons plus en détail ce raisonnement sur les temps d'expansion 100 et 200 ms. Nous présentons à titre de repère la distribution d'énergie du nuage. Dans un second temps, l'énergie à partir de laquelle une propagation ballistique mènerait les atomes hors de l'image ($vt > \frac{L}{2}$) est repérée par la ligne verticale tiretée. Ensuite, sur la droite de l'image, la gamme d'énergie $E > E(\tau_B)$ est repérée en gris. Dans cette zone, la dynamique des atomes n'est vraisemblablement pas encore diffusive. Pour information, nous grisons aussi les zones de faible énergie associées aux dynamiques subdiffusives voire piégées.

Par ailleurs, nous identifions la gamme d'énergie sur laquelle la fonction d'ajustement est contrainte. Pour ceci, nous traçons la fonction $\chi^2(E)$ quantifiant la "distance" entre le profil de densité expérimental $n_{image}(x, y)$ et le profil de densité de la fonction d'ajustement dont sont retirés les atomes d'énergie supérieure à E . Formellement, nous mesurons cette distance selon :

$$\chi^2(E) = \frac{\int dx dy (n_{ajustement}(e < E) - n_{image})^2}{\int dx dy (n_{image})^2} \quad (7.24)$$

Après 100 ms d'expansion, nous constatons plusieurs choses. Tout d'abord, l'énergie $E(\tau_B)$ repérant le cross-over entre dynamique diffusive et dynamique ballistique est proche, voire inférieure à l'énergie E_L à partir de laquelle une propagation ballistique mène hors de la zone de détection. En conséquence, il y a un fort risque d'observer des atomes non diffusifs sur

12. Pour en faire un argument auto-cohérent, le raisonnement doit être réalisé en employant pour chaque temps d'expansion les coefficients de diffusion extraits de sa propre image. Toutefois, pour une meilleure lisibilité, il est plus aisé de ne pas changer les valeurs à chaque fois.

7.5 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

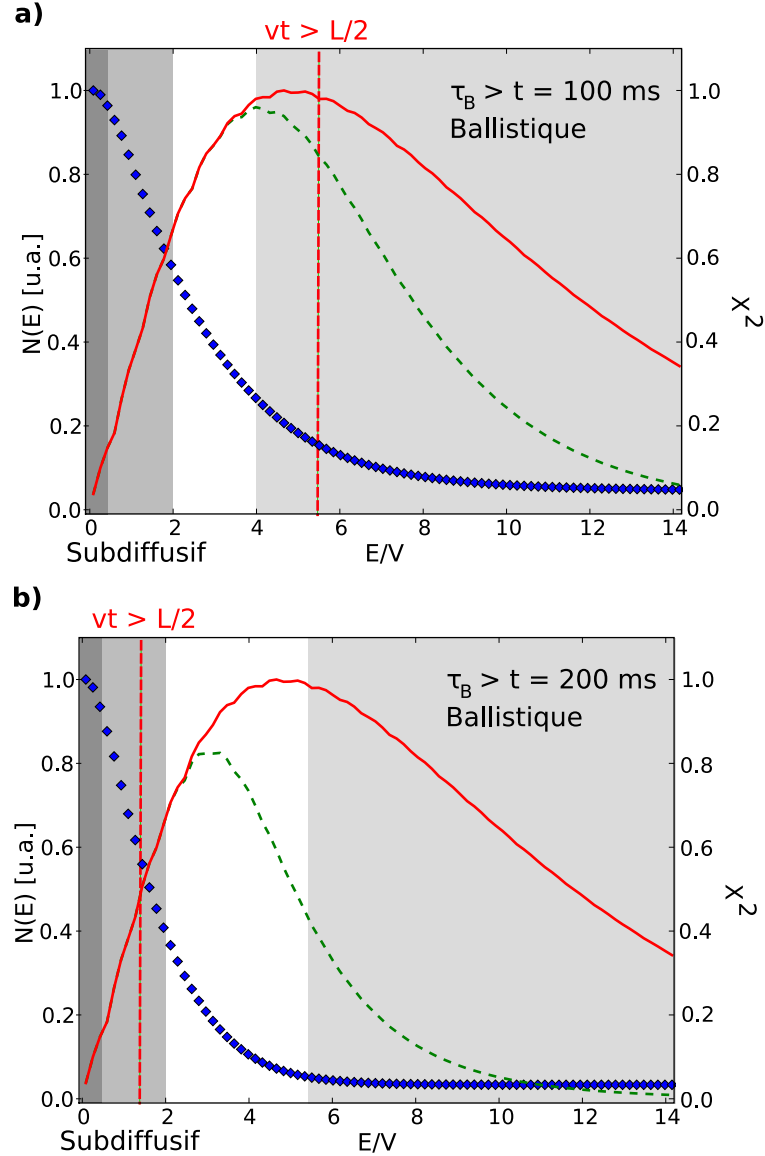


FIGURE 7.16 – Cross-over vers le régime ballistique, après 100 ms (a) et 200 ms (b). La courbe continue est la distribution initiale d'énergie. La courbe pointillée est la distribution d'énergie des atomes présents sur l'image, selon l'ajustement. La zone grisée de droite repère une zone où le temps de Boltzmann est de l'ordre de, ou supérieur au temps d'expansion. Dans cette zone, la dynamique des atomes est donc dans le régime transitoire, entre expansion ballistique et diffusive. Les deux zones gris-foncé de gauche représentent les gammes d'énergie associées à la subdiffusion et au piégeage sous le seuil de percolation, à titre de rappel. La ligne pointillée verticale marque l'énergie à partir de laquelle une propagation ballistique mènerait hors de la zone de détection. Plus elle est éloignée de la limite vers le régime ballistique, moins nous risquons d'extraire de fausse information à partir d'atomes non diffusifs. Enfin, les diamants représentent la fonction $\chi^2(E)$ (voir texte), quantifiant la distance entre l'image expérimentale et la contribution des seuls atomes d'énergie inférieure à E . Lorsque sa dérivée est faible (notamment aux fortes énergies), la fonction d'ajustement est peu contrainte par la gamme d'énergie concernée.

l'image. Ce risque est confirmé par le fait que la fonction $\chi^2(E)$ est loin d'avoir rejoint son asymptote à $E(\tau_B)$: l'ajustement est contraint par des atomes de dynamique contestable. Enfin, la fonction d'ajustement présente une lacune de 18% d'atomes dans la zone de détection par rapport à l'image expérimentale (cette information n'est pas visible sur les courbes).

Après 200 ms, la situation est bien plus favorable. Les atomes dont la dynamique n'est pas encore diffusive sont à des énergies telles que $vt \gg L/2$. Aucun atome ballistique n'est donc présent sur l'image. Nous confirmons ce point en observant aussi que la déviation $\chi^2(E)$ a presque rejoint son asymptote avant la zone de cross-over ballistique/diffusif. Ainsi, peu d'information est extraite à partir des atomes d'énergie supérieure à $6\bar{V}$. Enfin, la fonction d'ajustement présente le bon nombre d'atomes dans la zone de détection par rapport à l'image expérimentale à 0.3% près.

Nous pouvons profiter de cette occasion pour discuter à nouveau le rôle des régimes subdiffusifs et piégés, présents dans la distribution. La fraction subdiffusive, au sens large, représente 6 % de la distribution complète des atomes, et 18 % des atomes effectivement observés dans la zone de détection après 200 ms. La fraction fortement subdiffusive associée à temps long au piégeage sous le seuil de percolation représente seulement 1.2% des atomes étudiés après 200 ms.¹³

7.5.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en évidence l'expansion diffusive 2D d'un nuage d'atomes ultrafroids dans un potentiel désordonné. A partir d'un ajustement d'un modèle sur les profils de densité observés, nous avons extrait des coefficients de diffusion fortement dépendants de l'énergie, en accord quantitatif avec une modélisation numérique. Cette étape est un premier pas pour étudier le comportement des atomes à de plus basses énergies, où nous nous attendons à observer une dynamique transitoire subdiffusive ainsi qu'un phénomène de piégeage sous le seuil de percolation.

7.6 Dynamique à basses énergies

Pour étudier la dynamique de transport non diffusif à basse énergie, nous devons réaliser quelques modifications sur l'expérience. Dans un premier temps, nous présentons les améliorations du montage ainsi que de la séquence expérimentale permettant d'obtenir, non seulement un nuage 6 fois plus froid, mais aussi une situation où la majorité des atomes sont piégés dans l'état fondamental du mouvement vertical. Dans un second temps, nous introduirons nos premières observations dans cette nouvelle gamme de paramètres.

7.6.1 Poursuite du refroidissement

Modification du piège 2D : Tout d'abord, le piège 2D a été modifié afin d'augmenter le confinement vertical et de se rapprocher d'une situation purement bidimensionnelle. Le schéma optique, représenté en Fig. 7.17, présente essentiellement deux modifications :

¹³. La fonction $\chi^2(E)$ représente la somme des carrés des différences entre le modèle tronqué en énergie et l'image expérimentale. L'aire sous la courbe n'est donc pas proportionnelle à la population concernée.

7.6 Dynamique à basses énergies

- Le faisceau est focalisé sur les atomes par une lentille de 15 cm de focale, plus proche des atomes, contre 20 cm précédemment. En augmentant l'ouverture numérique, nous améliorons donc la focalisation des nappes de lumière sur les atomes.
- L'anisotropie du faisceau avant la dernière lentille du montage est obtenue en employant des prismes anamorphoseurs au lieu d'optiques cylindriques. Il semble que cela réduise les corrugations du potentiel.

Ce faisceau a été caractérisé suivant la même procédure que le précédent piège, employé lors des expériences de diffusion. En Fig. 7.18, nous mesurons une fréquence de confinement de 850 Hz dans le piège en observant les oscillations du centre de masse. Par ailleurs, nous mesurons sur les atomes la distance entre les deux maxima des nappes de lumière à l'aide de la méthode exposée en 6.3.3.2 et l'estimons à $12\ \mu\text{m}$. Le chargement de ce piège est amélioré par un transfert progressif, en typiquement 200 ms.

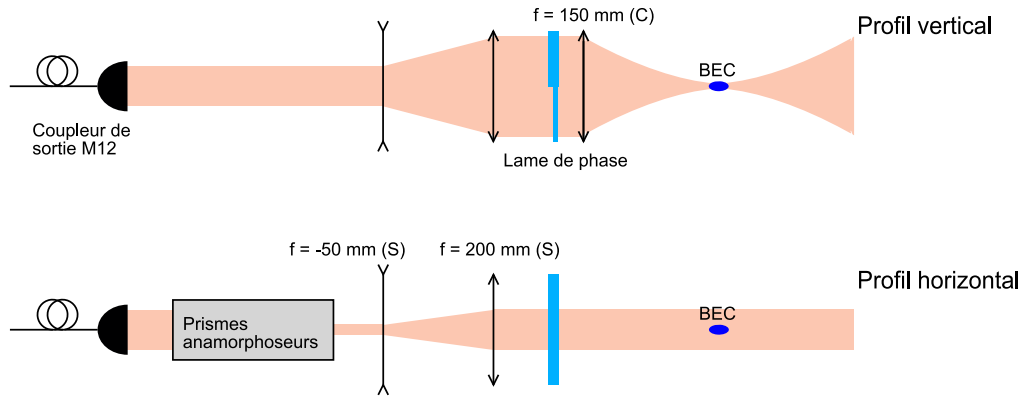


FIGURE 7.17 – Montage optique du nouveau piège 2D. Une lentille cylindrique (C) permet de focaliser fortement le faisceau suivant la direction verticale, tout en laissant l'axe horizontal collimaté avec un waist d'environ $1.1\ \text{mm}$. Nous employons des prismes anamorphoseurs pour obtenir un faisceau collimaté anisotrope en amont de la dernière lentille cylindrique, de focale 15 cm.

Optimisation de l'évaporation : Pour étudier la dynamique subdiffusive, nous devons aussi réduire la température du nuage. Nous pouvons gagner un facteur 6 en température en ajustant le rapport d'anisotropie du piège. Nos atomes sont en effet piégés par deux faisceaux à $1565\ \text{nm}$ de waists très différents (150 et $22\ \mu\text{m}$), en plus du confinement vertical à $767\ \text{nm}$. Sur la figure 7.19a, nous observons le potentiel dipolaire dans le plan horizontal, dans la situation employée pour générer des échantillons à $200\ \text{nK}$. La profondeur du faisceau confinant (horizontal sur l'image) est plus faible que celle du faisceau large. Les atomes sont piégés à l'intersection, et peuvent s'évaporer via le faisceau large. Sur la figure 7.19b, nous observons la nouvelle configuration en fin d'évaporation dans le piège 2D. La puissance du faisceau confinant est à peu près identique, mais celle du faisceau large a été réduite d'un facteur 10, de sorte que les deux profondeurs sont similaires. Les atomes sont toujours piégés à l'intersection, dans un puit de potentiel de profondeur peu affecté, mais le confinement a été réduit sur deux des trois axes.

Nous pouvons profiter de ce refroidissement adiabatique pour poursuivre l'évaporation vers de plus basses profondeurs. Nous arrivons ainsi à atteindre des températures de l'ordre de 30

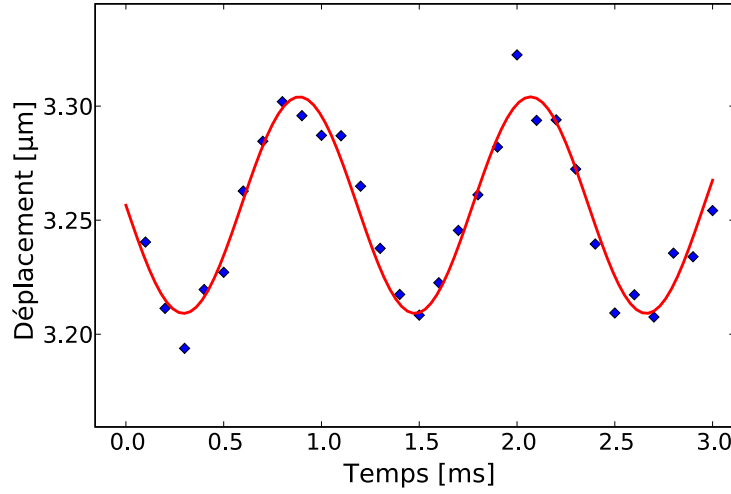


FIGURE 7.18 – Oscillation transverse du nuage dans le nouveau piège 2D. Après différents temps d'oscillation, le piège est coupé et nous observons la vitesse du centre de masse de l'échantillon après un temps de vol de 15 ms. La fréquence de confinement est évaluée à 850 Hz.

nK¹⁴. A titre de comparaison, l'énergie associée au confinement transverse vaut $\hbar\omega_z \approx k_B \times 40$ nK. La majorité des atomes sont dans le niveau fondamental du mouvement vertical - comme nous le verrons en Fig. 7.20a.

Avec une température de 30 nK et une profondeur du désordre de $k_B \times 66$ nK¹⁵, l'énergie communiquée au nuage lors du branchement du speckle est alors importante. Si l'allumage est soudain, selon les calculs de la partie 7.4.2, la température du nuage dans le désordre est de l'ordre de 64 nK. Expérimentalement, un allumage progressif du speckle (en typiquement 30 ms) en présence du confinement final à 1565 nm permet de diminuer légèrement la température dans le désordre (vers $\sim 55 \pm 5$ nK).

Bilan du transfert : La figure 7.20 présente les distributions d'énergie, à 30 nK en l'absence de désordre, puis à 64 nK en présence de désordre, dans le piège de confinement vertical 850 Hz. De nombreux atomes sont désormais dans le régime subdiffusif, à hauteur de 55 % de la distribution, et près de 8% sont sous le seuil de percolation. La situation est donc favorable à l'étude de ces nouveaux régimes prédits par la modélisation numérique.

7.6.2 Premiers résultats

Nous présentons maintenant les premières observations expérimentales sous ces conditions. Nous employons, dans le nouveau piège 2D, un nuage de 15 000 atomes. La température dans le désordre est de l'ordre de 60 nK. Ce dernier a une profondeur de 66 nK.

14. Ceci n'est pas possible en dehors du piège 2D. En l'absence de celui-ci, le rôle bras large est de compenser la gravité. Si l'on réduit trop sa puissance, les atomes ne sont plus piégés par le second bras en fin d'évaporation.

15. Suite à quelques améliorations, nous disposons de plus de puissance que lors des expériences de diffusion.

7.6 Dynamique à basses énergies

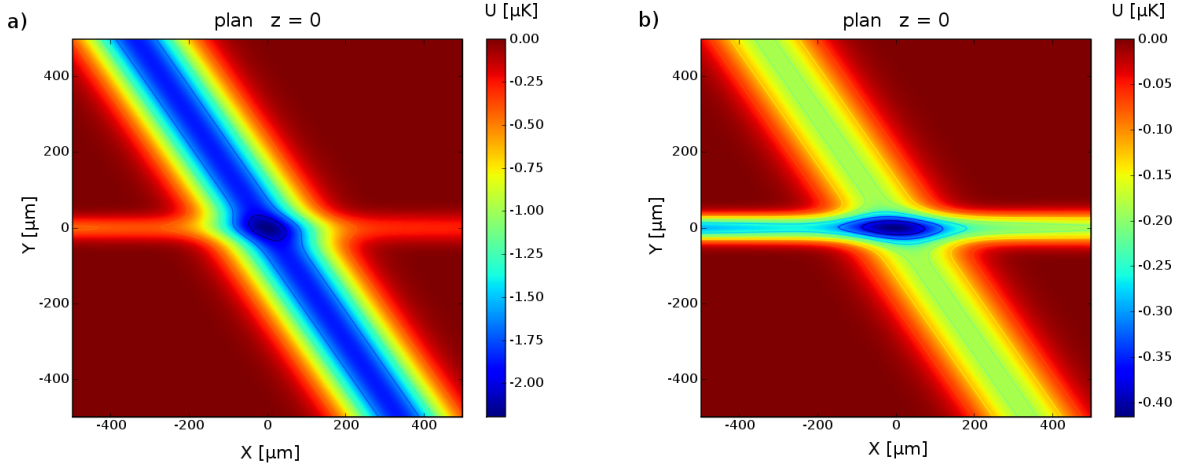


FIGURE 7.19 – Potentiel de piégeage dans le plan horizontal en fin d'évaporation, pour a) les expériences de diffusion à 200 nK, b) les expériences de subdiffusion à 30 nK. La puissance du faisceau confinant (horizontal sur les images), de waist 22 μm , est approximativement conservée entre les deux situations. En réduisant la puissance du faisceau large, de waist 150 μm , jusqu'à équilibrer les profondeurs des deux bras, les atomes restent piégés au croisement mais la fréquence de confinement est réduite sur deux axes. On peut ensuite profiter de ce refroidissement adiabatique pour poursuivre un peu l'évaporation.

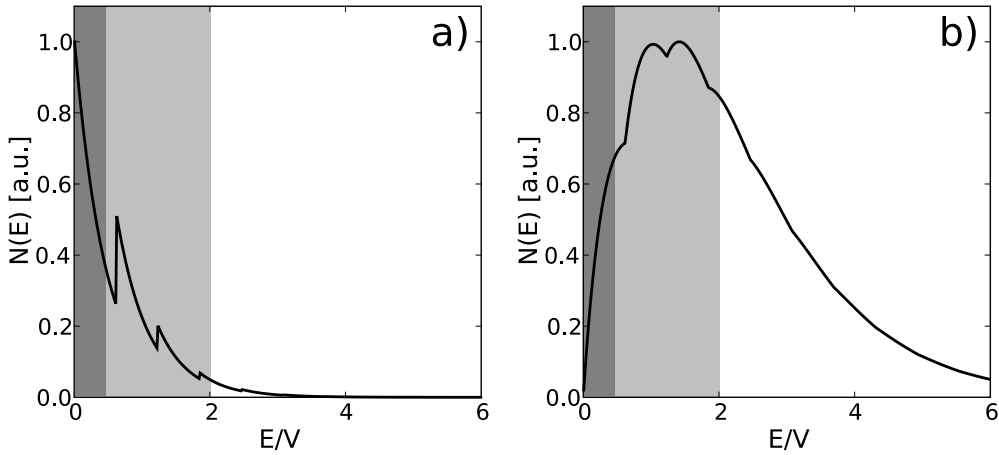


FIGURE 7.20 – Distribution d'énergie du nuage thermalisé. a) Nuage à 30 nK dans le nouveau piège 2D, en l'absence de désordre. b) Nuage à 64 nK en présence du désordre de profondeur 66 nK. Désormais, 55 % des atomes sont dans les régimes transitoirement subdiffusifs (grisés), et 8% ont une énergie sous le seuil de percolation (zone gris foncé).

En Fig. 7.21, nous présentons les profils de densité obtenus après 10 ms, 3s, 5s et 7s. Les courbes représentent des profils intégrés sur un axe, tandis que nous voyons les images en inserts. La taille du nuage évolue peu, tandis que le nombre d'atomes semble décroître. Nous observons un léger élargissement du nuage suivant l'axe observé (x), qui semble s'arrêter avant la fin de l'expansion. La forme du nuage reste piquée.

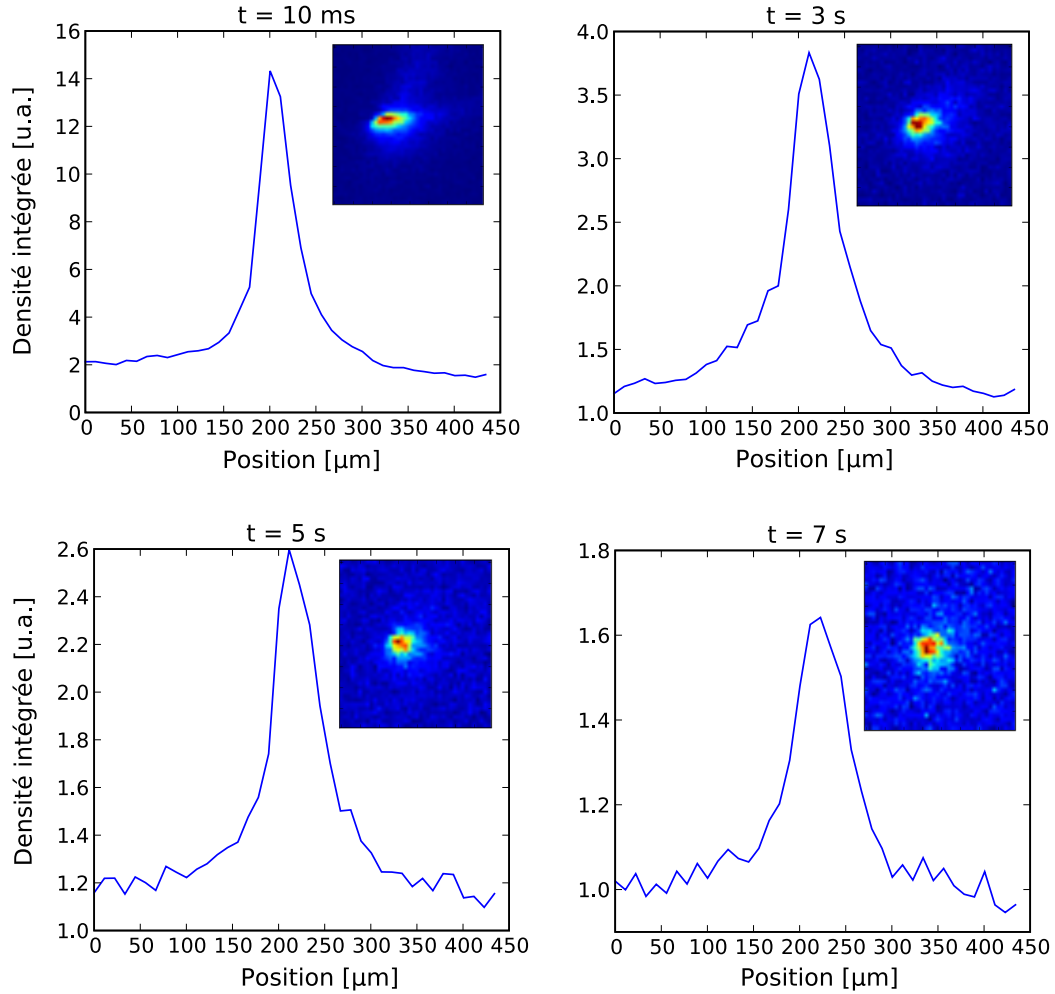


FIGURE 7.21 – Profils de densité intégrés suivant l'axe y , et images correspondantes en insert, après différents temps d'expansion dans le désordre. Les échelles de couleur des inserts ne sont pas identiques.

A l'échelle de 7s, la modélisation numérique suggère que le régime subdiffusif transitoire a essentiellement disparu : les atomes sont vraisemblablement soit diffusifs soit piégés. Pour étudier leur dynamique, nous évaluons en Fig. 7.22a la taille rms du nuage¹⁶. Initialement de $12 \times 80 \mu\text{m}$, elle évolue rapidement vers une taille stable de $50 \times 60 \mu\text{m}$. Cette valeur est toutefois biaisée, car elle ne concerne qu'une fraction limitée du nuage ressortant du bruit de l'imagerie et un halo diffus peut ne pas être détecté.

16. Ceci est plus facile à réaliser que lors des expériences de diffusion car les atomes détectés restent concentrés sur une zone plus petite.

7.7 Conclusion

Il est difficile de diagnostiquer le comportement des atomes. Nous serions tentés de dire que les $\approx 8\%$ d'atomes restant sur l'image après 7s correspondent aux atomes d'énergie inférieure à $0.52\bar{V}$. Toutefois, en Fig. 7.22b, nous voyons que le nombre d'atomes a décru exponentiellement dès la première seconde d'expansion. Le temps caractéristique vaut 2.8 s, ce qui correspond aux temps de vie observés lors de la caractérisation du piège 2D (voir section 6.3.3.3). Nous ne distinguons pas deux étapes, l'une de départ des atomes diffusifs, l'autre de décroissance exponentielle du nombre d'atomes piégés. Par ailleurs, la taille initiale finie nous empêche de tirer une information sur la dynamique des atomes, qui a eu lieu à une échelle plus petite.¹⁷

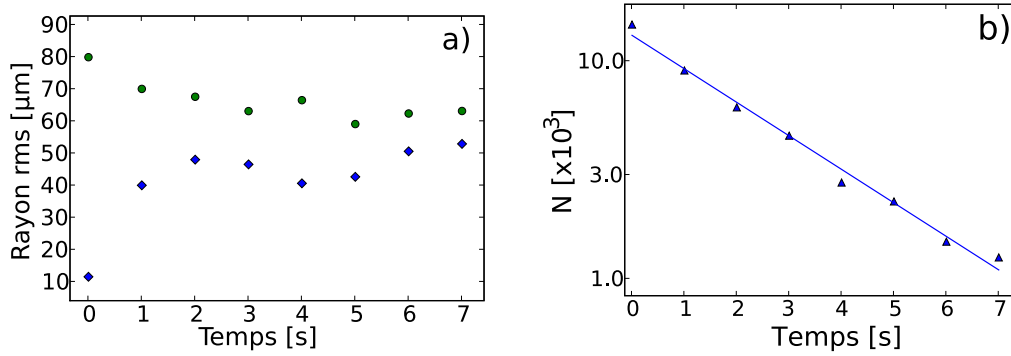


FIGURE 7.22 – a) Rayon rms du nuage suivant les deux axes x (diamants) et y (ronds). Initialement de $12 \times 80 \mu\text{m}$, la taille évolue vers $50 \times 60 \mu\text{m}$ à 7s. Elle ne concerne toutefois qu'une fraction limitée des atomes et n'exclut pas la présence d'un halo diffus. b) Nombre d'atomes détectés en fonction du temps d'expansion. Il décroît exponentiellement avec un temps caractéristique de 2.8s.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la dynamique de transport classique dans un milieu bidimensionnel désordonné. Dans une première situation où $k_B T > \bar{V}$, nous avons mesuré des coefficients de diffusion fortement dépendants de l'énergie, en accord quantitatif avec une modélisation numérique. Celle-ci nous informe que le comportement des atomes à basse énergie peut ressembler à une marche de Lévy et être transitoirement subdiffusif. De plus, il existe une énergie E_{perc} en-dessous de laquelle les atomes sont piégés entre les grains du désordre. Des premières expériences à $k_B T \approx \bar{V}$ ont été réalisées, pour lesquelles une fraction significative du nuage est vraisemblablement sous ce seuil de percolation. Bien que les résultats soient compatibles avec la modélisation numérique, nous manquons d'une signature expérimentale pour identifier les dynamiques sans avoir recours à la théorie.

17. En régime diffusif par exemple, la variation de la densité pic n_0 en $1/t$ est attendue pour des temps tels que $2Dt > \sigma_0^2$, où σ_0 est la taille initiale du nuage ou la résolution du système d'imagerie. Toutefois, à cause de la variété des coefficients de diffusion du nuage, il existe toujours des atomes pour lesquels $2Dt < \sigma_0^2$. Une conséquence de ceci est que les coefficients de diffusion extraits au paragraphe 7.5 auraient dû nous mener à mesurer une variation approximativement algébrique de n_0 en t , mais d'exposant -0.6. Notre observation d'un exposant -0.9 pourrait être expliquée par un mécanisme de chauffage. Tout ceci met les effets de subdiffusion hors de portée de ce diagnostic.

Comprendre les propriétés de transport classique, en fonction de l'énergie, et en-dehors des limites de calcul perturbatif, est une première étape nécessaire avant de rechercher des effets de corrections quantiques, comme la localisation d'Anderson. Certaines propriétés associées à la localisation d'Anderson, comme la décroissance exponentielle des états localisés par interférences, pourraient être confondues avec des propriétés classiques du système. Les simulations numériques montrent par exemple qu'en régime piégé et à énergie donnée, les profils de densité moyennés sur différentes réalisations sont eux aussi exponentiels, en raison de la distribution statistique de taille des zones énergétiquement accessibles. La recherche d'un effet quantique devra donc passer par une nouvelle signature, comme nous le verrons au chapitre prochain.

Perspectives de l'expérience

Dans ce chapitre, nous présentons les expériences réalisables à moyen terme à partir de nos paramètres expérimentaux. Nous disposons de deux perspectives. La première est dans la continuité des résultats présentés jusqu'ici, et consiste en une mise en évidence du phénomène de localisation d'Anderson dans un système bidimensionnel. Ce phénomène affecte la propagation d'une onde dans un milieu désordonné, et peut rendre isolant un système qui serait conducteur selon une théorie particulière. La seconde perspective est associée à une thématique très différente : celle des transitions de phases quantiques. Nous disposons en effet maintenant d'un système bidimensionnel et d'un désordre contrôlé. L'étude de la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless et de l'influence du désordre sur celle-ci semble alors accessible.

8.1 Vers la localisation d'Anderson

Dans un premier temps, nous introduisons brièvement le phénomène de localisation d'Anderson [Anderson 58]. Dans un second temps, nous présentons quelques résultats des études théoriques sur ce sujet, et en déduisons la gamme de paramètres dans laquelle ce phénomène pourrait être expérimentalement accessible. Nous concluons sur une discussion des moyens requis pour distinguer un effet de suppression du transport par interférences d'un effet de piégeage classique.

8.1.1 Introduction

La localisation d'Anderson est un phénomène d'interférences bloquant le transport diffusif d'une onde dans certains milieux désordonnés, en l'absence de processus dissipatif. Ce mécanisme est rendu responsable de nombreuses propriétés de transport en physique du solide, notamment du caractère isolant de la plupart des systèmes bidimensionnels à basse température [Abrahams 01, Fleury 08], des fluctuations universelles de conductance [Lee 87, Scheffold 98], et semble aussi un ingrédient de l'effet Hall quantique [Stormer 99, Laughlin 99, Tsui 99].

Toutefois, ce phénomène n'est pas spécifique des seules ondes de matière électroniques [van Rossum 99]. Il est observé sur de nombreux systèmes, dont la propagation de lumière dans un milieu diffusant aléatoire [Wolf 85, Albada 85, Dalichaouch 91, Wiersma 97, Störzer 06] ou dans un cristal photonique [Schwartz 08, Lahini 09], ou encore la propagation d'ondes sonores [Weaver 90, Maynard 01, Faez 09] et d'ondes sismiques [Larose 04, Papazoglou 10] (voir par exemple Fig. 8.1). La communauté des atomes froids s'est depuis intéressée avec succès à la question dans des systèmes unidimensionnels [Billy 08, Roati 08, Dries 10, Modugno 09, Sanchez-Palencia 10]. Dans l'ensemble de ces domaines, l'effet de la compétition entre la localisation d'Anderson et les interactions est une question ouverte [Uren 80, Bishop 81, Lahini 08, Deissler 10].

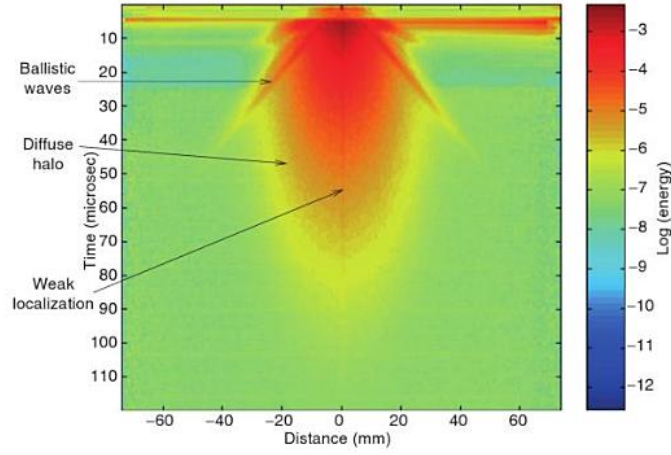


FIGURE 8.1 – Propagation d’ondes sismiques à travers un milieu granulaire. Sur une même réalisation expérimentale, plusieurs régimes de transport sont représentés : expansion ballistique, diffusive, et faiblement localisé. Source : [Margerin 08]

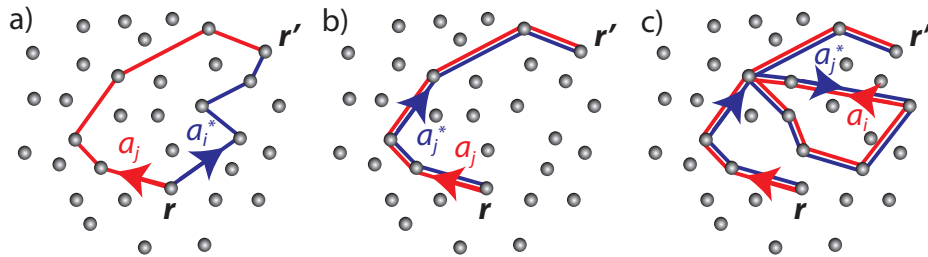


FIGURE 8.2 – Quelques paires de trajectoires contribuant à la probabilité de transfert du point r au point r' . a) Deux trajectoires différentes. La phase relative est aléatoire, et en moyenne ces termes ne contribuent pas au transport entre les deux points. b) Deux trajectoires identiques. Ce terme correspond à la probabilité de transport classique entre les deux points. c) Deux trajectoires superposées, parcourant une boucle en sens inverse. L’interférence constructive entre ces trajectoires affecte la conduction entre deux parties éloignées de l’échantillon. Figure extraite de [Bernard 10].

8.1 Vers la localisation d'Anderson

Le mécanisme est illustré en Fig. 8.2. Une onde essaie de se propager d'un point r à un point r' . Selon le formalisme des intégrales de chemin, le propagateur du point r au point r' en un temps t résulte d'une somme d'amplitudes de propagation selon les trajectoires classiques possibles entre les deux bouts : $K(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum_i a_i$. La probabilité de passage résulte alors de la somme des produits croisés d'amplitudes entre paires de chemins i et j à travers le milieu diffusant : $|K|^2 = \sum_{i,j} a_i^* a_j$.

Certaines paires ont des phases totalement décorrélées (image a), et leurs contributions se moyennent à zéro. Certaines sont identiques (image b), et fournissent la probabilité classique $|a_i|^2$ de suivre ces trajectoires. Enfin, deux trajectoires peuvent être superposées mais effectuer une même boucle en sens inverse (image c). Elles interfèrent alors constructivement.

Ce dernier type de contributions augmente le poids des trajectoires effectuant des boucles fermées. Naïvement, ceci peut ralentir le transport du point r au point r' . On parle alors de localisation faible, souvent mise en évidence via son corollaire : le phénomène de rétrodiffusion cohérente [Wolf 85, Albada 85, Bidel 02, Larose 04] - voir Fig. 8.3. Les interférences peuvent devenir assez importantes pour annuler les coefficients de diffusion et bloquer le transport à grande échelle : on parle alors de localisation forte.

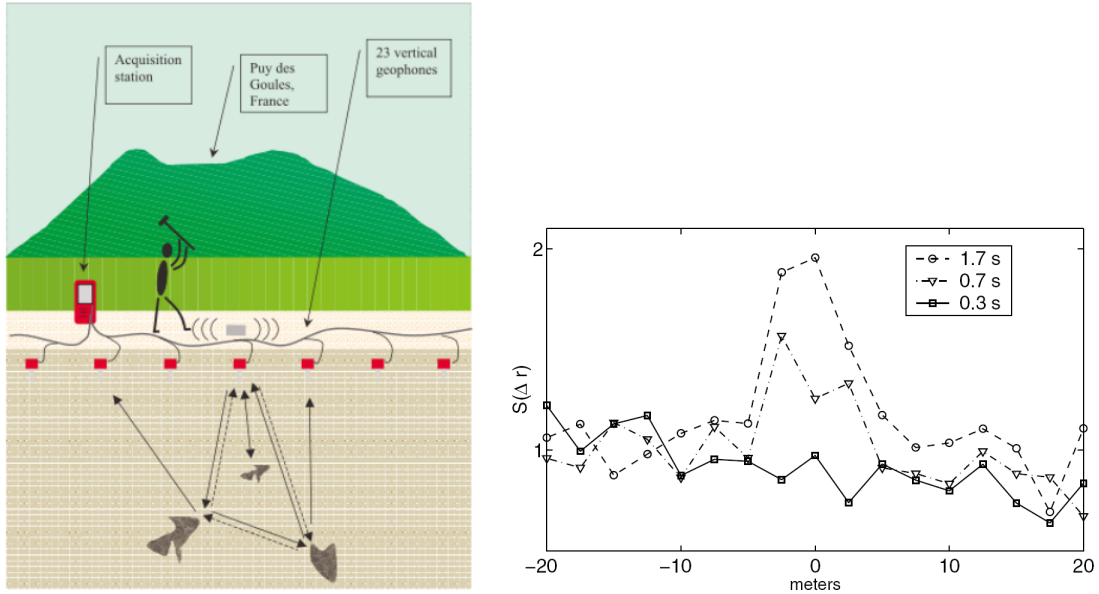


FIGURE 8.3 – Mise en évidence de la localisation faible d'ondes sismiques en milieu naturel, par [Larose 04]. Gauche : montage expérimental. Droite : puissance du signal rétrodiffusé en fonction de la distance à la source, après différents temps de propagation. On observe l'apparition du cône de rétrodiffusion cohérente.

Cette description en termes de trajectoires classiques permet de pressentir que la localisation est fortement sensible à la dimensionnalité, car la probabilité d'effectuer une boucle dans une marche au hasard décroît très rapidement avec celle-ci [Domb 54, Hughes 95]. Ainsi, en l'absence de mécanisme de décohérence, la localisation d'Anderson survient en 1D à une distance dépendant linéairement de l'énergie, tandis qu'en 2D cette distance en dépend approximativement exponentiellement, et qu'en 3D il existe une énergie critique au-delà de laquelle la

localisation forte n'a pas lieu [Abrahams 79, Mueller 10]¹.

8.1.2 Détermination des paramètres optimaux

La propagation de particules dans un potentiel désordonné peut être étudiée analytiquement selon une approche perturbative. Nous présentons ici des résultats spécifiques d'un désordre généré par un speckle sur des ondes de matière. Nous irons rapidement aux expressions permettant de déterminer les paramètres optimaux pour une observation expérimentale du phénomène.

L'approche théorique, appelée théorie auto-cohérente de la localisation" (*Self-consistent theory of localization*) [Vollhardt 80, Wölflé 10], se découpe en deux étapes successives. Des coefficients de diffusion sont d'abord déterminés par une théorie de transport semi-classique, où les collisions avec le désordre sont traitées quantiquement mais sans préserver les cohérences. Dans un second temps, ces coefficients sont renormalisés pour tenir compte des effets d'interférences.

Rappelons ici que dans un gaz non dégénéré et/ou bosonique, toutes les énergies doivent être considérées. Ceci contraste avec les études du transport diffusif d'électrons dégénérés, pour lesquels toute la dynamique est déterminée à l'énergie de Fermi [Tokura 98].

8.1.2.1 Coefficients de diffusion semi-classiques

Nous cherchons à connaître les coefficients de diffusion, ou de manière équivalente la longueur de Boltzmann $l_B = 2D/v$, en négligeant les effets d'interférences entre différentes trajectoires dans le désordre. Ce calcul est dérivé selon une théorie de perturbation dans un potentiel de speckle isotrope, en 2D comme en 3D [Kuhn 05, Kuhn 07, Miniatura 08]. Nous regroupons tout d'abord quelques points clefs de leur raisonnement :

1. Les changements d'impulsion sont traités comme des événements indépendants, sans préservation des cohérences. En d'autres termes, dans l'espace des impulsions k , le traitement est analogue à une équation de Boltzmann portant sur les populations $n(k)$. Cette équation est linéaire, et doit respecter la conservation locale du nombre de particules.
2. Dans le cadre d'une hypothèse de propagation diffusive à partir d'une source ponctuelle à l'instant $t = 0$, elle s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\vec{k}, t) + k^2 D(k) n(\vec{k}, t) = \delta(t) \quad (8.1)$$

où le coefficient $D(k)$ reste à déterminer. Pour un désordre isotrope, il ne dépend pas de la direction de $\vec{k}$.

3. Le calcul de $D(k)$ nécessite une approche perturbative analogue à la règle d'or de Fermi. Celle-ci dérive du petit paramètre $\frac{\bar{V}^2}{E E_\sigma} \ll 1$, où E est l'énergie de la particule, et $E_\sigma = \frac{\hbar^2}{m \sigma^2}$ est nommée énergie de corrélation du désordre. C'est une nouvelle échelle d'énergie, qui n'apparaissait pas dans la description classique du chapitre précédent.

Résultat de la théorie de diffusion : Nous présentons directement le résultat final, pour une situation bidimensionnelle. Le potentiel de speckle considéré est généré par un diffuseur d'ouverture circulaire illuminé uniformément. Dans ces conditions, la fonction de corrélation

1. L'argument employé pour démontrer l'existence d'une transition pour des dimensions $d > 2$ est connu sous le nom de théorie d'échelle de la localisation [Abrahams 79].

8.1 Vers la localisation d'Anderson

transverse du désordre est caractérisée par une fonction de Bessel de première espèce (voir eq. 6.16), isotrope et de rayon σ . Le paramètre kl_B , proportionnel au coefficient de diffusion selon $D = \hbar kl_B/2m$, est exprimé dans trois régimes caractérisés par le paramètre sans dimension $k\sigma$.

$$kl_B \approx \frac{2E\bar{E}_\sigma}{V^2} \quad \text{si } k\sigma \ll 1 \quad (8.2)$$

$$kl_B \approx \frac{\pi}{2(\pi^2-8)} \frac{E_\sigma^2}{V^2} \quad \text{si } k\sigma = 1 \quad (8.3)$$

$$kl_B \approx \frac{90\pi}{128} \frac{E\bar{E}_\sigma}{V^2} (k\sigma)^3 \quad \text{si } k\sigma \gg 1 \quad (8.4)$$

8.1.2.2 Vers la localisation d'Anderson

Une seconde étape de calcul évalue a posteriori l'effet des interférences pour renormaliser les coefficients de diffusion ci-dessus (selon un calcul présenté entre autres dans [Kuhn 07, Mueller 10]). En 3D, à partir d'une certaine énergie, les coefficients sont réduits mais non nuls : on parle de localisation faible. Par contre, dans les systèmes 1D et 2D, cette approche retourne toujours des coefficients nuls en l'absence de mécanisme de déphasage. La théorie auto-cohérente (voir références ci-dessus) permet toutefois d'évaluer des coefficients de diffusion $D(k, \omega)$ dépendants de l'échelle de temps observée $1/\omega$. A temps court ($\omega \rightarrow \infty$), on retrouve les coefficients de la théorie de Boltzmann, tandis qu'à temps longs ($\omega \rightarrow 0$) les coefficients convergent vers 0 en 1D et 2D, ce qui traduit le phénomène de localisation forte.

Pour en déduire la longueur de localisation, il faut alors reprendre l'équation de diffusion 8.1. En représentation de Fourier (k, ω) , associée à une source ponctuelle en $\vec{r} = 0$ à l'instant $t = 0$, elle s'exprime sous la forme

$$n(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{-i\omega + D(k, \omega)k^2} \quad (8.5)$$

En prenant la limite $\omega \rightarrow 0$ puis en réalisant une transformée de Fourier pour retourner en coordonnées spatiales, il est alors possible d'extraire la forme asymptotique $r \rightarrow \infty$ de la densité $n(r, t \rightarrow \infty)$ et d'en déduire une longueur caractéristique de décroissance ξ_{loc} .

Dans un système bidimensionnel, les études théoriques montrent que cette longueur de localisation est reliée au libre parcours moyen $l_B(k)$ selon :

$$\xi_{loc} = l_B \sqrt{\exp(\pi k l_B) - 1} \approx l_B \exp(\pi k l_B / 2) \quad (8.6)$$

A partir de l'expression de $l_B(k)$, nous pouvons rechercher la gamme de paramètres où la localisation devient accessible à une observation expérimentale (c'est-à-dire, sur une expérience d'atomes froids, apparaît à une échelle inférieure au mm). Essentiellement, en raison du terme exponentiel de l'équation 8.6, ceci est envisageable à proximité immédiate de $kl_B \approx 1$. On distingue alors trois cas limites :

- Dans la limite $k\sigma \gg 1$, la longueur de Boltzmann est déterminée par l'équation 8.4. Le dernier terme $(k\sigma)$ étant grand par hypothèse, il faudrait réaliser $\frac{\bar{V}^2}{E\bar{E}_\sigma} \gg 1$ - ce qui amène loin du régime perturbatif, et donc du domaine de validité des calculs. La localisation est donc peu vraisemblable à des échelles expérimentales.
- Dans la limite opposée $k\sigma \ll 1$ (eq. 8.2), il faut rejoindre la limite perturbative ($\frac{\bar{V}^2}{E\bar{E}_\sigma} \approx 1$) pour observer la localisation.
- De même, dans la situation intermédiaire $k\sigma = 1$ (eq. 8.3), la localisation est attendue si $E_\sigma \approx V$. Mais alors on obtient aussi $\frac{\bar{V}^2}{E\bar{E}_\sigma} \approx 1$. Notons par ailleurs qu'alors $E \approx \bar{V}$, ce qui est à proximité immédiate du régime de piégeage classique.

8.1.3 Du point de vue de l'expérience

Expérimentalement, nous allons simultanément sonder la dynamique sur une vaste gamme d'énergie. Tous les comportements seront représentés sur une même expérience, et il conviendra d'attribuer la bonne cause à chacun d'entre eux. Nous devons donc déterminer quelles classes d'énergies seront classiquement piégées, et lesquelles seront peut-être localisées par interférences.

Dans un premier temps, nous résumons les progrès expérimentaux récents pour montrer que nous sommes dans un régime favorable. Dans un second temps, nous employons ces paramètres pour évaluer l'impact de la localisation d'Anderson aux énergies représentées dans l'échantillon.

Progrès expérimentaux récents Pour quantifier les paramètres de notre expérience, rappelons que la corrélation transverse de notre désordre est approximativement gaussienne. Selon [Kuhn 07], les mêmes propriétés de transport sont attendues entre un désordre de corrélation gaussienne de distance caractéristique σ_G et un désordre de fonction de corrélation de Bessel de première espèce de rayon σ_B si ces deux rayons sont reliés par $\sigma_B = \sigma_G/\sqrt{2}$.

Après cette parenthèse, revenons à notre expérience. Les expériences de diffusion ont été réalisées avec $k\sigma_G = 6.7$ - où nous utilisons la longueur de corrélation courte, selon y , et le vecteur d'onde caractéristique dans le plan $k = \sqrt{2mk_BT}/\hbar$. Nous avons depuis progressé sur plusieurs fronts pour réduire ce paramètre.

La température a été réduite de 200 nK à 30 nK en changeant le rapport d'aspect du confinement à 1565 nm. Nous avons depuis rajouté un troisième faisceau à 1565 nm, de waist 168 μm . Il intersecte le plan horizontal avec un angle d'environ 45° . Ceci permet de réduire les fréquences de confinement, jusqu'à 6.3×12 Hz. La température mesurée est alors de l'ordre de 10 nK en l'absence de désordre.

Par ailleurs, nous avons réduit la longueur de corrélation du désordre. Le speckle est désormais généré par un laser Verdi 18 W émettant à 532 nm. Avec un montage optique similaire au précédent (voir Fig. 8.4), nous mesurons une corrélation transverse approximativement gaussienne, de rayon $\sigma_G = 0.55 \mu\text{m}$. Nous avons alors $k\sigma_B \approx k\sigma_G/\sqrt{2} \approx 0.7$ sur l'axe court du désordre. A en croire les résultats théoriques ci-dessus, nous sommes donc dans un régime favorable à l'observation de la localisation d'Anderson. Nous les extrapolons toutefois en-dehors de leur régime de validité. Les travaux du chapitre 6 seront alors importants, par exemple pour rechercher des déviations par rapport à un modèle classique ou semi-classique.

Quelques chiffres spéculatifs Nous estimons maintenant le désordre nécessaire à l'observation de la localisation d'Anderson, et la latitude dont nous disposons sur l'énergie des particules avant que la longueur de localisation ne diverge. Cette approche est présentée en Fig. 8.5, et suit le raisonnement suivant :

- Nous nous positionnons en $k\sigma_B = 1$. Sur notre expérience, $\sigma_B \approx \sigma_G/\sqrt{2} \approx 0.4 \mu\text{m}$. Ceci définit l'énergie typique des particules : $E \approx E_{\sigma_B}/2 \approx k_B \times 18$ nK.
- Nous varions $\bar{V}$ et, à partir des équations 8.3 et 8.6, nous en déduisons la longueur de localisation.
- A titre d'information complémentaire, nous estimons le temps de localisation, estimé à partir de la longueur de localisation et du coefficient de diffusion semi-classique selon $\tau_{loc} = \xi_{loc}^2/D$.

8.1 Vers la localisation d'Anderson

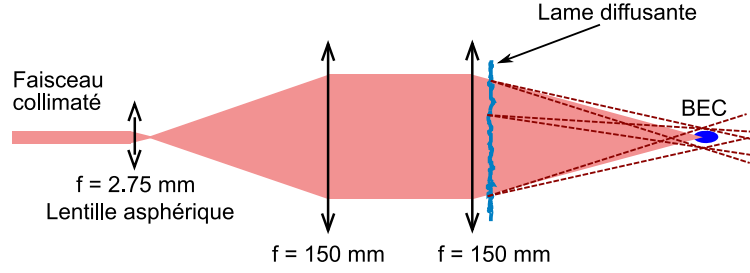


FIGURE 8.4 – *Nouveau système optique du speckle. Le faisceau laser collimaté à 532 nm, issu d'un laser verdi V18, est fortement focalisé par une lentille asphérique de focale 2.75 mm. Comme sur le montage précédent, la lumière est collimatée et focalisée sur les atomes par deux doublets achromatiques de 150 mm de focale et 3" de diamètre. Un diffuseur est accolé à la dernière lentille.*

Nous observons qu'à proximité du seuil de percolation, la localisation d'Anderson a lieu à l'échelle du micron, soit un grain de speckle, en 50 ms. La longueur de localisation diverge toutefois exponentiellement avec $E/\bar{V}$. Au-delà de $E/\bar{V} \approx 0.9$, la localisation survient à des échelles spatiales grandes devant $100 \mu\text{m}$ et à des temps grands devant 10 s. Il faut toutefois prendre avec précautions ces chiffres, qui se basent sur des calculs perturbatifs à leur limite de validité.

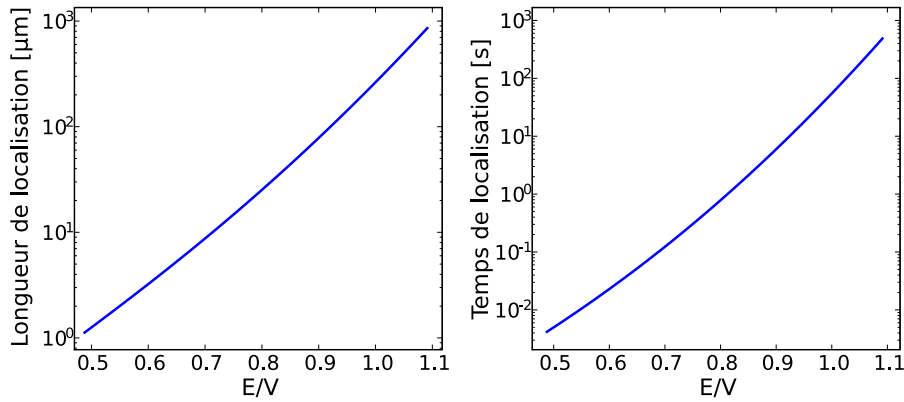


FIGURE 8.5 – *Longueur et temps de localisation en fonction du rapport $E/\bar{V}$, en échelle log-lin. Nous fixons l'énergie de la particule selon $k\sigma_B = 1$ et faisons varier la profondeur du désordre $\bar{V}$. Ainsi, l'énergie des particules vaut donc toujours $E = k_B \times 18 \text{ nK}$. La localisation semble observable à courte distance et à une échelle de temps inférieure à 10 s, pour des énergies entre le seuil de percolation $E_{\text{perc}} \approx 0.52 \bar{V}$ et approximativement $E \leq 0.9 \bar{V}$.*

Conclusion

La localisation d'Anderson risque d'être difficile à identifier en 2D car, pour qu'elle survienne à une faible distance, la particule doit avoir une énergie proche du seuil de percolation. Nous obtenons actuellement des échantillons à 20 nK après allumage d'un désordre de profondeur $\bar{V} \approx k_B \times 40 \text{ nK}$. Même alors, en évaluant la distribution d'énergie, on constate que près de

75% des atomes ont une énergie supérieure à $0.9\bar{V}$ et se propageront de manière diffusive à l'échelle de temps de l'expérience. Après 10 s, si seuls restent sur l'image les atomes piégés ou localisés au sens d'Anderson à faible distance, plus de 40% de ceux-ci seront sous le seuil de percolation classique.

Cette situation est très différente des systèmes 1D et 3D. En 1D, la longueur de localisation dépend linéairement de l_B . On obtient ainsi un effet notable sur une plus grande plage d'énergie : il est donc possible d'éviter le piégeage classique [Clément 05, Billy 08]. En 3D, les contraintes sur l'énergie de la particule sont fortes [Yedjour 10], mais le seuil de percolation du désordre est très éloigné : $E_{perc} \approx 5 \cdot 10^{-4}\bar{V}$ [Pilati 10]. Ainsi, les trois dimensionnalités nécessitent des études très différentes - avec, en 2D, l'accent mis sur la compréhension du transport classique à travers un désordre fort.

8.1.4 Identifier la localisation d'Anderson

Contrairement aux expériences 1D, il nous manque une signature pour identifier la localisation. Dans un système unidimensionnel par exemple, une décroissance exponentielle du paquet d'onde localisé est une signature de la localisation forte [Sanchez-Palencia 07]. Dans un système bidimensionnel, nos simulations numériques montrent qu'à proximité du seuil de percolation, la dynamique purement classique génère des profils exponentiels, semblant refléter la distribution de tailles des zones énergétiquement accessibles.

Les prochaines expériences devront donc trouver un moyen de discriminer deux phénomènes ayant pour même effet de bloquer le transport à des énergies proches. La localisation d'Anderson est causée par les interférences entre les trajectoires effectuant une même boucle fermée en sens inverse. Nous cherchons donc un moyen de brouiller ces interférences sans pour autant affecter la dynamique de transport classique.

Une approche convaincante serait de supprimer la symétrie par renversement du temps en ajoutant un champ de jauge effectif, analogue à un champ magnétique uniforme sur une particule chargée [Lin 09a, Dalibard 10]. Dans les systèmes de gaz d'électrons 2D, une magnétorésistance négative est en effet une signature fiable des effets de localisation [Lee 81]. Les fluctuations universelles de conductance sont elles aussi sensibles au champ magnétique [Lee 87].

Une seconde approche, en cours d'évaluation, serait de moduler faiblement l'amplitude du désordre. La période de modulation devrait être plus courte que le temps de localisation typique mais plus longue que le temps de traversée d'un grain. Il reste toutefois à déterminer si une modulation suffisante pour déphaser les trajectoires contrapropagatives ne va pas aussi chauffer l'échantillon et perturber la dynamique classique.

8.2 Phases quantiques d'un système 2D désordonné

Nous présentons maintenant une seconde perspective de notre expérience. Nous disposons d'un échantillon ultrafroid confiné dans un piège bidimensionnel. Dans ces conditions ($k_B T \leq \hbar \omega_z$), une transition de phase conduite par les interactions peut avoir lieu. Le mécanisme, décrit par Berezinski, Kosterlitz et Thouless [Berezinskii 72, Kosterlitz 73], est basé sur l'appariement de vortex, en interaction à longue portée, en-dessous d'une certaine température. Cette transition a maintenant été observée dans plusieurs expériences d'atomes ultra-froids, en milieu continu [Hadzibabic 06, Cladé 09] comme sur réseau [Schweikhard 07]. L'impact du désordre sur celle-ci reste toutefois à étudier.

Dans un premier temps, nous introduisons cette transition de phase. Nous expliquons pourquoi le désordre est un ingrédient susceptible de perturber le mécanisme Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT). Dans un second temps, nous présentons quelques résultats expérimentaux, attestant du fait que nous sommes dans la bonne gamme de paramètres pour étudier cette problématique.

8.2.1 Introduction à la physique de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless

Le système de bosons dégénérés en 2D peut être sujet à deux transitions de phase. La transition de Bose-Einstein est guidée par la statistique quantique, tandis que la transition BKT est un effet d'interactions. Mais toutes deux affectent la cohérence de phase de l'échantillon, évaluée par la quantité :

$$g_1(\vec{r}) = \langle \psi^\dagger(\vec{r}_0) \psi(\vec{r}_0 + \vec{r}) \rangle \quad (8.7)$$

où $\psi(\vec{r})$ est l'opérateur champ. Cette fonction est reliée à la population des états d'impulsion selon :

$$g_1(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty n(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^2k \quad (8.8)$$

Dans un système bidimensionnel, les fluctuations thermiques empêchent d'avoir une cohérence de phase de portée infinie [Mermin 66]. Plus formellement, $g_1(r \rightarrow \infty) = 0$. Nous montrons maintenant que ces deux transitions de phase sont toutefois responsables d'une augmentation brusque de la portée de $g_1(\vec{r})$ - phénomène qu'on appelle apparition d'un ordre à quasi-longue portée. Nous présentons le rôle des interactions et du potentiel de piégeage (voir Fig. 8.6 et [Hadzibabic 09]), avant de conclure sur les conditions nécessaires à l'apparition d'un ordre à quasi-longue portée.

1) La condensation de Bose-Einstein en 2D En l'absence d'interactions, la transition de Bose-Einstein est sensible à la densité d'états du système. Dans un système 2D infini et uniforme par exemple, la condensation n'a jamais lieu. Par contre, dans un potentiel harmonique, on retrouve le phénomène d'accumulation d'une fraction macroscopique dans le même état quantique. Pour un nombre N de particules, dans un confinement isotrope de fréquence $\omega/2\pi$, la température critique de condensation s'écrit :

$$T_c = \frac{\hbar \omega}{k_B} \cdot \frac{\sqrt{6}}{\pi} \sqrt{N} \quad (8.9)$$

A la limite thermodynamique ($N \rightarrow \infty$, $N\omega^2$ constante), l'état fondamental du piège tend vers l'état d'impulsion $\vec{k} = \vec{0}$. La condensation de Bose-Einstein se manifeste par l'apparition d'une

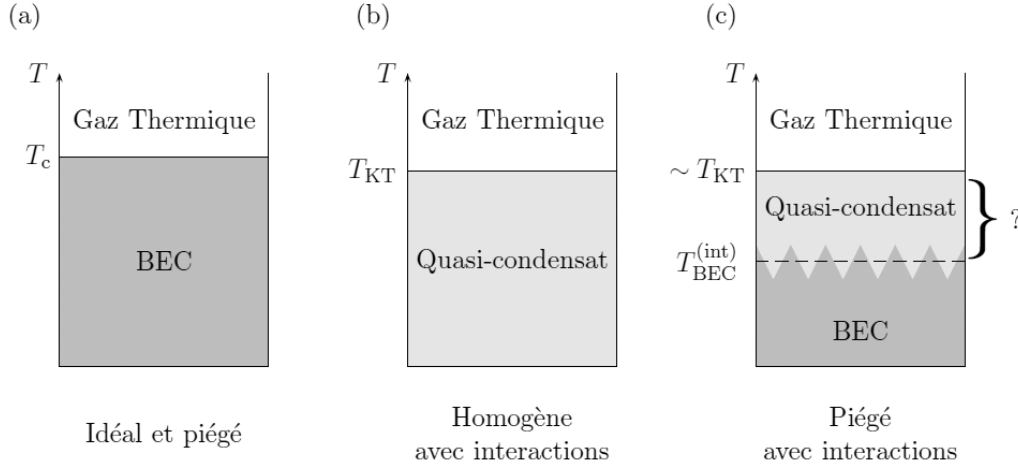


FIGURE 8.6 – Différentes phases du gaz de Bose 2D. a) En présence d'un piège et en l'absence d'interactions, la transition de Bose-Einstein est attendue. b) En l'absence de piège, la transition de Bose-Einstein disparaît. Par contre, des interactions peuvent faire apparaître une nouvelle phase superfluïde, dite de quasi-condensat. Le mécanisme de la transition est décrit par Berezinskii, Kosterlitz et Thouless. c) En présence d'un piège et d'interactions, les mécanismes peuvent co-exister. Figure reprise de [Battelier 07].

distribution piquée dans l'espace des moments, et donc, selon eq. 8.8, par une augmentation brusque de la portée de la cohérence de phase.

Toutefois, selon une approche de densité locale, la densité $n(\vec{r})$ diverge au centre du piège au seuil de la transition [Hadzibabic 08]. La présence d'interactions répulsives empêche donc l'apparition d'une fraction condensée par stimulation bosonique.

2) Le mécanisme BKT Considérons un gaz dégénéré, mais non condensé, dans un système uniforme. En présence d'interactions, les fluctuations de densité sont fortement réduites par rapport au gaz idéal. La portée de la fonction de corrélation $g_1(\vec{r})$ est alors déterminée par les fluctuations de phases. Il en existe deux types, topologiquement différents. On trouve d'une part les modes phononiques du fluide, dont l'énergie va continuellement de 0 à ∞ . D'autre part, on trouve les vortex, qui sont des défauts de phase discrets autour desquels la phase tourne d'un multiple de 2π . Ils sont associés à un mouvement de rotation d'un superfluïde.

En présence des deux fluctuations, dans un gaz dégénéré, la fonction de corrélation décroît exponentiellement, avec une échelle de longueur $l \approx \lambda_{DB} \exp(n\lambda_{DB}^2/2)/4\pi$ - où l'on définit la longueur d'onde de De Broglie $\lambda_{DB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$. Toutefois, à température donnée, il existe une densité critique au-delà de laquelle les excitations thermiques ne peuvent plus créer de vortex isolés, mais seulement des paires de vortex liés et de moments cinétiques opposés [Hadzibabic 09].

Cette transition de phase est décrite par le mécanisme Berezinskii, Kosterlitz et Thouless [Berezinskii 72, Kosterlitz 73]. Les fluctuations de phase sont alors dominées par les phonons. Bien qu'elles ne permettent pas l'apparition d'un véritable ordre à longue portée [Mermin 66], elles causent une décroissance seulement algébrique de la fonction de corrélation $g_1(r)$, d'ex-

8.2 Phases quantiques d'un système 2D désordonné

posant supérieur à $(-1/4)$. Dans un système mésoscopique de taille finie, cela suffit en général à rétablir une cohérence de phase à l'échelle de l'échantillon - et donc à faire apparaître une fraction condensée $n(\vec{k} = \vec{0})$ macroscopique.

Pour déterminer la densité critique n_c de cette transition de phase, il est nécessaire d'avoir recours à des simulations de type Monte-Carlo. Elle est estimée à [Fisher 88, Prokof'ev 01] :

$$n_c \lambda_{DB}^2 \simeq \ln \left(\frac{380.}{\tilde{g}} \right) \quad (8.10)$$

où $\tilde{g} = \sqrt{8\pi} \frac{a}{a_{OH}}$ caractérise les interactions interatomiques en fonction de la longueur de diffusion interatomique a et de $a_{OH} = \sqrt{\hbar/m\omega_z}$. Ce paramètre, dans les expériences actuelles de physique atomique, prend une valeur comprise entre 0.01 et 0.15.

8.2.2 Influence du désordre sur la transition BKT

Dans le régime dégénéré, les fluctuations de densité sont fortement supprimées, de sorte que les principales variations d'énergie sont associées aux fluctuations de phase. Cette hypothèse de base du mécanisme BKT dans un fluide continu peut-être mise en défaut en présence d'un potentiel désordonné. La création d'un vortex par une excitation thermique, impossible dans le milieu homogène, peut redevenir favorable sur les pics du désordre, en raison de la densité réduite en ces points. Ainsi, sur des condensats 3D en rotation, des expériences ont réussi à contraindre un réseau hexagonal de vortex (excités par le mouvement de rotation et non thermiquement) à s'arranger sur un réseau carré créé par un réseau optique 2D (voir Fig. 8.7 et [Tung 06]). Pour obtenir cet effet, une profondeur du réseau optique égale à seulement 8 % du potentiel chimique suffit.

Qualitativement, nous nous attendons donc à un fort effet du désordre sur la transition BKT, en raison de son impact sur le mouvement des vortex. Cette intuition est soutenue par des études théoriques du modèle de spin XY sur réseau 2D [Wysin 05] ainsi que du modèle de Bose-Hubbard 2D désordonné [Kuroyanagi 10]. Celles-ci observent une diminution de la température critique, voire une disparition totale de la phase BKT au-delà d'un seuil critique de désordre.

8.2.3 Premiers résultats expérimentaux

Lors de nos expériences de transport, nous avons préparé un échantillon dans le régime 2D avec $k_B T < \hbar \omega_z$. La température du nuage a été ramenée jusqu'à 10 nK, tandis que le confinement transverse est de l'ordre de $\omega \approx k_B/\hbar \times 40$ nK.

La transition BKT peut être diagnostiquée en observant les défauts de phase par interférométrie atomique [Hadzibabic 06], et/ou en étudiant la portée de la cohérence de phase. Nous réalisons des temps de vol de 86 ms pour sonder la distribution d'impulsion $n(\vec{k})$, reliée à la fonction $g_1(\vec{r})$ par une transformée de Fourier². L'apparition d'une double structure est alors une signature de l'apparition d'une fraction condensée.

En Fig 8.8, nous présentons des images par temps de vol du nuage présentant une double structure. En Fig. 8.8c,d nous voyons apparaître un pic prononcé à 30 nK. Le mécanisme

2. Ce temps de vol élevé est nécessaire pour pouvoir résoudre la distribution d'impulsion du nuage. Il correspond à une chute libre de 3.6 cm.

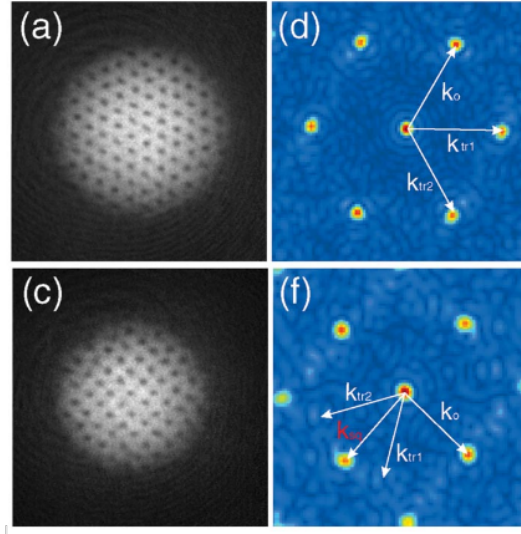


FIGURE 8.7 – *Effet d'un potentiel périodique sur un réseau de vortex. a) Image d'un condensat en rotation. Un réseau d'Abrikosov de vortex s'est formé. Sa structure est hexagonale, comme visible en d) sur la transformée de Fourier de l'image. c,f) En présence d'un réseau optique, les vortex s'organisent suivant un réseau carré pour minimiser l'énergie. Figure reprise de [Tung 06].*

responsable de la transition est vraisemblablement le mécanisme BKT, car le confinement transverse est supérieur à la température de l'échantillon. Par comparaison, en Fig. 8.8a,b, nous observons une double structure à 100 nK en changeant le rapport d'aspect du confinement à 1565 nm. Dans ce cas, le mécanisme de la transition est la condensation de Bose-Einstein en 3D.

Il semble maintenant envisageable, en conservant la température critique dans le régime 2D, d'étudier l'impact du désordre sur la transition.

Quelques grandeurs caractéristiques

Les échantillons à 10 nK sont obtenus dans un piège de confinement (6.3 Hz, 12 Hz, 850 Hz), comme mesuré par oscillations du centre de masse. Ils contiennent approximativement 15 000 atomes. De ces paramètres, nous déduisons une longueur de cicatrisation $\xi = (\tilde{g}n)^{-1/2} \approx 1 \mu\text{m}$, où $\tilde{g} \approx 7 \cdot 10^{-2}$, et n est la densité 2D au centre du nuage. La longueur ξ est aussi le rayon typique d'un vortex, que nous pouvons comparer à la longueur de corrélation du désordre $\sigma \approx 0.5 \mu\text{m}$ suivant l'axe court.

Par ailleurs, le rayon rms du nuage thermique au seuil de la transition est estimée à $25 \times 13 \mu\text{m}$. La distance typique de corrélation du désordre étant de $\sigma_x \times \sigma_y \approx 1.1 \times 0.55 \mu\text{m}$, nous pouvons considérer qu'il y a plusieurs dizaines d'extrema du potentiel désordonné à l'intérieur du nuage.

Conclusion

Nous disposons d'un gaz 2D dégénéré. Nous observons l'apparition d'un ordre à longue portée en réduisant la température, vraisemblablement gouverné par le mécanisme Berezinskii-

8.2 Phases quantiques d'un système 2D désordonné

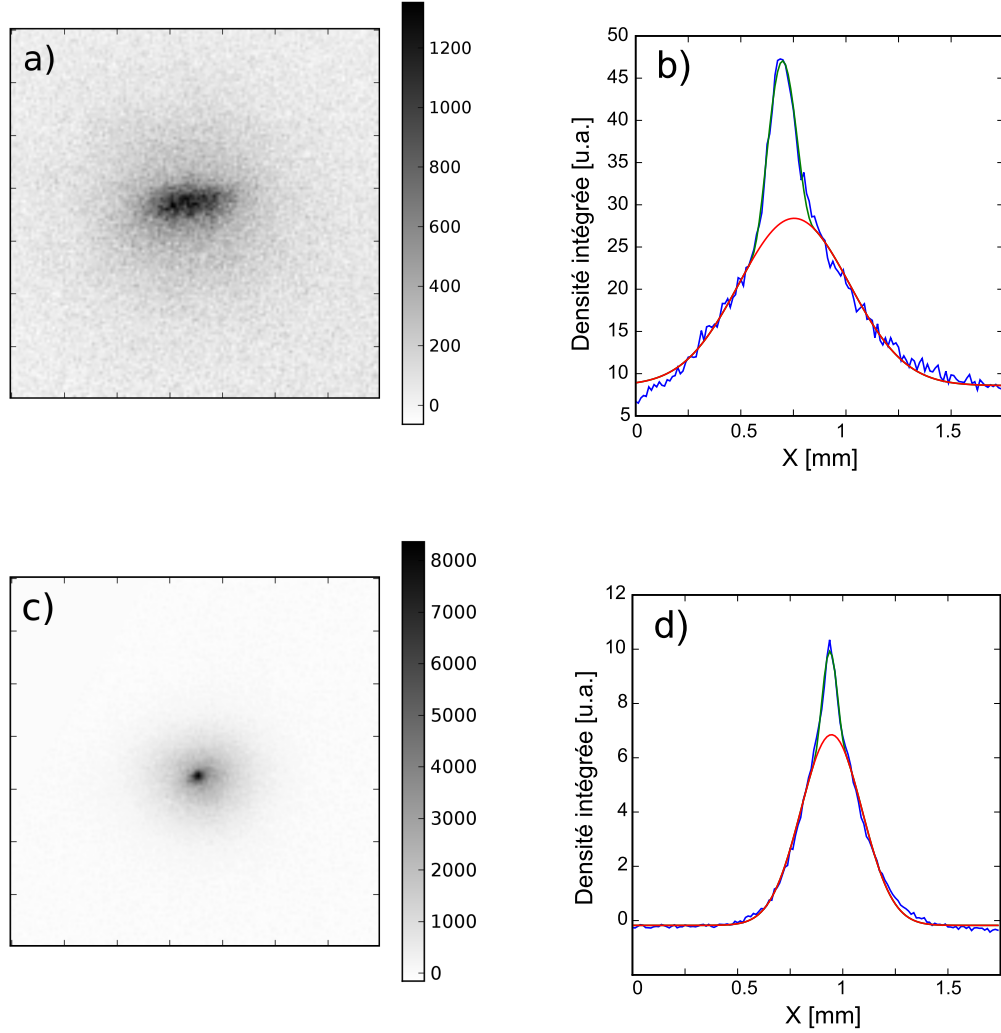


FIGURE 8.8 – Observation d'une double structure après 86 ms de temps de vol hors du piège 2D. *a,b)* Observation de la condensation de Bose-Einstein à 3D, pour une température de 100 nK ($k_B T \simeq 2.5\hbar\omega$). À côté de l'image de fluorescence, nous présentons le profil de densité intégré et mettons en évidence une double structure. La fonction d'ajustement est composée d'un profil gaussien pour la fraction thermique et d'un profil de Thomas-Fermi pour la fraction condensée. *c,d)* Observation de la transition BKT, pour une température de 30 nK. Nous contrôlons la température à laquelle une double structure apparaît en changeant le rapport de puissance entre les faisceaux de confinement à 1565 nm, afin que la transition soit gouvernée par le mécanisme BKT.

Kosterlitz-Thouless. Par ailleurs, nous pouvons projeter un potentiel désordonné sur le nuage, de longueur de corrélation plus courte que la taille de l'échantillon mais comparable au rayon des vortex. Nous espérons donc pouvoir affecter la dynamique de ces derniers, et donc mécanisme BKT. La première expérience à réaliser semble de suivre l'approche de [Wysin 05, Kuroyanagi 10], en mesurant la température critique de la transition en fonction de l'amplitude du désordre.

Enfin, nous avons appris que l'équipe de S. L. Rolston, du Joint Quantum Institute (Maryland), construit une expérience ciblant la même thématique [Beeler 10].

Conclusion

Ce travail de thèse présente deux utilisations d'une même source atomique ultrafroide. Nous préparons l'échantillon dans un piège optique croisé, et démontrons que le choix d'une géométrie asymétrique permet d'optimiser indépendamment la phase de chargement du piège et la phase de refroidissement par évaporation. En particulier, il est possible de garder un contrôle indépendant de la profondeur du piège et du confinement. Nous utilisons ceci pour maintenir une thermalisation efficace tout au long de l'évaporation en contrôlant le taux de collisions élastiques. Cette stratégie n'est pas spécifique de l'atome utilisé.

Un trampoline pour atomes froids : La première problématique abordée avec l'échantillon ultrafroid est associée au domaine de l'interférométrie atomique. Nous mettons en place une technique de suspension du nuage contre la gravité, afin d'optimiser les mesures interférométriques sur des montages compacts au sol. En diffractant périodiquement l'onde de matière sur un réseau de Bragg, dans le régime de réseau épais, nous transférons des impulsions compensant l'accélération de la gravité. Nous démontrons que cette technique peut suspendre l'échantillon dans un volume inférieur au mm^3 pendant plusieurs dizaines de millisecondes. Lorsque l'on réalise cette séquence expérimentale dans le régime de réseau mince, les atomes sont diffractés vers de nombreux ordres. La recombinaison répétée de nombreuses trajectoires réalise alors un interféromètre à ondes multiples sensible à la gravité, permettant de maintenir les atomes dans les voies suspendues malgré la très forte probabilité classique de rejoindre des trajectoires de chute libre.

Une importante limitation des horloges atomiques est le mouvement de chute libre durant la mesure. Les fontaines atomiques permettent les plus longs temps d'interrogation, à condition de réaliser des systèmes volumineux. Récemment, les horloges sur réseau ont permis de s'affranchir de cette limitation. Les senseurs inertiels assistent à la même évolution à l'aide de la méthode d'oscillations de Bloch. Les deux techniques de trampoline pour atomes froids sont de nouvelles alternatives pour augmenter le temps d'interrogation sur des systèmes compacts. Les temps d'interaction avec les potentiels optiques y sont significativement réduits.

Une étude du transport 2D en présence de désordre : Dans un second temps, nous profitons de la versatilité du système expérimental pour implémenter la première étude expérimentale dans le domaine des atomes froids de l'influence d'un potentiel désordonné sur le transport 2D. Nous abordons le sujet par un régime de transport classique. A haute énergie, nous mettons en évidence une dynamique de propagation diffusive, et mesurons des coefficients de diffusion fortement dépendants de l'énergie en accord avec une modélisation numérique. A plus basse énergie, cette modélisation nous informe de la présence de nouvelles dynamiques de propagation : les atomes peuvent être piégés entre les maxima du désordre, et une dynamique subdiffusive est attendue de façon transitoire.

Dans le cadre de la mécanique quantique, la propagation des ondes de matière à travers le désordre est susceptible d'être bloquée par un effet d'interférence, nommé localisation d'Anderson. L'expérience est désormais dans la gamme de paramètres adaptée pour mettre en évidence ce phénomène. Nous travaillons désormais à dissocier les effets de transport classique, bloquant le transport pour des énergies très similaires.

La localisation d'Anderson est explorée dans de nombreux domaines : matière condensée, optique, propagation d'ondes classiques... Chacune a développé des observables spécifiques pour l'identifier. Ainsi, les fluctuations de densité après propagation dans le milieu diffusant portent une information quantitative sur la longueur de localisation [Cherroret 08, Faez 09, Papazoglou 10]. De même, la distribution de temps de traversée à travers un matériau change de forme lorsque les effets d'interférences deviennent prépondérants [Störzer 06]. Il serait intéressant de voir si ces observables pourraient être implémentées sur des systèmes d'atomes froids, par exemple en étudiant la conduction d'un laser à atome [Guerin 06] à travers une zone désordonnée d'extension finie.

Les phases quantiques d'un système bidimensionnel : L'expérience de transport que nous venons de décrire nécessite un confinement bidimensionnel et une très basse température. La source atomique, avant expansion, est alors dégénérée. Nous observons l'apparition d'un ordre à longue portée dans l'échantillon, vraisemblablement gouverné par le mécanisme Berezinskii-Kosterlitz-Thouless. Nous pouvons maintenant explorer l'influence du désordre sur cette transition de phase, étudiant ainsi sur un système de bosons le parallèle de la transition supraconducteur/isolant observée dans les films d'alliages métalliques [Dubi 07].

Conclusion

Chargement d'un piège noir

Dans le chapitre 2, nous avons vu que le déplacement lumineux de la transition de refroidissement induit par le piège à 1565 nm facilite le chargement des atomes dans un état noir. En général toutefois, une zone dépourvue de dépompage ("noire") est induite indépendamment du piège conservatif. Nous construisons maintenant un modèle simple pour évaluer, en fonction de la taille de la zone noire, l'efficacité de chargement d'un piège magnéto-optique vers un piège conservatif. Cette approche est complémentaire de [O'Hara 01b], qui modélise le chargement d'un piège conservatif lorsque, au contraire, le refroidissement laser est efficace en tout lieu.

A.1 Description du problème

La configuration étudiée est la suivante. Nous superposons un piège magnéto-optique pour ^{87}Rb à un piège conservatif (dipolaire ou magnétique). Par ailleurs, nous définissons une zone dénuée de repompage optique, centrée sur le piège conservatif mais contrôlée indépendamment de ce dernier. Ceci est en général réalisé en véhiculant la lumière de repompage par un faisceau indépendant, ce qui permet d'imager une ombre au centre du nuage. Alternativement, nous suggérons l'emploi de lumière à 1528 nm pour déplacer la transition de pompage optique du ^{87}Rb , comme actuellement étudié dans le groupe de M. Kasevich à Stanford.

Nous cherchons à déterminer le nombre d'atomes que l'on peut transférer dans le piège via l'état noir $|5S_{1/2}, F = 1 \rangle$, ainsi que leur température. Cette situation stationnaire résulte d'un équilibre entre le chargement des atomes issus du PMO vers la zone de piégeage, et les mécanismes de pertes, notamment par évaporation et par collisions inélastiques.

A.2 Mécanisme de chargement

Nous étudions le mouvement des atomes, initialement dans le PMO, vers le piège conservatif. En dehors de la zone noire, ce mouvement est diffusif. En présence de repompage, la température est homogène sur l'ensemble du PMO. Lorsque les atomes rentrent dans la zone noire, ils continuent de diffuser spatialement jusqu'à ce qu'ils tombent dans l'état noir $|5S_{1/2}, F = 1 \rangle$. Nous estimons maintenant le flux d'atomes piégés par la zone noire.

Surface de dépompage

Tout d'abord, nous vérifions que les atomes qui rentrent dans la zone noire sont tous capturés par le piège. Nous employons le coefficient de diffusion mesuré par [Hodapp 95] sur une mélasse de Rubidium 85 : $D_m = 6.10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$. Des coefficients de diffusion plus de dix fois plus faibles sont réalisables [Jurczak 96, Steane 92]. Toutefois, nous devons conserver une configuration de

PMO, éventuellement fortement désaccordé, pour pouvoir charger le piège conservatif pendant plusieurs secondes.

Estimons d'abord le temps que met un atome, une fois rentré dans la zone noire, pour tomber dans l'état noir $F = 1$. Si la mélasse est désaccordée de 100 MHz¹, étant donné que les niveaux $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ sont distants de 266 MHz, alors environ $\left(\frac{100}{266-100}\right)^2 \approx \frac{1}{3}$ des cycles aboutissent à un dépompage². Si le faisceau piège est saturant, alors l'atome tombe dans $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ en un temps $\tau \sim 3/\Gamma \approx 3\mu s$. La distance parcourue pendant ce temps est :

$$d = \sqrt{3 \cdot 2D_m\tau} \approx 1\mu m \quad (\text{A.1})$$

Tant que la taille de la zone noire reste grande devant d , nous considérons que les atomes du PMO sont absorbés par une interface, en bordure de la zone noire, communiquant avec le nuage dans le piège conservatif.

Flux entrant

Pour évaluer le flux d'atomes se dépompant sur cette surface, nous considérons un système à symétrie sphérique. Les atomes du PMO diffusent selon trois dimensions ; leur densité vaut $n = n_0$ à l'infini et $n = 0$ à la surface de la zone noire. Ces conditions aux limites sont crédibles si le taux de chargement du PMO comprimé reste largement supérieur au flux d'atomes dépompés sur la zone noire - ce que nous devons vérifier à posteriori.

Les équations de diffusion portant sur la densité n et le courant de particules $\vec{j}$, prises en régime stationnaire, s'écrivent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_m \Delta n = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{j} = -D_m \vec{\nabla} n \neq 0 \quad (\text{A.3})$$

Dans le cadre d'une situation à symétrie sphérique, avec une zone noire de rayon R_0 , la solution stationnaire est :

$$n(r > R_0) = n_0 \left(1 - \frac{R_0}{r}\right) \quad (\text{A.4})$$

d'où l'on déduit le flux d'atomes absorbés par l'interface :

$$\frac{dN}{dt}_{\text{noir}} = D_m n_0 4\pi R_0 \quad (\text{A.5})$$

L'énergie typique des atomes à l'instant où ils tombent dans l'état noir est $U(R_0) + 3/2k_B T$, où T est la température de la mélasse. Le flux d'énergie entrant dans le nuage piégé est donc :

$$\frac{dE}{dt}_{\text{noir}} = \frac{dN}{dt}_{\text{noir}} \cdot [U(R_0) + 3/2k_B T] \quad (\text{A.6})$$

1. Nous prenons pour exemple le PMO comprimé employé sur notre expérience avant de charger le piège optique. Le désaccord des faisceaux de refroidissement vaut 100 MHz, le gradient de champ 15 G/cm, et la température 40 μK .

2. Nous négligeons les coefficients de Clebsch-Gordan pour cette estimation.

Discussion des hypothèses

- Le taux de chargement dérivé ci-dessus est valide en régime stationnaire. Toutefois, à l'aide d'un faisceau à 1528 nm, il est possible de ne rendre noire la zone qu'après chargement du PMO : de façon transitoire, le taux de chargement peut être bien plus élevé.
- Nous considérons comme irrémédiablement perdus les atomes évaporés, alors qu'ils devraient être recapturés par le PMO. La condition aux limites $n(R_0) = 0$ est donc discutable.

A.3 Evaporation libre

Nous estimons maintenant le premier processus de perte d'atomes : l'évaporation. Le nombre d'atomes évaporés par unité de temps est évalué dans [Luiten 96, O'Hara 01a, Yan 09] en fonction du rapport $\eta = U/k_B T$ et du taux de collisions élastiques Γ_{col} :

$$\frac{dN}{dt}_{ev} = -2(\eta - 4) \exp(-\eta) \Gamma_{col} N \quad (\text{A.7})$$

Le taux de collisions se dérive selon $\Gamma_{col} = n_0 \sigma v_r$, où n_0 est la densité centrale, σ est la section efficace de collision, et $v_r = 4\sqrt{\frac{k_B T}{\pi m}}$ est la vitesse relative moyenne entre deux particules. Dans un piège isotrope de fréquence de confinement $\omega/2\pi$, on aboutit au taux d'évaporation suivant :

$$\frac{dN}{dt}_{ev} = -(\eta - 4) \exp(-\eta) \frac{2^{3/2} \sigma m \omega^3}{\pi^2 k_B T} \cdot N^2 \quad (\text{A.8})$$

Enfin, l'énergie emportée en moyenne par chacune de ces particules vaut $dE/dN_{ev} = U + \kappa k_B T$, avec $\kappa = 3/2$ dans le cadre d'une évaporation par l'ensemble de la surface du piège [Ketterle 96]. Soit :

$$\frac{dE}{dt}_{ev} = \frac{dN}{dt}_{ev} \cdot (U + \kappa k_B T) \quad (\text{A.9})$$

A.4 Mécanismes de pertes

Qualité du vide

Les collisions avec le milieu ambiant sont responsables d'un taux de pertes Γ_{1c} identique pour toutes les classes d'énergie du nuage. Les flux d'atomes et d'énergie associés sont donc :

$$\frac{dN}{dt}_{1c} = -\Gamma_{1c} N \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{dE}{dt}_{1c} = -\Gamma_{1c} N \cdot 3k_B T \quad (\text{A.11})$$

Collisions inélastiques

Le régime stationnaire est fortement déterminé par les pertes associées aux collisions inélastiques, à trois corps, en raison de leur forte non-linéarité en fonction de la densité atomique. Ce taux s'écrit dans un gaz thermique [Söding 9, Weber 03] :

$$\frac{dN}{dt}_{3c} = -6L_{3c} \langle n^2 \rangle \cdot N \quad (\text{A.12})$$

où $\langle \rangle$ représente une moyenne sur le volume effectivement exploré par chaque particule : $\langle n^2 \rangle = \frac{1}{N} \int d^3r n^3(r)$, et où L_{3c} vaut $1.8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ pour le Rubidium 87 [Söding 9]. En fonction des grandeurs thermodynamiques du nuage piégé, on obtient le taux suivant :

$$\frac{dN}{dt}_{3c} = -L_{3c} N^3 \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{m\omega^2}{2\pi k_B T} \right)^3 \quad (\text{A.13})$$

Déterminons maintenant l'énergie moyenne des particules perdues par ce mécanisme. Le taux de pertes est sensiblement plus fort au centre du piège, où la densité est plus élevée. L'énergie potentielle moyenne d'un atome perdu par ce processus à trois corps est évaluée en réalisant une moyenne spatiale pondérée par le nombre de collisions inélastiques par unité de volume et de temps : $6L_{3c}n^3(r)$. On obtient :

$$\langle U \rangle_{3c} = \int d^3r \frac{n^3(r)}{N^3} U(r) = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{A.14})$$

L'énergie totale d'une particule perdue, d'énergie cinétique moyenne $3/2 k_B T$, vaut donc $2k_B T$. Hors du régime hydrodynamique ($\Gamma_{col} < \omega/2\pi$), nous considérons que l'énergie de recombinaison de la molécule Rb_2 n'est pas transmise au reste du nuage.

En fin de compte, la perte d'énergie du nuage par collisions inélastiques vaut donc :

$$\frac{dE}{dt}_{3c} = \frac{dN}{dt}_{3c} \cdot 2k_B T \quad (\text{A.15})$$

A.5 Solution stationnaire

Nous résolvons le système d'équations suivant, dont les inconnues sont le nombre d'atomes et la température :

$$\frac{dN}{dt}_{noir} + \frac{dN}{dt}_{ev} + \frac{dN}{dt}_{1c} + \frac{dN}{dt}_{3c} = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{dE}{dt}_{noir} + \frac{dE}{dt}_{ev} + \frac{dE}{dt}_{1c} + \frac{dE}{dt}_{3c} = 0 \quad (\text{A.17})$$

Ces deux équations couplées sont d'ordre trois en N . Nous résolvons graphiquement le système et choisissons la seule solution positive. Le paramètre ajustable expérimentalement est le rayon R_0 de la zone noire.

Paramètres

Le piège magnéto-optique comprimé, imposant le taux de chargement de la zone noire, est caractérisé par les paramètres suivants :

- Temperature : $T \approx 40 \mu\text{K}$
- Densité : $n_0 \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
- Constante de diffusion : $D_m \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$

Nous considérons un piège conservatif généré au croisement de deux faisceaux de waist $80 \mu\text{m}$, de puissance 2 W , à une longueur d'onde de 850 nm . Nous l'approximons par un

confinement harmonique isotrope, de fréquence de confinement $\omega/2\pi = 380\text{Hz}$, de profondeur³ $100\text{ }\mu\text{K}$, et de rayon $57\text{ }\mu\text{m}$.

Nous rappelons enfin les paramètres des différents processus de pertes :

- Taux de collision avec le gaz ambiant : $\Gamma_{1c} = 1/15\text{ s}^{-1}$
- Section efficace de collision élastique : $\sigma = 7\text{ }10^{-12}\text{ cm}^2$
- Coefficient de collisions à trois corps : $L_{3c} = 1.8\text{ }10^{-29}\text{ cm}^6/\text{s}$

Résultat

Nous résolvons graphiquement les équations A.16 et A.17. Le résultat doit vérifier plusieurs conditions pour être cohérent :

1. Le flux d'atomes entrant dans la zone noire doit être faible devant le taux typique de chargement d'un PMO. Sinon, la condition aux limites en densité n'est pas pertinente.
2. Le rayon du nuage piégé doit être inférieur au rayon de la zone noire. Sinon, les atomes en cours de thermalisation dans le piège sont récupérés par le PMO.

Ce dernier point limite beaucoup le domaine de validité de notre calcul, et nous empêche de réaliser une vraie optimisation du chargement en fonction du rayon de la zone noire. Nous présentons toutefois le résultat du calcul dans une situation pertinente.

Lorsque la zone noire a un rayon de $R_0 = 35\text{ }\mu\text{m}$, le flux d'atomes chargés vaut $\frac{dN}{dt\text{ noir}} = 7.9\text{ }10^5\text{ s}^{-1}$, largement inférieur au taux de chargement d'un PMO. La résolution graphique des deux équations retourne $U/k_B T = 10.9$ (soit une température de $9.2\text{ }\mu\text{K}$). Le rayon rms du nuage vaut $22\text{ }\mu\text{m}$. Près de $1.3\text{ }10^6$ atomes sont chargés, correspondant à une densité dans l'espace des phases $D = N(\hbar\omega/k_B T)^3 = 1.2\text{ }10^{-2}$, ainsi qu'à un taux de collisions élastiques $\Gamma_{col} = 1900/\text{s}$. Nous sommes dans le régime hydrodynamique : le chauffage associé à la recombinaison à trois corps est donc sous-estimé.

Echelle de temps du chargement

Le calcul que nous venons de présenter ne retourne que la situation stationnaire. Afin d'estimer l'échelle de temps nécessaire pour rejoindre cet équilibre, nous employons une autre approche. Nous simulons la thermalisation du nuage en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann dans le piège harmonique [Luiten 96], à partir d'un code présenté dans le rapport de stage [Robert-de Saint-Vincent 07]. La simulation ne prend pas en compte les pertes à trois corps, dépendantes de l'énergie.

Nous introduisons un flux d'atomes par unité d'énergie, calculé avec une distribution d'énergie cinétique thermalisée à $40\text{ }\mu\text{K}$. L'énergie potentielle est par contre déterminée par $U(R_0)$ au bord de la zone noire. Nous normalisons ce flux à partir de $\frac{dN}{dt\text{ noir}}$ évalué plus haut. Après application de l'hypothèse d'ergodicité, nous obtenons un flux d'atomes par unité d'énergie :

$$f(E > U(R_0)) = \frac{dN}{dt\text{ noir}} \cdot \frac{2\sqrt{E - U(R_0)}}{\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}} \cdot \exp[-(E - U(R_0))/k_B T] \quad (\text{A.18})$$

La figure A.1 présente le nombre d'atomes et la densité dans l'espace des phases en fonction du temps selon cette simulation. Le régime stationnaire évalué plus haut par le modèle analytique

3. La profondeur du piège étant la différence d'énergie entre le fond du croisement et l'énergie au fond d'un des bras du piège, par lequel les atomes peuvent quitter la zone croisée.

($D \approx 10^{-2}$) est rejoint en environ 10 secondes. La densité dans l'espace des phases et le nombre d'atomes continuent d'augmenter, mais vraisemblablement cette différence est à mettre sur le compte des pertes inélastiques absentes de la simulation.

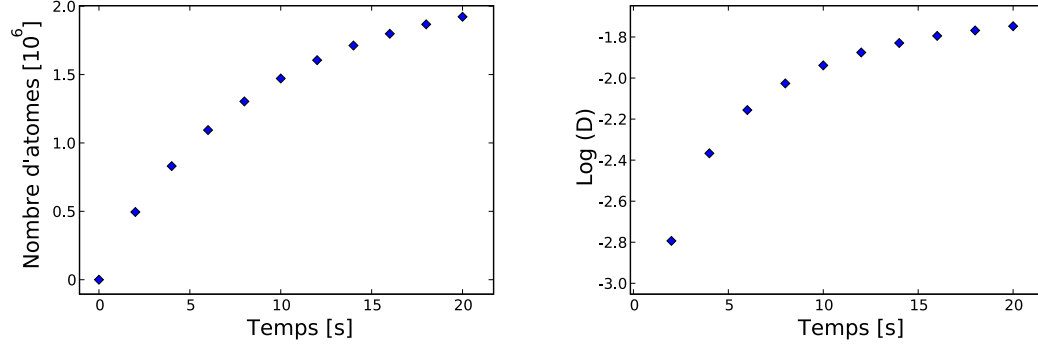


FIGURE A.1 – Simulation numérique du chargement de la zone noire. En approximativement 10 secondes, nous rejoignons une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 0.01 (figure de droite, en échelle log de base 10). Le chargement se poursuit encore pendant une dizaine de secondes supplémentaires selon cette simulation, mais l'absence de pertes inélastiques devient alors une approximation erronée.

A.6 Conclusion

En conclusion, nous avons évalué l'efficacité de chargement d'un piège conservatif en présence d'une zone dépourvue de repompage optique. Nous estimons que, pour un piège de 100 μK de profondeur et 380 Hz de fréquence de confinement, il est possible de charger un million d'atomes à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de $D \approx 10^{-2}$. Cette situation, avec un taux de collisions élastiques de l'ordre de 2000/s, est un point de départ favorable pour une évaporation forcée. À l'aide d'une simulation numérique, nous estimons le temps caractéristique du chargement à une dizaine de secondes.

Transfert Raman en présence d'un biais magnétique

Nos expériences de trampoline sont réalisées par diffraction sur une onde stationnaire polarisée circulairement. Comme observé par une expérience de Stern et Gerlach, les atomes sont initialement dans une superposition des trois états de projection de spin m_F de l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Nous observons qu'en fin d'une expérience de trampoline, la proportion des trois composantes est identique dans l'échantillon suspendu. De manière générale pourtant, l'onde stationnaire aurait pu affecter différemment chacune des composantes.

Dans la section 3.2.2, nous expliquons que s'il existe un champ magnétique de biais orthogonal à la direction de propagation de l'onde laser, les déplacements lumineux (au deuxième ordre en champ) vus par les trois états de spin sont identiques. Dans ce cas particulier, nous étudions maintenant le couplage entre les états m_F induit par le champ laser. Nous dérivons une condition sur la valeur du champ magnétique pour rendre ce couplage négligeable.

Nous nous plaçons dans le repère aligné sur le champ magnétique ($e_{z'} = \frac{\vec{B}}{\|\vec{B}\|}$ est alors l'axe autour duquel les spins atomiques précessent). Dans ce repère, la lumière est dans un état de superposition entre les composantes de polarisation $\vec{e}_{z'}$ (polarisation $q = 0$) et $\vec{e}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{e}_{x'} \pm i\vec{e}_{y'}$ (polarisations $q = \pm 1$). La polarisation du laser s'écrit :

$$\vec{p} = -\frac{i}{\sqrt{2}}\vec{e}_{z'} + \frac{1}{2}(\vec{e}_+ + \vec{e}_-) \quad (\text{B.1})$$

Les trois états du fondamental $|5S_{1/2}, F = 1, m_F \in (0, \pm 1)\rangle$ sont alors couplés par des processus du second ordre en champ électrique, représentés sur le schéma B.1. Par ailleurs, le champ magnétique est responsable d'un déplacement par effet Zeemann des énergies des différents états de spin : $\delta E(m_F) = m_F \mu B$, avec $\mu = h \times 0.7 \text{ MHz/G}$.

Nous évaluons maintenant la probabilité de coupler deux états d'impulsions différentes avec un changement de l'état de spin $|m_F\rangle$. Considérons par exemple un atome dans l'état $|m_F = -1\rangle$. Les processus de couplage au spin $|m_F = +1\rangle$ impliquent des champs lumineux $E^q(\pm k, \pm \omega)$, indexés par leurs polarisations q , leurs vecteurs d'onde $\pm k_L$, et leurs fréquences $\pm \omega$. Plus précisément, une onde progressive $\vec{E}(t) = E_0 \cos(kz - \omega t) \vec{e}_q$ est associée à deux termes $E^q(k, \pm \omega) = E_0/2$

L'interaction avec le laser est désaccordé de $\Delta = 2\pi \times 6.6 \text{ GHz}$. Nous négligeons la structure hyperfine de l'état excité, dont nous regroupons tous les états de spin m_J sous la même notation $|5P_{3/2}\rangle$. L'état de spin $|m_F = -1\rangle$ du niveau fondamental est alors couplé vers l'état de spin $|m_F = +1\rangle$ par différents processus quasi-résonants du second ordre, avec changement de l'impulsion p :

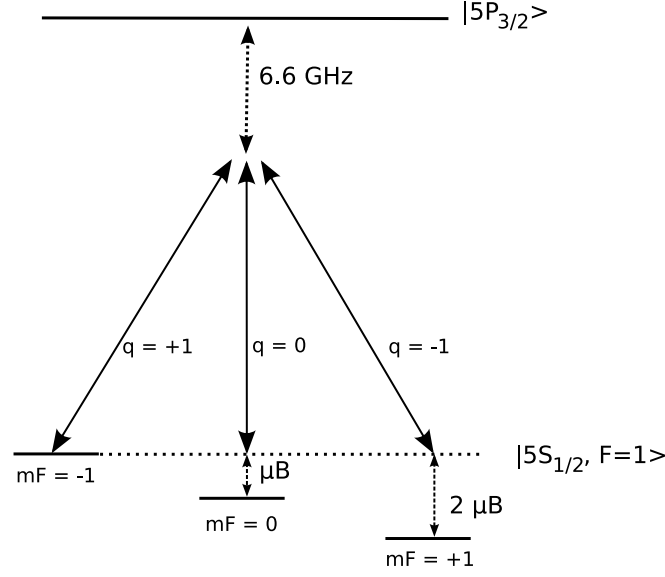


FIGURE B.1 – Schema de couplage des états de spin $|m_F\rangle$. La présence de plusieurs polarisations de lumière permet de coupler indirectement les trois états de spin. Nous négligeons la structure hyperfine de l'état excité, dont nous regroupons tous les états de spin m_J sous la même multiplicité $|5P_{3/2}\rangle$. Sur ce schéma, seule l'énergie de l'état interne est représentée. La présence d'un champ magnétique lève la dégénérescence du fondamental par effet Zeeman.

1. L'état $|m_F = -1, p\rangle$ est couplé à $|m_F = +1, p' = p\rangle$ par deux ondes de polarisations opposées $q = \pm 1$, et de même sens de propagation (par exemple $+k_L$), avec la pulsation de Rabi suivante :

$$\begin{aligned} \Omega_{Raman}^{(1)} &= \langle m_F = -1, p | d_+ \cdot \frac{2E^+(+k_L, +\omega)}{\hbar} | 5P_{3/2} \rangle \frac{1}{2\Delta} \\ &\times \langle 5P_{3/2} | \frac{d_- \cdot 2E^-(+k_L, -\omega)}{\hbar} | m_F = +1, p \rangle \end{aligned} \quad (B.2)$$

Ce couplage aboutit à une oscillation entre les deux états de spin, sans changement de l'impulsion. Autrement dit, il correspond à un terme de couplage entre les états m_F indépendant de la position.

2. Les deux états $|m_F = \pm 1\rangle$ sont aussi couplés via deux ondes de polarisation **et** de sens de propagation opposés, avec alors un changement de l'état d'impulsion. Par exemple, les états $|m_F = -1, p\rangle$ et $|m_F = +1, p + 2\hbar k_L\rangle$ sont couplés avec la pulsation de Rabi suivante :

$$\begin{aligned} \Omega_{Raman}^{(2)} &= \langle m_F = -1, p | \frac{d_+ \cdot 2E^+(+k_L, +\omega)}{\hbar} | 5P_{3/2} \rangle \frac{1}{2\Delta} \\ &\times \langle 5P_{3/2} | \frac{d_- \cdot 2E^-(-k_L, -\omega)}{\hbar} | m_F = +1, p + 2\hbar k_L \rangle \end{aligned} \quad (B.3)$$

Ce dernier cas peut transférer une impulsion au nuage. Nous recherchons une condition pour que ce processus soit négligeable. La condition pour rendre le couplage $\Omega_{Raman}^{(1)}$ négligeable est similaire. A partir de maintenant, pour une meilleure lisibilité, nous omettons l'indice ⁽²⁾ sur la pulsation de Rabi.

Chap B - Transfert Raman en présence d'un biais magnétique

Pour quantifier le problème, intéressons nous à la restriction du hamiltonien effectif aux états de spin $\{m_F = \pm 1\}$, et d'impulsion $\{p_0, p_0 + \hbar K\}$ - où l'impulsion p_0 est proche de $-\hbar K/2$. Les termes non-nuls du hamiltonien effectif s'écrivent :

$$\langle p, m_F | H | p, m_F \rangle = \frac{p^2}{2m} + m_F \mu B \quad (\text{B.4})$$

$$\langle p \pm \hbar K, m_F | H | p, m_F \rangle = \frac{\hbar \Omega}{2} \quad (\text{B.5})$$

$$\langle p \pm \hbar K, m_F = \pm 1 | H | p, m_F = \mp 1 \rangle = \frac{\hbar \Omega_{\text{Raman}}}{2} \quad (\text{B.6})$$

Le couplage Ω décrit la diffraction de Bragg usuelle, utilisée par nos expériences. Si le déplacement Zeemann est suffisamment grand, le couplage par Ω_{Raman} peut avoir un impact négligeable sur l'évolution du système. Nous précisons maintenant les énergies en jeu afin d'évaluer le champ magnétique adéquat.

Durant nos expériences, le potentiel périodique a une profondeur de l'ordre de $V_0 = \hbar \times 25$ kHz (voir la section 3.2.3), associé à un couplage entre états de même spin et d'impulsions attenantes $\Omega = V_0/2\hbar \approx 2\pi \times 12$ kHz.

Ce couplage Ω résulte de la somme de :

- un couplage du second ordre par une onde de polarisation $q = 1$ et d'amplitude $1/2$, avec un coefficient de Clebsch-Gordan $\sqrt{3}/2$
- un couplage du second ordre par une onde de polarisation $q = -1$ et d'amplitude $1/2$, avec un coefficient de Clebsch-Gordan $\sqrt{3}/2$
- un couplage du second ordre par une onde de polarisation $q = 0$ et d'amplitude $1/\sqrt{2}$, avec un coefficient de Clebsch-Gordan 1.

Par contre, le couplage Ω_{Raman} résulte d'un seul processus, de couplage du second ordre via deux ondes de polarisations opposées $q = \pm 1$ et d'amplitude $1/2$, avec un coefficient de Clebsch-Gordan $\sqrt{3}/2$.

On peut donc démontrer que

$$\Omega_{\text{Raman}} = \Omega \cdot \frac{3}{14} \approx 2\pi \times 3 \text{ kHz} \quad (\text{B.7})$$

Nous souhaitons minimiser le taux de transfert entre états de spins différents, dont la différence d'énergie est contrôlée par le champ B . Raisonnons sur une oscillation de Rabi de pulsation Ω_{Raman} entre les deux états $|m_F = -1, p\rangle$ et $|m_F = 1, p + 2\hbar k_L\rangle$, artificiellement isolés.

Dans les expériences de trampoline, le désaccord à la condition de Bragg est en général inférieur à l'énergie de recul. Par contre, nous induisons un fort désaccord sur le couplage Raman par effet Zeemann : $\hbar \delta \approx 2\mu B$. Le transfert maximal d'un état de spin vers l'autre vaut alors :

$$f_{\text{max}} = \frac{1}{1 + 4\mu^2 B^2 / \Omega_{\text{Raman}}^2} \approx \frac{\Omega_{\text{Raman}}^2}{4\mu^2 B^2} \quad (\text{B.8})$$

Ainsi, on peut rendre ce transfert négligeable ($f_{\text{max}} \approx 10^{-4}$ par exemple) pour $B > B_c$ avec

$$B_c = \sqrt{\frac{1}{f_{\text{max}}}} \cdot \frac{\hbar \Omega_{\text{Raman}}}{2\mu} \approx 200 \text{ mG} \quad (\text{B.9})$$

Conclusion : Le même raisonnement peut être réalisé concernant le couplage entre un état $m_F = \pm 1$ et l'état $m_F = 0$, aboutissant aux mêmes ordres de grandeur. Un champ de l'ordre de quelques centaines de milligauss est donc suffisant pour que le processus dominant reste la diffraction de Bragg sans changement d'état de spin.

Diffraction d'un échantillon atomique dense

Le fait d'employer une source atomique dense et collimatée, proche du régime de condensation, permet de créer un interféromètre de forte brillance. Toutefois, cela fait apparaître quelques effets collectifs pouvant affecter le processus de diffraction.

Nous présentons deux mécanismes, illustrés en Fig. C.1, affectant la quantité de mouvement transférée aux atomes lors de la diffraction. L'un d'eux est dû à une interaction médiée par la lumière, tandis que l'autre est directement dû aux collisions entre les atomes, indépendamment du réseau diffractant. Pour plus de simplicité, nous les étudions dans le régime de réseau épais, et à incidence de Bragg $-\hbar k_L = -\hbar K/2$.

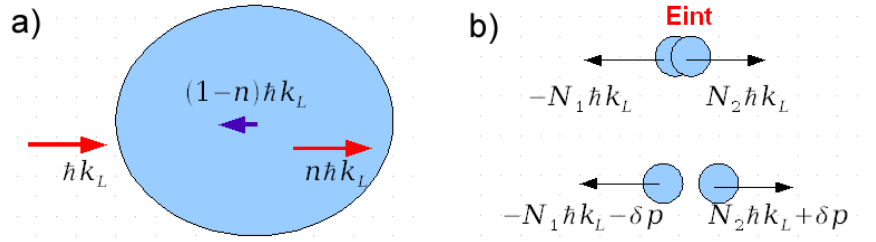


FIGURE C.1 – a) Effet de l'indice optique n . Un photon de vecteur d'onde k_L dans le vide rentre dans le milieu. Si il est absorbé par un atome, celui-ci reçoit alors une quantité de mouvement $n\hbar k_L$. L'ensemble du milieu récupère la différence d'impulsion entre celle apportée par le photon incident et celle transférée à l'atome. b) Effet des interactions. Lors de la séparation des composantes diffractées, initialement superposées, les interactions répulsives entre les nuages causent un échange supplémentaire d'impulsion.

Effet de l'indice optique (Fig. C.1a) :

La quantité de mouvement portée par la lumière dans un milieu diélectrique est un sujet de débat, initié par [Abraham 09], qui affirmait qu'elle est proportionnelle à l'indice n du milieu, et [Minkowski 08], qui affirmait qu'elle est inversement proportionnelle à l'indice. La réponse à cette question semble dépendre de la situation observée [Gordon 73]. Si l'on considère la diffraction d'un atome par une onde stationnaire dans un milieu, on s'attend au résultat d'Abraham : si la vitesse de phase de la lumière dans le milieu vaut c/n , l'atome est diffracté par un potentiel périodique de pas $\lambda/2n$, et récupère donc une impulsion multiple de $2n\hbar k_L$. Cette intuition est validée expérimentalement par [Campbell 05]. Toutefois, l'impulsion supplémentaire acquise par l'atome l'a été au détriment du milieu environnant, qui reçoit le défaut d'impulsion $2(1-n)\hbar k_L$.

Si maintenant une proportion non négligeable du nuage est diffractée, afin de conserver l'impulsion totale du système atomes + photons, les impulsions transférées sont encore un peu différentes. Comme présenté dans [Cladé 06], si une fraction Q du nuage est diffractée dans le régime de Bragg, alors les atomes défléchis reçoivent une impulsion $2(n + Q(1 - n))\hbar k_L$, tandis que les atomes "non défléchis" récupèrent en fait une légère impulsion de sens opposé $2Q(1 - n)\hbar k_L$.

Evaluons cet effet : si le désaccord Δ est grand devant la structure hyperfine mais faible devant la structure fine, nous calculons l'indice du milieu selon l'expression :

$$n = 1 + f \frac{3\pi}{2} \rho \frac{\Gamma}{\Delta} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^3 \quad (\text{C.1})$$

où f est la force d'oscillateur, valant $2/3$ pour la transition D2,¹ et ρ est la densité du nuage.

Pour une densité initiale de 10^{14} atomes par cm^3 et un désaccord $\Delta = 6.6$ GHz, le terme $(n-1)$ vaut $6 \cdot 10^{-4}$. Alors, si approximativement 95% des atomes sont réfléchis par un événement de diffraction tandis que environ 5% sont transmis, le paquet d'onde réfléchi récupère une impulsion excédentaire de $6 \cdot 10^{-5} \hbar k_L$ tandis que le paquet d'onde transmis reçoit une impulsion dirigée vers le bas de $-1 \cdot 10^{-3} \hbar k_L$.

Toutefois, déjà au troisième pulse d'une expérience de trampoline, la densité a déchu d'un facteur 20 en raison de l'expansion du nuage² : le paquet d'onde défléchi vers le haut ne récupère que $3 \cdot 10^{-6} \hbar k_L$, et le paquet défléchi vers le bas seulement $-6 \cdot 10^{-5} \hbar k_L$. Ainsi, dans une expérience de trampoline, ce biais est fortement supprimé car il se moyenne sur de nombreux transferts d'impulsions indépendants.

Effet des interaction (Fig. C.1b) :

Un second effet collectif va affecter l'impulsion transférée à chaque composante : les interactions entre atomes. Juste après le transfert d'impulsion, nous avons recouvrement entre deux nuages d'impulsions différentes. L'énergie d'interaction entre ces deux composantes est de l'ordre de :

$$E_{int} = NQ(1 - Q)2g\rho \quad (\text{C.2})$$

où $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ est la constante de couplage des collisions interatomiques, ρ est la densité atomique, N le nombre total de particules, et Q la proportion d'atomes diffractés. Après l'événement de diffraction, les deux nuages se séparent en convertissant leur énergie d'interaction en énergie cinétique. L'impulsion totale étant conservée, nous pouvons déduire les impulsions excédentaires $\delta p_{\pm}$ transférées à chaque atome des composantes d'impulsion $\pm \hbar k_L$. Elles sont décrites par une équation d'ordre 2 :

$$0 = \delta p_+^2 \left(\frac{Q^2}{2m(1 - Q)} \right) + \delta p_+ \left(\frac{2Q\hbar k}{m} \right) - 2g\rho Q(1 - Q) \quad (\text{C.3})$$

$$\delta p_- = \frac{Q}{Q - 1} \delta p_+ \quad (\text{C.4})$$

1. Ce chiffre est valide en polarisation linéaire. Comme présenté en 3.2.2, on peut s'arranger pour obtenir la même force d'oscillateur en polarisation circulaire, en présence d'un champ magnétique orthogonal au réseau.

2. Cette chute de densité est évaluée pour l'expansion d'un échantillon thermique, nos expériences étant réalisées à la température critique de condensation.

Pour une densité de 10^{14} cm^{-3} , si la fraction non diffractée est de l'ordre de 5 %, alors les atomes défléchis reçoivent une impulsion excédentaire $\delta p_+ = 5 \cdot 10^{-3} \hbar k_L$, tandis que les atomes transmis reçoivent une impulsion de sens opposé $\delta p_- = -9 \cdot 10^{-2} \hbar k_L$.

Mais à nouveau, la forte chute de densité d'un pulse à l'autre réduit l'effet de ce biais sur une expérience de trampoline. Si le premier pulse est affecté, au troisième nous retrouvons une impulsion excédentaire de $3 \cdot 10^{-4} \hbar k_L$ pour l'échantillon défléchi, et $-5 \cdot 10^{-2} \hbar k_L$ pour la partie transmise. Après plus de 10 pulses, l'erreur de déflexion passe sous 10^{-5} pour toutes les composantes. Sur une expérience caractéristique de 20 rebonds, les interactions ne sont plus l'élément limitant de la mesure.

Publications

- J.-P. Brantut, J.-F. Clément, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R.A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer : *Light shift tomography in an optical dipole trap for neutral atoms*, Physical Review A **78**, 031401(R) (2008)
- J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de-Saint-Vincent, R.A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer : *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*, Physical Review A **79**, 061406(R) (2009)
- M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer : *A quantum trampoline for ultra-cold atoms*, Europhysics Letters **89**, 10002 (2010)
- G. Stern, B. Allard, M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel, and P. Bouyer : *A frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling*, Applied Optics **49**, 3092 (2010)
- M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Allard, T. Plisson, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer : *Anisotropic 2D diffusive expansion of ultra-cold atoms in a disordered potential*, Physical Review Letters **104**, 220602 (2010)
- T. Bourdel, M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect, and P. Bouyer : *Classical and quantum trampoline for ultra-cold atoms*, proceeding de la conférence GRANIT 2010, soumis aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (2010)
- L. Pezzé, M. Robert-de-Saint-Vincent, T. Bourdel, J.-P. Brantut, B. Allard, T. Plisson, A. Aspect, P. Bouyer, and L. Sanchez-Palencia : *Transport regimes of cold gases in a two-dimensional anisotropic disorder*, e-print arXiv : 1103.2294 (2011)

Bibliographie

- [Abraham 09] M. Abraham. Rend. Circ. Mat. Palermo, vol. 28, page 1, 1909.
- [Abrahams 79] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello & T. V. Ramakrishnan. *Scaling Theory of Localization : Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*. Phys. Rev. Lett., vol. 42, no. 10, pages 673–676, Mar 1979.
- [Abrahams 01] Elihu Abrahams, Sergey V. Kravchenko & Myriam P. Sarachik. *Metallic behavior and related phenomena in two dimensions*. Rev. Mod. Phys., vol. 73, no. 2, pages 251–266, Mar 2001.
- [Adams 95] Charles S. Adams, Heun Jin Lee, Nir Davidson, Mark Kasevich & Steven Chu. *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 18, pages 3577–3580, May 1995.
- [Aharonov 93] Y. Aharonov, L. Davidovich & N. Zagury. *Quantum random walks*. Phys. Rev. A, vol. 48, no. 2, pages 1687–1690, Aug 1993.
- [Albada 85] Meint P. Van Albada & Ad Lagendijk. *Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium*. Phys. Rev. Lett., vol. 55, no. 24, pages 2692–2695, Dec 1985.
- [Allison 06] G. Allison, E. A. Galaktionov, A. K. Savchenko, S. S. Safonov, M. M. Fogler, M. Y. Simmons & D. A. Ritchie. *Thermodynamic Density of States of Two-Dimensional GaAs Systems near the Apparent Metal-Insulator Transition*. Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 21, page 216407, Jun 2006.
- [Aminoff 93] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard & C. Cohen-Tannoudji. *Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity*. Phys. Rev. Lett., vol. 71, pages 3083–3086, November 1993.
- [Anderson 58] P. W. Anderson. *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*. Physical Review, vol. 109, pages 1492–1505, March 1958.
- [Anderson 95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman & E. A. Cornell. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, vol. 269, no. 5221, pages 198–201, 1995.
- [Antoine 06] C. Antoine. *Matter wave beam splitters in gravito-inertial and trapping potentials : generalized ttt scheme for atom interferometry*. Applied Physics B, vol. 84, pages 585–597, 2006.
- [Aoki 01] Takatoshi Aoki, Kenji Shinohara & Atsuo Morinaga. *High-finesse atomic multiple-beam interferometer comprised of copropagating stimulated Raman-pulse fields*. Phys. Rev. A, vol. 63, no. 6, page 063611, May 2001.
- [Arora 07] Bindia Arora, M. S. Safronova & Charles W. Clark. *Magic wavelengths for the np-ns transitions in alkali-metal atoms*. Phys. Rev. A, vol. 76, no. 5, page 052509, 2007.
- [Ashcroft 02] N. W. Ashcroft & N. D. Mermin. Physique des solides. EDP Sciences, 2002.

- [Aspect 88] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste & C. Cohen-Tannoudji. *Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 7, pages 826–829, Aug 1988.
- [Bakr 09] Waseem S. Bakr, Jonathon I. Gillen, Amy Peng, Simon Folling & Markus Greiner. *A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice*. Nature, vol. 462, no. 7269, pages 74–77, November 2009.
- [Bakr 10] Waseem S Bakr, Amy Peng, M Eric Tai, Ruichao Ma, Jonathan Simon, Jonathon I Gillen, Simon Foelling, Lode Pollet & Markus Greiner. *Probing the Superfluid to Mott Insulator Transition at the Single Atom Level*. arXiv :1006.0754, 2010.
- [Bardou 94] F. Bardou, J. P. Bouchaud, O. Emile, A. Aspect & C. Cohen-Tannoudji. *Subrecoil laser cooling and Lévy flights*. Phys. Rev. Lett., vol. 72, no. 2, pages 203–206, Jan 1994.
- [Bardou 02] F. Bardou, J.-P. Bouchaud, A. Aspect & C. Cohen-Tannoudji. *Lévy statistics and laser cooling : how rare events bring atoms to rest*. Cambridge University Press, 2002.
- [Barrett 01] M. D. Barrett, J. A. Sauer & M. S. Chapman. *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 1, page 010404, Jun 2001.
- [Barthelemy 08] P. Barthelemy, J. Bertolotti & D. S. Wiersma. *A lévy flight for light*. Nature, vol. 453, page 06948, 2008.
- [Battelier 07] B. Battelier. *Gaz bidimensionnel de bosons ultra-froids ; Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [Bücker 09] R. Bücker, A Perrin, S Manz, T Betz, Ch Koller, T Plisson, J Rottmann, T Schumm & J Schmiedmayer. *Single-particle-sensitive imaging of freely propagating ultracold atoms*. New Journal of Physics, vol. 11, no. 10, page 103039, 2009.
- [Beeler 10] M C Beeler, M Reed, T Hong & S L Rolston. *The Effects of Disorder on a Quasi-2D System of Ultra-Cold Atoms*. Poster de la conférence ICAP 2010, 2010.
- [Beilin 10] L. Beilin, E. Gurevich & B. Shapiro. *Diffusion of cold-atomic gases in the presence of an optical speckle potential*. Phys. Rev. A, vol. 81, no. 3, page 033612, Mar 2010.
- [Berezinskii 72] V. L. Berezinskii. *Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems possessing a continuous symmetry group*. Sov. Phys. JETP, vol. 34, page 610–616, 1972.
- [Berg-Sørensen 97] Kirstine Berg-Sørensen. *Kinetics for evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A, vol. 55, no. 2, pages 1281–1287, Feb 1997.
- [Berman 97] P. R. Berman. *Atom interferometry*. Academic Press, 1997.
- [Bernard 10] Alain Bernard. *Transport quantique d’ondes atomiques ultrafroides*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [Bidel 02] Y. Bidel, B. Klappauf, J. C. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski & R. Kaiser. *Coherent Light Transport in a Cold Strontium Cloud*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, no. 20, page 203902, May 2002.

BIBLIOGRAPHIE

- [Billy 08] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer & A. Aspect. *Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder*. Nature, vol. 453, pages 891–894, June 2008.
- [Bishop 81] D. J. Bishop, D. C. Tsui & R. C. Dynes. *Observation of a Non-Ohmic Hall Resistivity at Low Temperatures in a Two-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 46, no. 5, pages 360–363, Feb 1981.
- [Blumen 89] A. Blumen, G. Zumofen & J. Klafter. *Transport aspects in anomalous diffusion : Lévy walks*. Phys. Rev. A, vol. 40, no. 7, pages 3964–3973, Oct 1989.
- [Bordé 02] Ch J Bordé. *Atomic clocks and inertial sensors*. Metrologia, vol. 39, no. 5, page 435, 2002.
- [Bordé 01] C. J. Bordé. *Theoretical tools for atom optics and atom interferometry*. C. R Acad. Sc. - séries IV - Physics, vol. 2, no. 3, page 509, 2001.
- [Bouchaud 90] Jean-Philippe Bouchaud & Antoine Georges. *Anomalous diffusion in disordered media : Statistical mechanisms, models and physical applications*. Physics Reports, vol. 195, no. 4-5, pages 127 – 293, 1990.
- [Bouchoule 02] I. Bouchoule, M. Morinaga, C. Salomon & D. S. Petrov. *Cesium gas strongly confined in one dimension : Sideband cooling and collisional properties*. Phys. Rev. A, vol. 65, no. 3, page 033402, Feb 2002.
- [Bourdel 10] T. Bourdel, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect & P. Bouyer. *Classical and quantum trampoline for ultra-cold atoms*. Proceeding of the GRANIT 2010 workshop on gravimetry by neutron interferometry (les Houches, France) (soumis), 2010.
- [Brantut 08] J. P. Brantut, J. F. Clément, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms*. Phys. Rev. A, vol. 78, no. 3, page 031401, Sep 2008.
- [Brantut 09] J.-P. Brantut. *Manipulation d’atomes froids dans des potentiels lumineux*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2009.
- [Brown 28] R. Brown. *A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies*. Philosophical Magazine, vol. 4, pages 161–173, 1828.
- [Burger 02] S. Burger, F. S. Cataliotti, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi & M. Inguscio. *Quasi-2D Bose-Einstein condensation in an optical lattice*. EPL (Europhysics Letters), vol. 57, no. 1, page 1, 2002.
- [Cadoret 08] Malo Cadoret, Estefania de Mirandes, Pierre Cladé, Saïda Guellati-Khélifa, Catherine Schwob, François Nez, Lucile Julien & François Biraben. *Combination of Bloch Oscillations with a Ramsey-Bordé Interferometer : New Determination of the Fine Structure Constant*. Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 23, page 230801, 2008.
- [Campbell 05] Gretchen K. Campbell, Aaron E. Leanhardt, Jongchul Mun, Micah Boyd, Erik W. Streed, Wolfgang Ketterle & David E. Pritchard. *Photon Recoil Momentum in Dispersive Media*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 17, page 170403, May 2005.
- [Campbell 08] Gretchen K Campbell, Andrew D Ludlow, Sebastian Blatt, Jan W Thomsen, Michael J Martin, Marcio H G de Miranda, Tanya Zelevinsky,

- [Canuel 06] Martin M Boyd, Jun Ye, Scott A Diddams, Thomas P Heavner, Thomas E Parker & Steven R Jefferts. *The absolute frequency of the 87 Sr optical clock transition*. Metrologia, vol. 45, no. 5, page 539, 2008.
- [Carnal 91] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin & P. Bouyer. *Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, no. 1, page 010402, 2006.
- [Carusotto 05] O. Carnal & J. Mlynek. *Young's double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer*. Phys. Rev. Lett., vol. 66, no. 21, pages 2689–2692, May 1991.
- [Carusotto 05] I. Carusotto, L. Pitaevskii, S. Stringari, G. Modugno & M. Inguscio. *Sensitive Measurement of Forces at the Micron Scale Using Bloch Oscillations of Ultracold Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 9, page 093202, Aug 2005.
- [Castin 96] Y. Castin & R. Dum. *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, no. 27, pages 5315–5319, Dec 1996.
- [Chang 06] Ming-Shien Chang. *Coherent Spin Dynamics of a Spin-1 Bose-Einstein Condensate*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2006.
- [Cherroret 08] N. Cherroret & S. E. Skipetrov. *Long-Range Correlations of Density in a Bose-Einstein Condensate Expanding in a Random Potential*. Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 19, page 190406, Nov 2008.
- [Chu 98] Steven Chu. *Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles*. Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 685–706, Jul 1998.
- [Clade 05] P. Clade, S. Guellati-Khelifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien & F. Biraben. *A promising method for the measurement of the local acceleration of gravity using Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical standing wave*. Europhys. Lett., vol. 71, no. 5, pages 730–736, 2005.
- [Cladé 06] P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khelifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien & F. Biraben. *Precise measurement of h/m_Rb using Bloch oscillations in a vertical optical lattice : Determination of the fine-structure constant*. Phys. Rev. A, vol. 74, no. 5, page 052109, Nov 2006.
- [Cladé 09] P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan, K. Helmerson & W. D. Phillips. *Observation of a 2D Bose Gas : From Thermal to Quasicondensate to Superfluid*. Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 17, page 170401, Apr 2009.
- [Cladé 10] P. Cladé, T. Plisson, S. Guellati-Khelifa, F. Nez & F. Biraben. *Theoretical Analysis of a Large Momentum Beamsplitter using Bloch Oscillations*. ArXiv :1007.3101, 2010.
- [Clément 05] D. Clément, A. F. Varón, M. Hugbart, J. A. Retter, P. Bouyer, L. Sanchez-Palencia, D. M. Gangardt, G. V. Shlyapnikov & A. Aspect. *Suppression of Transport of an Interacting Elongated Bose-Einstein Condensate in a Random Potential*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 17, page 170409, Oct 2005.
- [Clément 06] D Clément, A F Varón, J A Retter, L Sanchez-Palencia, A Aspect & P Bouyer. *Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1D random potential induced by laser speckle*. New J. Phys., vol. 8, no. 8, page 165, 2006.
- [Clément 08] J.-F. Clément. *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège optique dipolaire à 1565 nm*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [Clément 09] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*. Phys. Rev. A, vol. 79, no. 6, page 061406, Jun 2009.
- [Clément 06] D Clément, A F Varón, J A Retter, L Sanchez-Palencia, A Aspect & P Bouyer. *Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1D random potential induced by laser speckle*. New Journal of Physics, vol. 8, no. 8, page 165, 2006.
- [Cohen-Tannoudji 98] Claude N. Cohen-Tannoudji. *Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons*. Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 707–719, Jul 1998.
- [Colombe 04] Y. Colombe, E. Knyazchyan, O. Morizot, B. Mercier, V. Lorent & H. Perrin. *Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials*. EPL (Europhysics Letters), vol. 67, no. 4, page 593, 2004.
- [Comparat 06] D. Comparat, A. Fioretti, G. Stern, E. Dimova, B. Laburthe Tolra & P. Pillet. *Optimized production of large Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. A, vol. 73, no. 4, page 043410, 2006.
- [Cronin 09] Alexander D. Cronin, Jorg Schmiedmayer & David E. Pritchard. *Optics and interferometry with atoms and molecules*. Reviews of Modern Physics, vol. 81, no. 3, page 1051, 2009.
- [Dalibard 10] J Dalibard, F Gerbier, G Juzeliunas & P Öhberg. *Artificial gauge potentials for neutral atoms*. arXiv :1008.5378, 2010.
- [Dalichaouch 91] R. Dalichaouch, J. P. Armstrong, S. Schultz, P. M. Platzman & S. L. McCall. *Microwave localization by two-dimensional random scattering*. Nature, vol. 354, page 53, 1991.
- [d’Arcy 01] M. B. d’Arcy, R. M. Godun, M. K. Oberthaler, D. Cassettari & G. S. Summy. *Quantum Enhancement of Momentum Diffusion in the Delta-Kicked Rotor*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 7, page 074102, Jul 2001.
- [Das Sarma 05] S. Das Sarma, M. P. Lilly, E. H. Hwang, L. N. Pfeiffer, K. W. West & J. L. Reno. *Two-Dimensional Metal-Insulator Transition as a Percolation Transition in a High-Mobility Electron System*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 13, page 136401, Apr 2005.
- [Davis 95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn & W. Ketterle. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 22, pages 3969–3973, Nov 1995.
- [Davisson 27] C. Davisson & L. H. Germer. *Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel*. Phys. Rev., vol. 30, no. 6, pages 705–740, Dec 1927.
- [Deissler 10] B. Deissler, M. Zaccanti, G. Roati, C. D’Errico, M. Fattori, M. Modugno, G. Modugno & M. Inguscio. *Delocalization of a disordered bosonic system by repulsive interactions*. Nat Phys, vol. 6, no. 5, pages 354–358, May 2010.
- [DeMarco 99] B. DeMarco & D. S. Jin. *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*. Science, vol. 285, no. 5434, pages 1703–1706, 1999.
- [Deng 99] L Deng, E W Hagley, J Denschlag, J E Simsarian, M Edwards, C W Clark, K Helmerson, S L Rolston & W D Phillips. *Temporal, Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 26, pages 5407–5411, Dec 1999.
- [Domb 54] C. Domb. *On multiple returns in the random-walk problem*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, vol. 50, pages 586–591, 1954.

- [Dries 10] D. Dries, S. E. Pollack, J. M. Hitchcock & R. G. Hulet. *Dissipative transport of a Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, vol. 82, no. 3, page 033603, Sep 2010.
- [Du 04] Shengwang Du, Matthew B. Squires, Yutaka Imai, Leslie Czaia, R. A. Saravanan, Victor Bright, Jakob Reichel, T. W. Hänsch & Dana Z. Anderson. *Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell*. Phys. Rev. A, vol. 70, no. 5, page 053606, Nov 2004.
- [Dubi 07] Y. Dubi, Y. Meir & Y. Avishai. *nature of the superconductor-insulator transition in disordered superconductors*. Nature, vol. 449, page 876, 2007.
- [Einstein 05] Einstein. *On the movement of small particles suspended in stationary liquids required by the molecular-kinetic theory of heat*. Annalen der Physik, vol. 17, page 549, 1905.
- [Fabre 06] Claude Fabre. Master concepts fondamentaux de la physique. *Atomes et lumière : interaction matière rayonnement*. 2006.
- [Faez 09] Sanli Faez, Anatoliy Strybulevych, John H. Page, Ad Lagendijk & Bart A. van Tiggelen. *Observation of Multifractality in Anderson Localization of Ultrasound*. Phys. Rev. Lett., vol. 103, no. 15, page 155703, Oct 2009.
- [Ferrari 06] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino & G. M. Tino. *Long-Lived Bloch Oscillations with Bosonic Sr Atoms and Application to Gravity Measurement at the Micrometer Scale*. Physical Review Letters, vol. 97, no. 6, pages 060402–+, August 2006.
- [Feynman 65] R. P. Feynman & A. R. Hibbs. Quantum mechanics and path integrals. McGraw-Hill, 1965.
- [Fisher 88] Daniel S. Fisher & P. C. Hohenberg. *Dilute Bose gas in two dimensions*. Phys. Rev. B, vol. 37, no. 10, pages 4936–4943, Apr 1988.
- [Fleury 08] Geneviève Fleury & Xavier Waintal. *Many-Body Localization Study in Low-Density Electron Gases : Do Metals Exist in Two Dimensions ?* Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 22, page 226803, Nov 2008.
- [Fleury 10] Geneviève Fleury & Xavier Waintal. *Energy scale behind the metallic behaviors in low-density Si MOSFETs*. Phys. Rev. B, vol. 81, no. 16, page 165117, Apr 2010.
- [Folman 00] Ron Folman, Peter Krüger, Donatella Cassettari, Björn Hessmo, Thomas Maier & Jörg Schmiedmayer. *Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces : Atom Chips*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 20, pages 4749–4752, May 2000.
- [Fort 05] C. Fort, L. Fallani, V. Guarrera, J. E. Lye, M. Modugno, D. S. Wiersma & M. Inguscio. *Effect of Optical Disorder and Single Defects on the Expansion of a Bose-Einstein Condensate in a One-Dimensional Waveguide*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 17, page 170410, Oct 2005.
- [Gauck 98] H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau & J. Mlynek. *Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 24, pages 5298–5301, Dec 1998.
- [Gerbier 10] F. Gerbier & Y. Castin. *Heating rates for an atom in a far-detuned optical lattice*. arXiv :1002.5018, 2010.
- [Gillen 09] J. I. Gillen, W. S. Bakr, A. Peng, P. Unterwadtzer, S. Fölling & M. Greiner. *Two-dimensional quantum gas in a hybrid surface trap*. Phys. Rev. A, vol. 80, no. 2, page 021602, Aug 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [Giltner 95] David M. Giltner, Roger W. McGowan & Siu Au Lee. *Theoretical and experimental study of the Bragg scattering of atoms from a standing light wave*. Phys. Rev. A, vol. 52, no. 5, pages 3966–3972, Nov 1995.
- [Goodman 07] J. W. Goodman. *Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications*. Roberts and Company, 2007.
- [Gordon 73] J P Gordon. *Radiation forces and momenta in dielectric media*. Physical Review A, vol. 8, page 14, 1973.
- [Görlitz 01] A. Görlitz, J. M. Vogels, A. E. Leanhardt, C. Raman, T. L. Gustavson, J. R. Abo-Shaeer, A. P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, T. Rosenband & W. Ketterle. *Realization of Bose-Einstein Condensates in Lower Dimensions*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 13, page 130402, Sep 2001.
- [Gould 86] Phillip L. Gould, George A. Ruff & David E. Pritchard. *Diffraction of atoms by light : The near-resonant Kapitza-Dirac effect*. Phys. Rev. Lett., vol. 56, no. 8, pages 827–830, Feb 1986.
- [Granade 02] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O’Hara & J. E. Thomas. *All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, no. 12, page 120405, Mar 2002.
- [Greenberger 83] Daniel M. Greenberger. *The neutron interferometer as a device for illustrating the strange behavior of quantum systems*. Rev. Mod. Phys., vol. 55, no. 4, pages 875–905, Oct 1983.
- [Greiner 02] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hansch & Immanuel Bloch. *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature, vol. 415, no. 6867, pages 39–44, January 2002.
- [Grimm 00] R. Grimm, M. Weidemüller & Y.B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., vol. 42, page 95, 2000.
- [Grynberg 00] G. Grynberg, P. Horak & C. Mennerat-Robilliard. *Spatial diffusion of atoms cooled in a speckle field*. EPL (Europhysics Letters), vol. 49, no. 4, page 424, 2000.
- [Grynberg 01] G. Grynberg & C. Robilliard. *Cold atoms in dissipative optical lattices*. Phys. Rep., vol. 355, pages 335–451, December 2001.
- [Guerin 06] W. Guerin, J.-F. Riou, J. P. Gaebler, V. Josse, P. Bouyer & A. Aspect. *Guided Quasicontinuous Atom Laser*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, no. 20, page 200402, Nov 2006.
- [Günter 05] Kenneth Günter, Thilo Stöferle, Henning Moritz, Michael Köhl & Tilman Esslinger. *p-Wave Interactions in Low-Dimensional Fermionic Gases*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 23, page 230401, Nov 2005.
- [Gustavsson 08] M. Gustavsson, E. Haller, M. J. Mark, J. G. Danzl, G. Rojas-Kopeinig & H.-C. Nägerl. *Control of Interaction-Induced Dephasing of Bloch Oscillations*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 8, pages 080404–+, February 2008.
- [Hadzibabic 06] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier & J. Dalibard. *Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas*. Nature, vol. 441, pages 1118–1121, June 2006.
- [Hadzibabic 08] Z Hadzibabic, P Krüger, M Cheneau, S P Rath & J Dalibard. *The trapped two-dimensional Bose gas : from Bose-Einstein condensation to Berezinskii-Kosterlitz-Thouless physics*. New Journal of Physics, vol. 10, no. 4, page 045006, 2008.

- [Hadzibabic 09] Z Hadzibabic & J Dalibard. *Two-dimensional Bose fluids : an atomic physics perspective*. arXiv :0912.1490, 2009.
- [Han 01] D. J. Han, Marshall T. DePue & David S. Weiss. *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*. Phys. Rev. A, vol. 63, no. 2, page 023405, Jan 2001.
- [Hänsel 01] W Hänsel, P Hommelhoff, T W Hänsch & J Reichel. *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*. Nature, vol. 413, pages 498–501, 2001.
- [Harber 05] D. M. Harber, J. M. Obrecht, J. M. McGuirk & E. A. Cornell. *Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, vol. 72, no. 3, page 033610, Sep 2005.
- [Heathcote 08] W H Heathcote, E Nugent, B T Sheard & C J Foot. *A ring trap for ultracold atoms in an RF-dressed state*. New Journal of Physics, vol. 10, no. 4, page 043012, 2008.
- [Henkel 94a] C. Henkel, J.-Y. Courtois & A. Aspect. *Atomic diffraction by a thin phase grating*. Journal de Physique II, vol. 4, pages 1955–1974, nov 1994.
- [Henkel 94b] C. Henkel, A. M. Steane, R. Kaiser & J. Dalibard. *A modulated mirror for atomic interferometry*. Journal de Physique II, vol. 4, pages 1877–1896, nov 1994.
- [Hinderthür 99] H. Hinderthür, F. Ruschewitz, H.-J. Lohe, S. Lechte, K. Sengstock & W. Ertmer. *Time-domain high-finesse atom interferometry*. Phys. Rev. A, vol. 59, no. 3, pages 2216–2219, Mar 1999.
- [Hodapp 95] T. W. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C. I. Westbrook, W. D. Phillips & J. Dalibard. *Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 60, pages 135–143, 1995.
- [Horak 98] Peter Horak, Jean-Yves Courtois & Gilbert Grynberg. *Atom cooling and trapping by disorder*. Phys. Rev. A, vol. 58, no. 5, pages 3953–3962, Nov 1998.
- [Hughes 95] B. D. Hughes. Random walks and random environments. Oxford Science Publications, 1995.
- [Hughes 09] K. J. Hughes, J. H. T. Burke & C. A. Sackett. *Suspension of Atoms Using Optical Pulses, and Application to Gravimetry*. Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 15, page 150403, 2009.
- [Hung 08] Chen-Lung Hung, Xibo Zhang, Nathan Gemelke & Cheng Chin. *Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 78, no. 1, page 011604, 2008.
- [Impens 06] F. Impens, P. Bouyer & C. J. Bordé. *Matter-wave cavity gravimeter*. Appl. Phys. B, vol. 84, no. 4, pages 603–615, 2006.
- [Impens 09] F. Impens & Ch. J. Bordé. *Space-time sensors using multiple-wave atom levitation*. Phys. Rev. A, vol. 80, no. 3, page 031602, Sep 2009.
- [Impens 11] F. Impens, F. Pereira Dos Santos & C. J. Bordé. *Theory of quantum levitators*. arXiv :1103.0639, 2011.
- [Jurczak 96] C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J. Y. Courtois, C. I. Westbrook & A. Aspect. *Atomic Transport in an Optical Lattice : An Investigation through Polarization-Selective Intensity Correlations*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, no. 9, pages 1727–1730, Aug 1996.

BIBLIOGRAPHIE

- [Kagan 96] Yu. Kagan, E. L. Surkov & G. V. Shlyapnikov. *Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential*. Phys. Rev. A, vol. 54, no. 3, pages R1753–R1756, Sep 1996.
- [Karski 09] M. Karski, L. Förster, J.-M. Choi, A. Steffen, W. Alt, D. Meschede & A. Widera. *Quantum walk in position space with single optically trapped atoms*. Science, vol. 325, page 5937, 2009.
- [Kasevich 91] Mark Kasevich & Steven Chu. *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 2, pages 181–184, Jul 1991.
- [Katori 03] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal’chikov & V. D. Ovsianikov. *Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 17, page 173005, Oct 2003.
- [Keith 88] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, Henry I. Smith & D. E. Pritchard. *Diffraction of Atoms by a Transmission Grating*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 14, pages 1580–1583, Oct 1988.
- [Keith 91] David W. Keith, Christopher R. Ekstrom, Quentin A. Turchette & David E. Pritchard. *An interferometer for atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 66, no. 21, pages 2693–2696, May 1991.
- [Keller 99] C. Keller, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger, T. Nonn, S. Dürr & G. Rempe. *Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms*. Appl. Phys. B, vol. 69, no. 4, pages 303–309, 1999.
- [Kempe 09] J. Kempe. *Quantum random walks : an introductory overview*. Contemporary Physics, vol. 50, no. 1, pages 339–359, 2009.
- [Ketterle 96] W. Ketterle & N.J. Van Druten. *Evaporative cooling of trapped atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., vol. 37, 1996.
- [Kirkpatrick 73] Scott Kirkpatrick. *Percolation and Conduction*. Rev. Mod. Phys., vol. 45, no. 4, pages 574–588, Oct 1973.
- [Kokkelmans 97] S. J. J. M. F. Kokkelmans, B. J. Verhaar, K. Gibble & D. J. Heinzen. *Predictions for laser-cooled Rb clocks*. Phys. Rev. A, vol. 56, no. 6, pages R4389–R4392, Dec 1997.
- [Kosterlitz 73] J. M. Kosterlitz & D. J. Thouless. *Ordering, metastability and phase transitions in two dimensional systems*. J. Phys. C : Solid State Physics, vol. 6, page 1181–1203, 1973.
- [Kovachy 10] Tim Kovachy, Jason M. Hogan, David M. S. Johnson & Mark A. Kasevich. *Optical lattices as waveguides and beam splitters for atom interferometry : An analytical treatment and proposal of applications*. Phys. Rev. A, vol. 82, no. 1, page 013638, Jul 2010.
- [Kozuma 99] M. Kozuma, L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. L. Rolston & W. D. Phillips. *Coherent Splitting of Bose-Einstein Condensed Atoms with Optically Induced Bragg Diffraction*. Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 5, pages 871–875, Feb 1999.
- [Kravchenko 04] S V Kravchenko & M P Sarachik. *Metal–insulator transition in two-dimensional electron systems*. Reports on Progress in Physics, vol. 67, no. 1, page 1, 2004.
- [Kuhn 05] R. C. Kuhn, C. Miniatura, D. Delande, O. Sigwarth & C. A. Müller. *Localization of Matter Waves in Two-Dimensional Disordered Optical Potentials*. Physical Review Letters, vol. 95, no. 25, pages 250403–+, December 2005.

- [Kuhn 07] R. C. Kuhn, O. Sigwarth, C. Miniatura, D. Delande & C. A. Müller. *Coherent matter wave transport in speckle potentials*. New Journal of Physics, vol. 9, pages 161–+, June 2007.
- [Kuppens 00] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp & C. E. Wieman. *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 62, no. 1, page 013406, Jun 2000.
- [Kuroyanagi 10] H. Kuroyanagi, M. Tsukamoto & M. Tsubota. *Study of Kosterlitz-Thouless transition of Bose systems governed by a random potential using quantum Monte Carlo simulations*. arXiv :0909.3563, 2010.
- [Lacasta 04] A. M. Lacasta, J. M. Sancho, A. H. Romero, I. M. Sokolov & K. Lindenberg. *From subdiffusion to superdiffusion of particles on solid surfaces*. Phys. Rev. E, vol. 70, no. 5, page 051104, Nov 2004.
- [Lagendijk 09] A. Lagendijk, B. Van Tiggelen & D. S. Wiersma. *Fifty years of Anderson localization*. Physics Today, 2009.
- [Lahaye 07] Thierry Lahaye, Tobias Koch, Bernd Frohlich, Marco Fattori, Jonas Metz, Axel Griesmaier, Stefano Giovanazzi & Tilman Pfau. *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*. Nature, vol. 448, no. 7154, pages 672–675, August 2007.
- [Lahini 08] Yoav Lahini, Assaf Avidan, Francesca Pozzi, Marc Sorel, Roberto Morandotti, Demetrios N. Christodoulides & Yaron Silberberg. *Anderson Localization and Nonlinearity in One-Dimensional Disordered Photonic Lattices*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 1, page 013906, Jan 2008.
- [Lahini 09] Y. Lahini, R. Pugatch, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, N. Davidson & Y. Silberberg. *Observation of a Localization Transition in Quasiperiodic Photonic Lattices*. Phys. Rev. Lett., vol. 103, no. 1, page 013901, Jun 2009.
- [Lai 05] Yun Lai, Sai-Kit Cheung & Zhao-Qing Zhang. *Wave transport in two-dimensional random media : The ballistic to diffusive transition and the extrapolation length*. Phys. Rev. E, vol. 72, no. 3, page 036606, Sep 2005.
- [Langevin 08] P. Langevin. *Sur la théorie du mouvement brownien*. Comptes Rendus de l’Académie des Sciences, vol. 146, pages 530–532, 1908.
- [Larose 04] E. Larose, L. Margerin, B. A. van Tiggelen & M. Campillo. *Weak Localization of Seismic Waves*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 4, page 048501, Jul 2004.
- [Laughlin 99] R. B. Laughlin. *Nobel Lecture : Fractional quantization*. Rev. Mod. Phys., vol. 71, no. 4, pages 863–874, Jul 1999.
- [Laurent 06] Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Maksimovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vega, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladiette, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche & Ch. Sirmain. *Design of the cold atom PHARAO space clock and initial test results*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, pages 683–690, 2006. 10.1007/s00340-006-2396-6.
- [Le Bellac 03] M. Le Bellac. Physique quantique. EDP Sciences, 2003.
- [Lee 81] Patrick A. Lee & Daniel S. Fisher. *Anderson Localization in Two Dimensions*. Phys. Rev. Lett., vol. 47, no. 12, pages 882–885, Sep 1981.
- [Lee 87] P. A. Lee, A. Douglas Stone & H. Fukuyama. *Universal conductance fluctuations in metals : Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field*. Phys. Rev. B, vol. 35, no. 3, pages 1039–1070, Jan 1987.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lin 09a] Y.-J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Porto & I. B. Spielman. *Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms*. Nature, vol. 462, no. 7273, pages 628–632, December 2009.
- [Lin 09b] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman & J. V. Porto. *Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential*. Phys. Rev. A, vol. 79, no. 6, page 063631, Jun 2009.
- [Luiten 96] O. J. Luiten, M. W. Reynolds & J. T. M. Walraven. *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A, vol. 53, no. 1, pages 381–389, Jan 1996.
- [Lye 05] J. E. Lye, L. Fallani, M. Modugno, D. S. Wiersma, C. Fort & M. Inguscio. *Bose-Einstein Condensate in a Random Potential*. Physical Review Letters, vol. 95, no. 7, pages 070401–+, August 2005.
- [Margerin 08] L. Margerin. *Coherent back-scattering and weak localization of seismic waves*. Advances in geophysics, vol. 50, 2008.
- [Martin 88] Peter J. Martin, Bruce G. Oldaker, Andrew H. Miklich & David E. Pritchard. *Bragg scattering of atoms from a standing light wave*. Phys. Rev. Lett., vol. 60, no. 6, pages 515–518, Feb 1988.
- [Masuhara 88] Naoto Masuhara, John M. Doyle, Jon C. Sandberg, Daniel Kleppner, Thomas J. Greytak, Harald F. Hess & Greg P. Kochanski. *Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 8, pages 935–938, Aug 1988.
- [Maynard 01] J. D. Maynard. *Acoustical analogs of condensed-matter problems*. Rev. Mod. Phys., vol. 73, no. 2, pages 401–417, May 2001.
- [Mercadier 09] N. Mercadier, W. Guerin, M. Chevroliier & R. Kaiser. *Lévy flights of photons in hot atomic vapours*. Nature Physics, vol. 5, page 1286, 2009.
- [Mermin 66] N. D. Mermin & H. Wagner. *Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models*. Phys. Rev. Lett., vol. 17, no. 22, pages 1133–1136, Nov 1966.
- [Metzler 00] Ralf Metzler & Joseph Klafter. *The random walk’s guide to anomalous diffusion : a fractional dynamics approach*. Physics Reports, vol. 339, no. 1, pages 1 – 77, 2000.
- [Meyrath 05a] T. Meyrath, F. Schreck, J. Hanssen, C. Chuu & M. Raizen. *A high frequency optical trap for atoms using Hermite-Gaussian beams*. Opt. Express, vol. 13, no. 8, pages 2843–2851, 2005.
- [Meyrath 05b] T. P. Meyrath, F. Schreck, J. L. Hanssen, C.-S. Chuu & M. G. Raizen. *Bose-Einstein condensate in a box*. Phys. Rev. A, vol. 71, no. 4, page 041604, Apr 2005.
- [Miffre 06] A Miffre, M Jacquey, M Büchner, G Tréneç & J Vigué. *Atom interferometry*. Physica Scripta, vol. 74, no. 2, page C15, 2006.
- [Miniatura 08] C. Miniatura, R.C. Kuhn, D. Delande & C.A. Mueller. *Quantum Diffusion of Matter Waves in 2D Speckle Potentials*. The European Physical Journal B, vol. 68, page 00463, 07 2008.
- [Minkowski 08] H. Minkowski. Nachr. Ges. Wiss. Goettingen, Math.-Phys. Kl., vol. 53, 1908.
- [Mitchell 36] Dana P. Mitchell & Philip N. Powers. *Bragg Reflection of Slow Neutrons*. Phys. Rev., vol. 50, no. 5, pages 486–487, Sep 1936.
- [Modugno 09] G. Modugno. *Anderson localization in Bose-Einstein condensates*. ArXiv :1009.0555, 2009.

- [Moler 92] Kathryn Moler, David S. Weiss, Mark Kasevich & Steven Chu. *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*. Phys. Rev. A, vol. 45, no. 1, pages 342–348, Jan 1992.
- [Moore 94] F. L. Moore, J. C. Robinson, C. Bharucha, P. E. Williams & M. G. Raizen. *Observation of Dynamical Localization in Atomic Momentum Transfer : A New Testing Ground for Quantum Chaos*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, no. 22, pages 2974–2977, Nov 1994.
- [Mott 68] N. F. Mott. *Metal-Insulator Transition*. Rev. Mod. Phys., vol. 40, no. 4, pages 677–683, Oct 1968.
- [Mueller 10] C. Mueller & D. Delande. *Disorder and interference : localization phenomena*. arXiv :1005.0915 - Cours de Physique des Houches, 2010.
- [Muller 08] H. Muller, S. W. Chiow & S. Chu. *Atom-wave diffraction between the Raman-Nath and the Bragg regime : Effective Rabi frequency, losses, and phase shifts*. Phys. Rev. A, vol. 77, no. 2, page 023609, 2008.
- [Müller 09] Holger Müller, Sheng-wei Chiow, Sven Herrmann & Steven Chu. *Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area*. Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 24, page 240403, Jun 2009.
- [Nyman 06] R. A. Nyman, G. Varoquaux, B. Villier, D. Sacchet, F. Moron, Y. Le Coq, A. Aspect & P. Bouyer. *Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments*. Review of Scientific Instruments, vol. 77, no. 3, page 033105, 2006.
- [Oberthaler 96] Markus K. Oberthaler, Roland Abfalterer, Stefan Bernet, Jörg Schmiedmayer & Anton Zeilinger. *Atom Waves in Crystals of Light*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, no. 25, pages 4980–4983, Dec 1996.
- [Oberthaler 99] M. K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, C. Keller, J. Schmiedmayer & A. Zeilinger. *Dynamical diffraction of atomic matter waves by crystals of light*. Phys. Rev. A, vol. 60, no. 1, pages 456–472, Jul 1999.
- [O’Hara 01a] K. M. O’Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade & J. E. Thomas. *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*. Phys. Rev. A, vol. 64, no. 5, page 051403, Oct 2001.
- [O’Hara 01b] K. M. O’Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm & J. E. Thomas. *Loading dynamics of CO₂ laser traps*. Phys. Rev. A, vol. 63, no. 4, page 043403, Mar 2001.
- [Ovchinnikov 99] Yu. B. Ovchinnikov, J. H. Müller, M. R. Doery, E. J. D. Vredenburg, K. Helmerson, S. L. Rolston & W. D. Phillips. *Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 2, pages 284–287, Jul 1999.
- [Papazoglou 10] S. Papazoglou, D. Klatt, J. Braun & I. Sack. *Anderson localization of shear waves observed by magnetic resonance imaging*. EPL (Europhysics Letters), vol. 91, no. 1, page 17007, 2010.
- [Pasienski 10] M. Pasienski, D. McKay, M. White & B. DeMarco. *Disordered insulator in an optical lattice*. Nature Physics, vol. 6, 2010.
- [Peters 01] A. Peters, K. Y. Chung & S. Chu. *High-precision gravity measurements using atom interferometry*. Metrologia, vol. 38, pages 25–61 (37), 2001.
- [Petrich 94] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher & Eric A. Cornell. *Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 11, no. 8, pages 1332–1335, 1994.
- [Pezzé 11] L. Pezzé, M. Robert-de Saint-Vincent, T. Bourdel, J.-P. Brantut, B. Al-lard, T. Plisson, A. Aspect, P. Bouyer & L. Sanchez-Palencia. *Transport*

BIBLIOGRAPHIE

- regimes of cold gases in a two-dimensional anisotropic disorder.* e-print arXiv :1103.2294, 2011.
- [Phillips 98] William D. Phillips. *Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms.* Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 721–741, Jul 1998.
- [Pilati 10] S Pilati, S Giorgini, M Modugno & N Prokof'ev. *Dilute Bose gas with correlated disorder : A Path Integral Monte Carlo study.* arXiv :1002.3704, 2010.
- [Polya 21] G. Polya. *Über eine Aufgabe der Wahrscheinlichkeitsrechnung betreffend die Irrfahrt im Straßennetz.* Mathematische Annalen, vol. 84, page 149, 1921.
- [Prokof'ev 01] Nikolay Prokof'ev, Oliver Ruebenacker & Boris Svistunov. *Critical Point of a Weakly Interacting Two-Dimensional Bose Gas.* Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 27, page 270402, Dec 2001.
- [Punnoose 05] A. Punnoose & A. M. Finkel'stein. *Metal-insulator transition in disordered two-dimensional electron systems.* Science, vol. 310, page 5746, 2005.
- [Riehle 91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke & Ch. J. Bordé. *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer.* Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 2, pages 177–180, Jul 1991.
- [Ringot 00] J. Ringot, P. Szriftgiser, J. C. Garreau & D. Delande. *Experimental Evidence of Dynamical Localization and Delocalization in a Quasiperiodic Driven System.* Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 13, pages 2741–2744, Sep 2000.
- [Roati 04] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno & M. Inguscio. *Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases.* Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 23, page 230402, Jun 2004.
- [Roati 08] G. Roati, C. D'Errico, L. Fallani, M. Fattori, C. Fort, M. Zaccanti, G. Modugno, M. Modugno & M. Inguscio. *Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate.* Nature, vol. 453, pages 895–898, June 2008.
- [Robert-de Saint-Vincent 07] M. Robert-de Saint-Vincent. Simulation de l'évaporation d'un gaz dilué d'atomes froids dans un piège dipolaire croisé compressible. Master's thesis, Ecole Normale Supérieure, 2007.
- [Robert-de Saint-Vincent 10a] M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Allard, T. Plisson, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *Anisotropic 2D Diffusive Expansion of Ultracold Atoms in a Disordered Potential.* Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 22, page 220602, Jun 2010.
- [Robert-de Saint-Vincent 10b] M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *A quantum trampoline for ultra-cold atoms.* EPL (Europhysics Letters), vol. 89, no. 1, page 10002, 2010.
- [Rosenbusch 09] P. Rosenbusch, S. Ghezali, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, K. Beloy & A. Derevianko. *AC Stark shift of the Cs microwave atomic clock transitions.* Phys. Rev. A, vol. 79, no. 1, page 013404, Jan 2009.
- [Rychtarik 04] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl & R. Grimm. *Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap.* Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 17, page 173003, Apr 2004.
- [Ryu 06] C. Ryu, M. F. Andersen, A. Vaziri, M. B. d'Arcy, J. M. Grossman, K. Helmerson & W. D. Phillips. *High-Order Quantum Resonances Observed in a Periodically Kicked Bose-Einstein Condensate.* Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 16, page 160403, 2006.

- [Safronova 06] M. S. Safronova, Bindiya Arora & Charles W. Clark. *Frequency-dependent polarizabilities of alkali-metal atoms from ultraviolet through infrared spectral regions*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 73, no. 2, page 022505, 2006.
- [Sanchez-Palencia 02] L. Sanchez-Palencia, P. Horak & G. Grynberg. *Spatial diffusion in a periodic optical lattice : revisiting the Sisyphus effect*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, vol. 18, pages 353–364, 2002. 10.1140/epjd/e20020041.
- [Sanchez-Palencia 07] L. Sanchez-Palencia, D. Clément, P. Lugan, P. Bouyer, G. V. Shlyapnikov & A. Aspect. *Anderson Localization of Expanding Bose-Einstein Condensates in Random Potentials*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 21, page 210401, May 2007.
- [Sanchez-Palencia 10] L. Sanchez-Palencia & M Lewenstein. *Disordered quantum gases under control*. Nature Physics, vol. 6, page 87, 2010.
- [Sancho 04] J. M. Sancho, A. M. Lacasta, K. Lindenberg, I. M. Sokolov & A. H. Romero. *Diffusion on a Solid Surface : Anomalous is Normal*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 25, page 250601, Jun 2004.
- [Savas 96] T. A. Savas, M. L. Schattenburg, J. M. Carter & H. I. Smith. *Large-area achromatic interferometric lithography for 100 nm period gratings and grids*. J. Vac. Sci. Tech. B, vol. 14, page 4167, 1996.
- [Scheffold 98] Frank Scheffold & Georg Maret. *Universal Conductance Fluctuations of Light*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 26, pages 5800–5803, Dec 1998.
- [Schneider 10] U. Schneider, L. Hackermüller, J. P. Ronzheimer, S. Will, S. Braun, T. Best, I. Bloch, E. Demler, S. Mandt, D. Rasch & A. Rosch. *Breakdown of diffusion : From collisional hydrodynamics to a continuous quantum walk in a homogeneous Hubbard model*. arXiv :1005.3545, 2010.
- [Schulte 05] T. Schulte, S. Drenkelforth, J. Kruse, W. Ertmer, J. Arlt, K. Sacha, J. Zakrzewski & M. Lewenstein. *Routes Towards Anderson-Like Localization of Bose-Einstein Condensates in Disordered Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 17, page 170411, Oct 2005.
- [Schwartz 08] T. Schwartz, G. Bartal, S. Fishman & M. Segev. *Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices*. Nature, vol. 446, page 52, 2008.
- [Schweikhard 07] V. Schweikhard, S. Tung & E. A. Cornell. *Vortex Proliferation in the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Regime on a Two-Dimensional Lattice of Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 3, page 030401, Jul 2007.
- [Shapiro 07] Boris Shapiro. *Expansion of a Bose-Einstein Condensate in the Presence of Disorder*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 6, page 060602, Aug 2007.
- [Sherson 10] Jacob F Sherson, Christof Weitenberg, Manuel Endres, Marc Cheneau, Immanuel Bloch & Stefan Kuhr. *Single-Atom Resolved Fluorescence Imaging of an Atomic Mott Insulator*. arXiv :1006.3799, 2010.
- [Shinohara 02] Kenji Shinohara, Takatoshi Aoki & Atsuo Morinaga. *Scalar Aharonov-Bohm effect for ultracold atoms*. Phys. Rev. A, vol. 66, no. 4, page 042106, Oct 2002.
- [Smith 79] L. N. Smith & C. J. Lobb. *Percolation in two-dimensional conductor-insulator networks with controllable anisotropy*. Phys. Rev. B, vol. 20, no. 9, pages 3653–3658, Nov 1979.

BIBLIOGRAPHIE

- [Smith 05] N L Smith, W H Heathcote, G Hechenblaikner, E Nugent & C J Foot. *Quasi-2D confinement of a BEC in a combined optical and magnetic potential*. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 38, no. 3, page 223, 2005.
- [Söding 9] J Söding, D Guéry-Odelin, P Desbiolles, F Chevy, H Inamori & J Dalibard. *Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate*. Applied Physics B, vol. 69, no. 4, pages 257–261, OCT 1999.
- [Stamper-Kurn 98] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger & W. Ketterle. *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 11, pages 2194–2197, Sep 1998.
- [Steane 92] A. M. Steane, M. Chowdhury & C. J. Foot. *Radiation force in the magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 9, no. 12, pages 2142–2158, 1992.
- [Steck 06] Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, 2006.
- [Stern 09] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *Light-pulse atom interferometry in microgravity*. Eur. Phys. J. D, vol. 53, no. 3, pages 353–357, 2009.
- [Stern 10] G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel & P. Bouyer. *A frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling*. Applied Optics, vol. 49, page 3092, 2010.
- [Stock 05] Sabine Stock, Zoran Hadzibabic, Baptiste Battelier, Marc Cheneau & Jean Dalibard. *Observation of Phase Defects in Quasi-Two-Dimensional Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 19, page 190403, Nov 2005.
- [Storey 94] Pippa Storey & Claude Cohen-Tannoudji. *The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial*. Journal de Physique II, vol. 4, no. 11, pages 1999–2027, nov 1994.
- [Stormer 99] Horst L. Stormer, Daniel C. Tsui & Arthur C. Gossard. *The fractional quantum Hall effect*. Rev. Mod. Phys., vol. 71, no. 2, pages S298–S305, Mar 1999.
- [Störzer 06] Martin Störzer, Peter Gross, Christof M. Aegerter & Georg Maret. *Observation of the Critical Regime Near Anderson Localization of Light*. Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 6, page 063904, Feb 2006.
- [Takamoto 03] Masao Takamoto & Hidetoshi Katori. *Spectroscopy of the S1–P3 Clock Transition of Sr87 in an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 22, page 223001, Nov 2003.
- [Tokura 98] Yasuhiro Tokura. *Two-dimensional electron transport with anisotropic scattering potentials*. Phys. Rev. B, vol. 58, no. 11, pages 7151–7161, Sep 1998.
- [Tsui 99] Daniel C. Tsui. *Nobel Lecture : Interplay of disorder and interaction in two-dimensional electron gas in intense magnetic fields*. Rev. Mod. Phys., vol. 71, no. 4, pages 891–895, Jul 1999.
- [Tung 06] S. Tung, V. Schweikhard & E. A. Cornell. *Observation of Vortex Pinning in Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, no. 24, page 240402, Dec 2006.

- [Uren 80] M J Uren, R A Davies & M Pepper. *The observation of interaction and localisation effects in a two-dimensional electron gas at low temperatures*. Journal of Physics C : Solid State Physics, vol. 13, no. 33, page L985, 1980.
- [van Rossum 99] M. C. W. van Rossum & Th. M. Nieuwenhuizen. *Multiple scattering of classical waves : microscopy, mesoscopy, and diffusion*. Rev. Mod. Phys., vol. 71, no. 1, pages 313–371, Jan 1999.
- [van Zoest 10] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Konemann, H. Muntinga, C. Lammerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hansch & J. Reichel. *Bose-Einstein Condensation in Microgravity*. Science, vol. 328, no. 5985, pages 1540–1543, 2010.
- [Varoquaux 08] G. Varoquaux. *Atomic sources for long-time-of-flight interferometric inertial sensors*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2008.
- [Vollhardt 80] D. Vollhardt & P. Wölfle. *Diagrammatic, self-consistent treatment of the Anderson localization problem in $d \leq 2$ dimensions*. Phys. Rev. B, vol. 22, no. 10, pages 4666–4679, Nov 1980.
- [Weaver 90] R. L. Weaver. *Anderson localization of ultrasound*. Wave Motion, vol. 12, no. 2, pages 129 – 142, 1990.
- [Weber 03] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl & Rudolf Grimm. *Three-Body Recombination at Large Scattering Lengths in an Ultracold Atomic Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 12, page 123201, Sep 2003.
- [Weinrib 82] Abel Weinrib. *Percolation threshold of a two-dimensional continuum system*. Phys. Rev. B, vol. 26, no. 3, pages 1352–1361, Aug 1982.
- [Weitz 96] M. Weitz, T. Heupel & T. W. Hänsch. *Multiple Beam Atomic Interferometer*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, no. 12, pages 2356–2359, Sep 1996.
- [White 09] M. White, M. Pasienski, D. McKay, S. Q. Zhou, D. Ceperley & B. De-Marco. *Strongly Interacting Bosons in a Disordered Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 5, page 055301, Feb 2009.
- [Wiersma 97] D. S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk & R. Righini. *Localization of light in a disordered medium*. Nature, vol. 390, pages 671–673, December 1997.
- [Wolf 85] Pierre-Etienne Wolf & Georg Maret. *Weak Localization and Coherent Backscattering of Photons in Disordered Media*. Phys. Rev. Lett., vol. 55, no. 24, pages 2696–2699, Dec 1985.
- [Wölfle 10] P Wölfle & D Vollhardt. *Self-Consistent Theory of Anderson Localization : General Formalism and Applications*. arXiv :1004.3238, 2010.
- [Wynands 05] R Wynands & S Weyers. *Atomic fountain clocks*. Metrologia, vol. 42, pages S64–S79, 2005.
- [Wysin 05] G. M. Wysin, A. R. Pereira, I. A. Marques, S. A. Leonel & P. Z. Coura. *Extinction of the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless phase transition by nonmagnetic disorder in planar symmetry spin models*. Phys. Rev. B, vol. 72, no. 9, page 094418, Sep 2005.
- [Yan 09] M. Yan, R. Chakraborty, P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar & T. C. Killian. *Numerical modeling of collisional dynamics of Sr in an optical dipole trap*. ArXiv e-prints, May 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [Yedjour 10] A. Yedjour & B. A. Van Tiggelen. *Diffusion and localization of cold atoms in 3D optical speckle*. The European Physical Journal D, vol. 59, pages 249–255, 2010. 10.1140/epjd/e2010-00141-5.
- [Zobay 01] O. Zobay & B. M. Garraway. *Two-Dimensional Atom Trapping in Field-Induced Adiabatic Potentials*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 7, pages 1195–1198, Feb 2001.

Résumé

Cette thèse présente deux expériences de physique atomique, réalisées sur un échantillon de Rubidium 87 ultra-froid. Nous abordons les thématiques de l'interférométrie atomique, ainsi que des propriétés de transport en milieu désordonné.

Dans la première expérience, nous développons une méthode de suspension des atomes contre la gravité, en vue d'optimiser le temps d'interrogation d'interféromètres atomiques. Les atomes sont périodiquement diffractés sur une onde lumineuse stationnaire, utilisée comme miroir de Bragg pour réfléchir l'échantillon et ainsi empêcher sa chute. Toutefois, en approchant le régime de réseau mince, l'onde atomique est séparée vers de nombreuses trajectoires qui se recombinent périodiquement. Nous montrons que les interférences entre ces composantes peuvent être exploitées pour bloquer les pertes vers les voies en chute libre. Ce nouvel interféromètre pourrait être une alternative intéressante pour maintenir un senseur inertiel ou une horloge atomique en suspension dans un volume réduit, tout en permettant une mesure simultanée des forces agissant sur les atomes.

La seconde expérience porte sur les propriétés de transport dans un milieu bidimensionnel désordonné. En particulier, des interférences entre ondes de matière peuvent bloquer le transport – phénomène connu sous le nom de localisation d'Anderson. Nous confinons les atomes entre deux nappes de lumière répulsives, et générons le désordre à l'aide d'une figure de tavelures. Nous observons une propagation diffusive, dont nous extrayons des coefficients de diffusion en accord avec une modélisation numérique. Nous explorons ensuite un régime de plus basse énergie, où un comportement subdiffusif, classiquement piégé sous le seuil de percolation, ou encore localisé au sens d'Anderson, pourrait être observé. Finalement, l'étude de l'influence du désordre sur la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless en deux dimensions est maintenant à portée de l'expérience.

Mots clés

Condensation de Bose-Einstein - Piège dipolaire optique - Interférométrie atomique - Diffraction de Bragg - Transport à deux dimensions - Localisation d'Anderson

Abstract

This thesis presents two experiments of atomic physics, realized on an ultra-cold sample of Rubidium 87. We tackle the topics of atom interferometry, and of the transport properties in disordered medium.

In the first experiment, we demonstrate a technique for suspending atoms against gravity, which could help increase the interrogation time of atom interferometers. The atoms are periodically diffracted on a light standing wave, used as Bragg mirror to reflect the atoms and thus prevent their fall. However, when getting close to the thin grating limit, the matter wave-packet is splitted into many trajectories that periodically recombine. We show that the interference between these multiple components can be used to cancel the losses towards falling channels. This original interferometer could be an interesting alternative to suspend an inertial sensor or an atom clock in a limited volume, whilst allowing simultaneous measurement of the forces acting on the atoms.

The second experiment is devoted to the study of the transport properties in a 2D disordered medium. In particular, matter wave interference can prevent the transport – a phenomenon known as Anderson Localization. The atoms are confined between two repulsive sheets of light, and the disorder is generated by a speckle pattern shined onto the cloud. We observe a diffusive expansion in these potentials, and extract diffusion coefficients in agreement with a numerical simulation. We then explore the dynamic at lower energies, where subdiffusion, classical trapping under the percolation threshold, and Anderson Localization may be observed. Finally, the study of the interplay between disorder and the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition in 2D is now within reach.

Key words

Bose-Einstein condensation - Optical dipole trap - Atom interferometry - Bragg diffraction - 2D transport - Anderson Localization