Université de Lille

Ecole doctorale : SMRE

Unité de recherche : PhLAM

Thèse présentée par **Maxime DENIS**

Soutenue le 16 décembre 2022

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Lille

Discipline : **Physique**

Spécialité : **Physique des atomes froids**

Construction d'une expérience de Condensat de Bose-Einstein de ^{41}K pour l'étude du rotateur frappé atomique

---

Thèse dirigée par :	**Radu CHICIREANU**	Directeur
	Pascal SZRIFTGISER	Co-directeur
	Jean-François CLEMENT	Co-encadrant

Composition du jury :

Stephan DE BIÈVRE	Professeur, Laboratoire Paul Painlevé	Président
Saïda GUELLATI KHELIFA	Professeur, LKB	Rapporteuse
Franck PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de recherche, SYRTE	Rapporteur
Romain DUBESSY	Maître de conférence, LPL	Examinateur
Radu CHICIREANU	Chargé de recherche (HDR), PhLAM	Directeur
Pascal SZRIFTGISER	Directeur de recherche, PhLAM	Co-directeur

À la mémoire de mon cousin Benoît et de mes grand-mères,

Même quand la blessure guérit, la cicatrice demeure.

Publius Syrus

Résumé

Ce manuscrit présente la réalisation d'un dispositif expérimental permettant de produire des condensats de Bose-Einstein de potassium 41. Cette expérience a été construite dans le but d'étudier le modèle du rotateur frappé en présence d'interactions. Le choix du potassium 41 pour cette expérience est motivé par deux raisons. La première est que la longueur de diffusion de cet atome est positive à champ magnétique nul (ce qui permet une condensation aisée) et qu'il possède des résonances de Feshbach accessibles. La seconde est que les longueurs d'onde de ses transitions de refroidissement peuvent être générées par des sources lasers fibrées puissantes du domaine télécom doublées en fréquence. Cela a pour avantage de pouvoir fabriquer des systèmes lasers stables et robustes pour les étapes de refroidissement laser et de piégeage optique du potassium 41. La particularité de notre système réside dans la génération de fréquence qui a lieu en amont des étapes d'amplification à haute puissance et de doublage en fréquence. Le développement de ces bancs lasers agissant sur les deux transitions de refroidissement D1 et D2 a permis de mener à bien les étapes de refroidissement laser. Grâce à ces bancs lasers, un piège magnéto-optique rassemblant 3×10^9 atomes a été obtenu. La compression suivie d'un refroidissement avec une mélasse grise de ce piège magnéto-optique a permis d'atteindre une température de 16 µK et une densité dans l'espace des phases de 10^{-6}. Les étapes de refroidissement évaporatif qui suivent sont réalisées successivement avec un piège quadrupolaire, un piège hybride (piège quadrupolaire + piège optique) et pour terminer un piège optique croisé. Des condensats de 500 000 atomes ont été observés dans ce piège optique croisé. Nous avons aussi identifié des résonances de Feshbach qui permettront le contrôle des interactions. Pour l'étude du rotateur frappé, un système laser pulsé original a été conçu en parallèle. La réalisation de ce système a été faite à partir d'un laser pulsé télécom amplifié à haute puissance doublé en fréquence. Ce système produit des pulses laser proches infrarouge avec des impulsions de 10 ns, une fréquence de répétition comprise entre 100 kHz et 500 kHz et une puissance crête optique allant jusqu'à 350 W. Ce banc laser pulsé nous a permis de réaliser les premières expériences du rotateur frappé de cette expérience. Un contrôle des interactions avec les résonances de Feshbach identifiées nous permettra d'étudier par la suite le modèle du rotateur frappé en présence d'interactions.

Abstract

This manuscript presents the realization of an experimental device able to produce Bose-Einstein condensates of potassium 41. This experiment was built to study the kicked rotor model in presence of interactions. The choice of potassium 41 for this experiment is motivated by two reasons. The first is that the scattering length of this atom is positive (allowing easy condensation) at zero magnetic field and has accessible Feshbach resonances. The second is that the wavelengths of its cooling transitions can be generated by powerful fiber laser sources in the telecom domain doubled in frequency. This has the advantage of being able to manufacture stable and robust laser systems for laser cooling and optical trapping of potassium 41. The particularity of our system lies in the frequency generation that takes place before the high power amplification and frequency doubling stages. The development of these laser benches acting on the two cooling transitions D1 and D2 enabled the laser cooling stages to be completed. Thanks to these laser benches, a magneto-optical trap gathering 3×10^9 atoms was obtained. Compression followed by cooling with grey molasses of this magneto-optical trap allowed to reach a temperature of 16 µK and a density in the phase space of 10^{-6}. The following evaporative cooling steps are carried out successively with a quadrupolar trap, a hybrid trap (quadrupolar trap + optical trap) and to finish a crossed optical dipole trap. Condensates of 500,000 atoms were observed in this crossed optical dipole trap. We also identified Feshbach resonances that will allow the control of interactions. For the study of the kicked rotor model, an original pulsed laser system was designed in parallel. The realization of this system was made from a high-power amplified telecom pulsed laser doubled in frequency. This system produces near infrared pulses at a repetition frequency between 100 kHz to 500 kHz with peak optical power up to 350 W. This pulsed laser bench allowed us to perform the first experiments of the kicked rotor from this experiment. A control of the interactions with the identified Feshbach resonances will allow us to study the kicked rotor model in presence of interactions.

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Mme Saïda Guellati-Khélifa, M. Franck Pereira Dos Santos, M. Romain Dubessy et M. Stephan De Bièvre pour avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse ainsi que pour leur lecture attentive. Je souhaite également vous remercier pour les échanges stimulants que nous avons pu avoir autour de mes travaux.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de l'équipe atomes froids du PhLAM avec qui j'ai apprécié de travailler. Merci Radu d'avoir accepté d'encadrer ma thèse. Ce fut un plaisir de travailler à tes côtés. Ton savoir, ton recul, ta technicité et ton sang froid sont autant de qualités qui ont su nous mener au condensat puis aux premier signaux de kicked rotor et ce en dépit des mésaventures rencontrées. Merci Pascal pour ton encadrement et pour les précieux conseils que tu as pu me prodiguer au cours de ces trois années. Je serai toujours impressionné par le contrôle de l'expérience sous Matlab dont tu es à l'origine. Merci Jeff pour ton encadrement dans la thèse et dans les enseignements à l'IUT. Je te souhaite beaucoup de réussite dans tes nouveaux projets. Merci Jean-Claude pour les échanges que nous avons pu avoir, tu as toujours le mot pour rire et c'est fort agréable. Merci Adam pour les soirées dans les bars et ton sarcasme qui m'aura bien fait rire. Merci Denis pour les bons moments en salle de manip. Ton expertise sur les lasers et le doublage nous a été d'une grande aide, je t'en suis grandement reconnaissant. Merci Issam, nous avons partagé le début de mon aventure dans l'équipe et ta compagnie était fort sympathique, je suis content d'avoir pu croiser ta route. Merci Charbel, mon Libanais préféré ! Toujours de bonne humeur, partager la salle de manip et les ti punchs avec toi étaient un plaisir ! En parlant de ti punch, merci Vincent, mon acolyte théoricien. Nous avons démarré ensemble cette aventure, nous l'avons presque terminée ensemble. Tu m'auras fait rire à bien des reprises mais il y a quand même un événement au-dessus du lot : la commande de la Xbox One dans des conditions bien obscures ! Merci Farid pour cette dernière année en ta compagnie. Nous avons eu peu de chance dans l'aventure que nous avons partagé (MOT 2D, clim,...). Ça ne nous a pas empêché d'avoir de bons moments ! Bon courage pour la suite, tu vas assurer, j'en suis convaincu ! Enfin merci Zoubair, fraîchement arrivé dans l'équipe, je te souhaite le meilleur pour ta thèse !

Je remercie la région Hauts-de-France et le label I-Site pour le financement de ma thèse ainsi que le CNRS et le PhLAM, mon laboratoire d'accueil. Sans eux, rien n'aurait été possible.

Je remercie chaleureusement les directeurs du laboratoire Marc Douay et

Cristian Focsa qui m'ont permis d'avoir d'excellentes conditions de travail. Je remercie grandement l'équipe de l'atelier d'électronique : Hervé, Michel et Thierry ainsi que Gauthier de l'atelier de mécanique. Sans votre savoir faire, l'expérience n'aurait certainement pas pu voir le jour. Je remercie également l'ensemble du personnel administratif : Walter, Anthony, Isabelle, Christine, Jean-Loïc et Stéphanie sans qui le travail, les commandes et les déplacements auraient été impossibles.

J'aimerais remercier l'ensemble des doctorants/post-docs avec qui j'ai passé du bon temps : Maxime, Clément, Alexandre, Martin, Shivang, Cécilia, Corentin, Jordan et Julien. Big up aux membres du bureau 141 : Christelle, Vikas, Brahim, Artur, Jessica et Ludovic. Nous avons passé de super moments ensemble, je suis heureux d'avoir pu partager ce bureau avec vous ! Remerciements spéciaux envers Samir El Chi**ax des fourrés que j'ai rencontré lors de mon stage de M2 au labo. On s'est bien fendu la poire ! Je tiens à remercier également les amis que j'ai rencontré dans mon parcours de physicien et avec qui j'ai partagé d'excellents moments : Nono, Tintin, Clem, Marie, Raph, Damien, Max, Ugo, JB, Yoan, Alex, Anthony, Rémi, Valentin et Adrien.

J'aimerais remercier mes amis d'enfance, du Judo Club Attiches et du Panther's club. Citer tout le monde serait bien trop long mais vous avez toute ma gratitude ! Je vais tout de même extraire quelques noms qui méritent des remerciements à part. Il s'agit de mes entraîneurs : Francky, Seb, Sofiane et Santana. J'ai commencé le judo bien avant ma thèse et il s'agit plus d'un mode de vie que d'un sport. En effet, cet art martial est régi par un code moral qui s'applique à n'importe quel moment de la vie. Merci Francky et Seb pour le savoir que vous m'avez transmis, les valeurs que vous m'avez inculquées et les bons moments partagés. Cela fait maintenant deux ans que j'apprends le Jiu-Jitsu Brésilien. Merci à vous Sofiane et Santana pour le savoir transmis et les entraînements de qualité.

Merci à ma mère et à mon père qui ont toujours cru en moi. Bien que cela semble anodin, les différentes tâches auxquelles vous m'avez impliqué (travaux dans la maison, mécanique auto,...) ont développé ma curiosité et ma fibre expérimentale. Sans ça, je ne me serais certainement pas tourné vers la science expérimentale. Merci Papy, toi aussi tu as contribué à la curiosité dont je fais preuve. Depuis tout petit, j'ai toujours été impressionné par le puit de connaissances que tu es. Merci à l'ensemble de ma famille, vous avez toujours fait preuve d'un soutien infaillible ! C'est avec le coeur lourd que j'adresse mes remerciements à trois membres de ma famille qui nous ont quittés. Ma grand-mère maternelle que j'appelais mamie du sud, une personne au grand coeur qui m'a en partie élevée. Merci Mamie pour ta patience, ton affection et ton attention. Ma grand-mère paternelle qui nous a quittés lors de ma première année de thèse. Merci Mamie pour ta gentillesse, ta joie de vivre et ta douceur. Et mon cousin Ben, qui nous a quittés quelques jours après ma soutenance de thèse... Tu étais si jeune, la vie est injuste, ça me fend le coeur... Il y a tellement de choses pour lesquelles j'aurais aimé te remercier. Où que

vous soyez, j'espère que vous y avez trouvé la paix. Sachez que j'ai toujours une pensée pour vous !

Mes derniers remerciements vont à Ophélie. En toute objectivité, ta rencontre a été une bénédiction. Je suis persuadé que tu as fait de moi quelqu'un de meilleur. Merci pour ta patience, ton soutien inébranlable, tes encouragements et ton amour. Nous avons partagé bien des aventures (l'Australie entre autres), j'espère que nous continuerons sur cette lancée ! Merci pour tout !

Il est vrai que j'ai dit derniers remerciements au paragraphe précédent mais j'aimerais remercier un dernier être vivant... Mon chat ! Merci Naïa d'animer nos jours et parfois nos nuits (enfin dois-je te remercier pour ça ?) ! Tu nous fais souvent rire avec tes postures alambiquées, ta façon de boire ton eau si distinguée et tes démarrages incontrôlés à la fast and furious (ou cat and furious ?) lors de tes touquettes !

Ces remerciements étaient longs mais comme l'a dit Pierre Dac : "La façon de remercier dépend de ce que l'on reçoit".

Table des matières

Résumé **III**

Abstract **V**

Remerciements **VII**

Introduction **1**

1 Le modèle du rotateur frappé **5**
1.1 Le rotateur frappé classique 5
1.1.1 Le modèle de Chirikov 5
1.1.2 Dynamique dans l'espace des phases 7
1.1.3 Exposants de Lyapunov du rotateur frappé 9
Généralités sur l'exposant de Lyapounov 10
Calcul de l'exposant de Lyapunov du rotateur frappé . 10
1.1.4 Comportement diffusif 13
1.1.5 Modèle déplié du kicked rotor 15
1.2 Le rotateur frappé quantique 16
1.2.1 Evolution du système 17
1.2.2 Etude numérique du problème 18
Symétrie par translation spatiale 18
Simulation numérique 19
1.3 Liens entre le rotateur frappé et le modèle d'Anderson 20
1.3.1 Localisation dynamique 20
1.3.2 Localisation d'Anderson 21
1.3.3 Equivalence entre les deux modèles 22
1.4 Le rotateur frappé en présence d'interactions 24
1.4.1 Le rotateur frappé dans un régime de champ moyen . 25
Modèle en présence d'interactions 25
Approximation diagonale 25
Méthode split-step 26
1.4.2 Le rotateur frappé dans un régime de Tonks-Girardeau 27
Gaz de Tonks-Girardeau 27
Gaz de Tonks-Girardeau kické 27
Perspectives 28
1.5 Conclusion 28

2 Condensat de Bose-Einstein et résonances de Feshbach **31**
2.1 Condensat de Bose-Einstein 31
2.1.1 Gaz de bosons sans interactions 32

Statistique de Bose-Einstein 32
Saturation des états excités 33
2.1.2 Gaz de bosons avec interactions 34
Longueurs caractéristiques 34
Equation de Gross-Pitaevskii 34
2.2 Résonances de Feshbach 35
2.2.1 Mécanisme 35
2.2.2 Contrôle des interactions 35
2.3 Choix de l'espèce atomique 36
2.3.1 Choix de l'atome 37
2.3.2 Structure du ^{41}K 38
2.3.3 Stratégie de condensation pour le ^{41}K 39

3 Dispositif expérimental 43
3.1 Situation à mon arrivée 43
3.2 Systèmes lasers 44
3.2.1 Systèmes lasers pour le refroidissement des atomes . . 44
Objectifs 45
Banc fibré 46
Système de sécurité pour l'EDFA 47
Doublage en fréquence du banc 49
Caractérisation du banc laser 50
Modèle théorique de la SHG à deux fréquences 52
Choix des composantes pour les deux bancs 53
Calcul des désaccords en fréquence 54
Système laser espace libre 55
3.2.2 Asservissement en fréquence des bancs 56
Asservissement du banc D2 56
Asservissement du banc D1 56
3.2.3 Banc laser pour le piège dipolaire croisé 59
Bras du piège hybride 59
Bras du piège croisé 59
3.3 Système à vide 60
3.3.1 Description de la chambre de science 61
3.3.2 Maintenance 62
3.4 MOT 2D 62
3.4.1 Système à vide 62
Système magnéto-optique 63
3.4.2 Migration du potassium 64
3.4.3 Maintenance 65
3.5 Champs magnétiques 66
3.5.1 Bobines principales 66
3.5.2 Bobines de pompage optique 69
3.5.3 Bobines axe vertical 69
3.5.4 Bobines de compensation 69

4 Système d'imagerie **71**
4.1 Imagerie par absorption dans les expériences d'atomes froids 71
4.1.1 Imagerie par absorption 71
4.1.2 Mesure par temps de vol 72
4.2 Simulations numériques 73
4.2.1 Objectifs 73
4.2.2 Rappels théoriques sur les aberrations optiques 75
Approximation du troisième ordre 75
4.2.3 Simulation numériques des deux systèmes optiques . . 76
Généralités sur la simulation de systèmes optiques avec OSLO 76
Système d'imagerie du MOT 77
Système d'imagerie du BEC 81
4.3 Réalisation expérimentale, caractérisation et implémentation des systèmes 83
4.3.1 Test mire USAF 1951 84
Système MOT 84
Système BEC 86
Caméra 88
Faisceaux d'imagerie 89
4.3.2 Implémentations sur l'expérience 90
Procédure d'alignement 90
Estimation du nombre d'atomes 91
Résultats 91

5 Séquence expérimentale **95**
5.1 Etapes de refroidissement par laser 95
5.1.1 MOT 2D 95
Mise en place expérimentale 95
5.1.2 MOT 3D 96
Mise en place expérimentale 96
5.1.3 Compression du MOT 3D 97
Principe 98
Mise en place expérimentale 98
5.1.4 Mélasse grise 100
Principe 100
Mise en place expérimentale 100
Pompage optique 102
5.2 Etapes de refroidissement évaporatif 103
5.2.1 Piégeage magnétique 104
Etats piégeants du ^{41}K 104
Mise en place expérimentale 105
5.2.2 Evaporation dans le piège magnétique 105
Confection des antennes 106
Mise en place expérimentale 108
5.2.3 Piège hybride 109
Principe 109

Mise en place expérimentale 110
5.2.4 Piège optique croisé 112
Mise en place expérimentale 113
5.3 Contrôle des interactions 114
5.3.1 Transferts entre les états hyperfins 114
Mise en place expérimentale 114
5.3.2 Observation des résonance de Feshbach du ^{41}K 115

6 Réalisation expérimentale de l'onde stationnaire pulsée 119
6.1 Onde stationnaire pulsée 119
6.1.1 Généralités 120
6.1.2 Potentiel sinusoïdal pulsé 120
Formation de l'onde stationnaire 121
Faisceaux contrapropageants 121
Faisceau rétroréfléchi par un miroir 122
6.2 Banc laser pulsé pour l'onde stationnaire 123
6.2.1 Paramètres $\bar{k}$ et K 124
Constante de Planck réduite adimensionnée $\bar{k}$ 124
Paramètre de stochasticité K 124
6.2.2 Système laser pulsé à 770 nm 125
Présentation du système laser 125
Performances du banc 125
Dérive de phase induite par l'amplificateur 126
Système de protection 128
6.3 Montage de l'onde stationnaire pulsée 128
6.3.1 Préparation des faisceaux 129
6.3.2 Choix pour le transport des faisceaux 129
Evaluation de la différence de marche 129
Amélioration possible des montages 130
6.3.3 Caractérisation du montage fibré 131
Isolation des fibres 131
Impact des dérives de phase sur la localisation dynamique 132
6.4 Fibres utilisées pour le montage 133
6.4.1 Coupleurs 99%/1% monomodes à maintien de polarisation à 770 nm 133
Diffusion Brillouin Stimulée 133
Découverte de la SBS dans notre système 133
Mise en évidence de la diffusion Brillouin stimulée . . 134
6.4.2 Fibres à Cristal Photonique 136
Comparaison Coupleur/fibre microstructurée 136
6.5 Sources de décohérence et limitations expérimentales 137
6.5.1 Sources de décohérence 137
Emission spontanée 137
Impact de la gravité sur notre système 139
6.5.2 Limitations expérimentales 140
Boîte classique 140

Inhomogénéité de K 141
6.6 Rotateur frappé expérimental 142
6.6.1 Installation et alignement de l'onde stationnaire sur les atomes 142
Faisceau vers les atomes 142
Alignement du faisceau sur un MOT 142
Alignement du faisceau sur un BEC 142
6.6.2 Evaluation expérimentale de K 143
6.6.3 Stabilité de K 143
6.6.4 Evaluation de la décohérence 144

7 Perspectives 147
7.1 Transition d'Anderson à trois et quatre dimensions 147
7.1.1 Transition d'Anderson à trois dimensions 148
7.1.2 Transition d'Anderson à quatre dimensions 151
7.2 Rotateur frappé en présence d'interactions 153
7.2.1 Résultats d'autres expériences parus durant ma thèse . 153
Université de Santa Barbara 154
Université de Washington 154
7.2.2 Expériences envisagées 154
Rotateur frappé en présence d'interactions 154
Gaz de Tonks Girardeau kické 155

Conclusion 157

A Système d'imagerie 159
A.1 Système d'imagerie du MOT avec des lentilles plano-convexes 159
A.2 Système d'imagerie du MOT décalé de 5 mm 162

B Résonance de forme 165
B.1 Résonance de forme 165
B.1.1 Principe 165
B.1.2 Observation 166

C Protection de l'amplificateur pulsé 169
C.1 Système de protection 169
Problématique 169
Fonctionnement du système de protection 169
C.2 Matériel système de protection 170
C.3 Schéma du système de protection 170
C.4 Code de l'arduino du système de protection 172
C.5 Image du montage 174

Bibliographie 175

Introduction

Depuis la nuit des temps, l'homme n'a eu de cesse d'observer et d'analyser ce qui l'entoure. Pour preuve, l'astronomie, considérée comme la plus ancienne des sciences, trouve son origine il y a plus de 5000 ans [1]. Le modèle géocentrique, imaginé par Anaximandre au VI^{ieme} siècle avant J.C., est le premier grand modèle astronomique non mythologique inventé. Défendu par Aristote au IV^{ieme} siècle avant J.C. puis repris par Ptolémée au II^{ieme} siècle après J.C., ce modèle d'Univers a été suivi jusqu'à la Renaissance. À la suite des travaux de Copernic, la théorie de l'héliocentrisme s'est progressivement imposée. Dans ces deux théories, la trajectoire des astres était circulaire. Au début du XVII^{ieme} siècle, Kepler fit la découverte que la trajectoire des planètes était légèrement elliptique. Vers la fin de ce même siècle, Newton reprit les travaux initiés par Galilée et Kepler pour étudier la gravitation et ses effets sur l'orbite des planètes. Ses travaux ont donné lieu aux fameuses trois lois universelles du mouvement. Avec la seconde de ces trois lois, Newton a posé les bases du déterminisme. Un système déterministe étant un système dynamique pour lequel on associe à chaque condition initiale, un unique état final. L'apparition de cette seconde loi et de la loi universelle de la gravitation ont permis la résolution du problème à deux corps. L'extension de ce problème à plusieurs corps s'est révélée plus difficile. A la fin du XIX^{ieme} siècle, en étudiant ce problème, Poincaré a pressenti que des conditions initiales très proches pouvaient conduire à des trajectoires très différentes rendant ainsi le comportement du système imprévisible [2]. Il avait découvert le chaos déterministe. L'invention du transistor et des premiers ordinateurs a donné les premières expériences numériques sur le sujet (Lorenz 1963 [3], Hénon-Heiles 1964 [4]). Il aura fallu attendre les années 70, grâce aux progrès de l'informatique pour qu'un réel intérêt se porte sur les systèmes chaotiques. Dans ces mêmes années est apparu le terme de chaos quantique [5]. Pour comprendre ce qu'est le chaos quantique, il faut essayer de comprendre quel pourrait être le comportement en mécanique quantique d'un système dont la dynamique classique est chaotique. En 1979, le système du rotateur frappé (kicked rotor)[6], un système classiquement chaotique, a été étudié avec la mécanique quantique. Il est considéré depuis comme paradigme du chaos classique et quantique.

Dans ce modèle, une particule est frappée périodiquement et instantanément par une onde stationnaire. Dans le régime chaotique de ce système, si cette particule est classique, la dynamique associé à cette particule sera diffusive. Si la particule classique est remplacée par une particule quantique et que le système est dans le même régime, une saturation de son énergie cinétique se manifeste après un certain nombre de coups assénés. Ce phénomène est

connu sous le nom de localisation dynamique. De multiples travaux théoriques ont découlé de ce modèle. Parmi eux, deux se sont particulièrement démarqués permettant la simulation quantique du modèle d'Anderson. En 1982, Fishman et al. ont montré que la localisation dynamique était rigoureusement équivalente à la localisation d'Anderson [7]. Et en 1989, Casati et al. ont proposé d'observer la transition d'Anderson d'un système à trois dimensions en ajoutant deux fréquences incommensurables à la modulation temporelle de l'onde stationnaire du rotateur frappé [8]. En 1995, l'amélioration des techniques de manipulation d'atomes par laser a permis à Moore et al. d'observer expérimentalement la première localisation dynamique [9]. En 2008, Chabé et al. ont reproduit expérimentalement le modèle de Casati leur permettant d'observer pour la première fois la transition d'Anderson à trois dimensions et l'exposant critique qui lui est associé [10]. Plus récemment, le rotateur frappé s'est montré efficace pour mettre en évidence le phénomène de diffusion cohérente vers l'avant (Coherent Forward Scattering) expérimental [11]. Ce modèle a pu démontrer au fil du temps qu'il pouvait jouer le rôle de simulateur quantique du modèle d'Anderson au sens où Feynman l'entendait [1][12]. En réalité, le rotateur frappé est un modèle qui va bien au-delà de la simulation quantique du modèle d'Anderson. En 2006, des travaux ont fait le parallèle entre le rotateur frappé et une chaîne de spin d'Heisenberg soumise à une séquence d'impulsions de champ magnétique parabolique externe [13]. Un article paru en 2015 a rapporté une transition de phase métal/supermétal [2] observable en exploitant une résonance quantique du rotateur frappé[14]. En 2018, ce même modèle a été utilisé pour mesurer localement à Dunedin (Nz) l'accélération de la pesanteur avec une précision de 5 ppm pour une distance de chute de 1 mm[15]. L'ajout d'un potentiel harmonique au rotateur frappé a permis d'étudier des modèles simulant le mouvement d'un électron dans un potentiel quasi-périodique soumis à un champ magnétique perpendiculaire [16] et le modèle d'Harper frappé (Kicked Harper Model) [17]. Tous ces systèmes montrent à quel point le rotateur frappé est riche. Parmi toutes ces possibilités, l'équipe Chaos Quantique a fait le choix de sonder la physique du modèle d'Anderson avec le rotateur frappé.

Le modèle d'Anderson, paradigme de la matière condensée, a été introduit en 1958 par P. W. Anderson[18]. Ce modèle étudie les propriétés de transport d'une particule quantique, i.e. un électron, dans un milieu désordonné. Le résultat de cette étude donne une absence de diffusion de la part de l'électron dans ce milieu désordonné. Cette localisation de l'électron est connue sous le nom de localisation d'Anderson. Cette découverte a été récompensée d'un prix Nobel en 1977. En 1979, Abrahams et al. publient un article dans lequel ils utilisent une théorie d'échelle de la localisation d'Anderson[19]. Cette étude a mis en évidence que la localisation était toujours présente jusqu'à deux dimensions, quelque soit la taille du système. Elle a aussi montré que pour des dimensions supérieures à deux, une transition de phase

1. Simuler un système quantique en utilisant un autre plus simple à manipuler
2. Un métal parfait présentant une conductivité divergente

métal/isolant existe. De même que pour le rotateur frappé, les dispositifs d'atomes froids ont été d'excellents candidats pour la simulation quantique de ce modèle. Ces expériences ont permis de mettre en évidence expérimentalement la localisation d'Anderson dans des systèmes à une [20], [21], deux [22] [23] et trois dimensions [24] [25].

Afin de se rapprocher le plus fidèlement possible de la théorie introduite par Anderson, les expérimentateurs ont travaillé de telle sorte à ce que les atomes de leurs condensats de Bose-Einstein n'interagissent pas entre eux. De leur côté, les théoriciens ont cherché à comprendre quel pourrait être leur impact sur la localisation d'Anderson. Des travaux autour de ce sujet prédisent l'apparition d'un régime subdiffusif, ce qui indiquerait que les interactions détruiraient la localisation d'Anderson [26][27]. Un premier pas expérimental vers la confirmation de ces prédictions a été réalisé dans un système désordonné à une dimension [28]. D'autres publications ont mis en évidence l'existence d'une localisation à plusieurs corps (Many-body Localization) [29][30][31]. Ce phénomène de localisation de particules hors d'équilibre en interaction dans un milieu fortement désordonné est intéressant puisqu'il casse les codes de la thermodynamique. Ces systèmes ne thermalisent pas et montrent une évolution non ergodique dans le temps[32]. L'observation expérimentale de brisure d'ergodicité dûe à la MBL a été constatée dans un système à une dimension de fermions en interaction dans un réseau désordonné quasi-aléatoire[33].

Parallèlement aux études menées dans la matière condensée, des recherches sur l'effet des interactions sur la localisation dynamique ont aussi été réalisées. Dans des régimes de faibles interactions, une destruction de la localisation est attendue laissant place à un régime subdiffusif [34] [35]. Dans un régime d'interactions infinies (régime de Tonks Girardeau), la dynamique du système est toute autre puisque des études prédisent une survie de la localisation dynamique [36][37]. Afin d'explorer ces différents régimes, l'assemblage d'une expérience de condensat de Bose Einstein avec des interactions contrôlables a été envisagée dans notre équipe.

L'objet de cette thèse porte sur l'assemblage de cette expérience. Le chapitre 1 sera consacré à la présentation du modèle du rotateur frappé, de son lien avec le modèle d'Anderson et des motivations qui ont conduit à la fabrication d'un nouveau dispositif d'atomes froids. Le chapitre 2 présentera le phénomène de condensation de Bose-Einstein, les résonances de Feshbach et le choix de l'atome qui a été fait pour l'expérience. Une description du dispositif expérimental permettant de générer des condensats de Bose-Einstein sera faite au chapitre 3. Les travaux effectués sur les systèmes de détection utilisés dans le dispositif seront détaillés au chapitre 4. La séquence expérimentale développée pour la production des condensats et l'identification des résonances de Feshbach sera présentée au chapitre 5. Le chapitre 6 exposera les travaux réalisés sur une toute nouvelle façon de produire l'onde stationnaire pulsée. Enfin, le chapitre 7 mettra en perspective les expériences que

nous sommes en train de réaliser et celles qui sont envisagées grâce à notre nouveau dispositif.

Chapitre 1

Le modèle du rotateur frappé

Ce premier chapitre est consacré au modèle du rotateur frappé. Le système classique et sa dynamique chaotique sont présentés dans la première partie. Le traitement quantique du modèle et la mise en évidence du chaos quantique seront exposés dans la deuxième partie. La troisième partie aura pour but de démontrer le lien entre le rotateur frappé et le modèle d'Anderson. Enfin, la quatrième partie présentera les motivations qui ont conduit l'équipe à concevoir une nouvelle expérience.

1.1 Le rotateur frappé classique

La physique du chaos a suscité beaucoup d'intérêt dans les années 70 et a permis l'étude de systèmes remarquables. Pour des systèmes classiques dont la dynamique est chaotique, ces études ont mis en lumière des caractéristiques bien particulières parmi lesquelles nous pouvons en citer trois [38] :

— Ces systèmes ne sont pas intégrables [1].

— S'ils sont conservatifs, ils présentent des orbites ergodiques (trajectoires qui sondent de manière complexe l'intégralité de l'espace des phases disponible).

— Ils sont extrêmement sensibles aux conditions initiales.

Ce sont ces caractéristiques que je souhaite détailler pour le rotateur frappé dans cette première partie.

1.1.1 Le modèle de Chirikov

Dans sa forme originelle, le rotateur frappé a été introduit comme un pendule libre soumis à une perturbation périodique décrit par l'Hamiltonien [6] :

$$H = \frac{L_0^2}{2ml^2} - ml^2\omega_0^2 \cos\theta \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t}{T} - n) \tag{1.1}$$

Avec L_0 le moment cinétique du pendule, θ sa position angulaire, m sa masse, l sa longueur, $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}$ sa pulsation propre et $\sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t}{T} - n)$ un forçage temporel qui induit une percussion instantanée et périodique de période T.

1. Un système intégrable est un système possédant un nombre de constante du mouvement égal au nombre de ses degrés de libertés.

La partie $\frac{L_0^2}{2ml^2}$ de l'Hamiltonien 1.1 correspond à l'énergie cinétique d'un pendule libre. La seconde partie $-ml^2\omega_0^2 \cos\theta \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t}{T} - n)$ correspond à un potentiel gravitationnel appliqué périodiquement et instantanément (kick) au pendule. Une représentation graphique de ce système est faite à la figure 1.1.

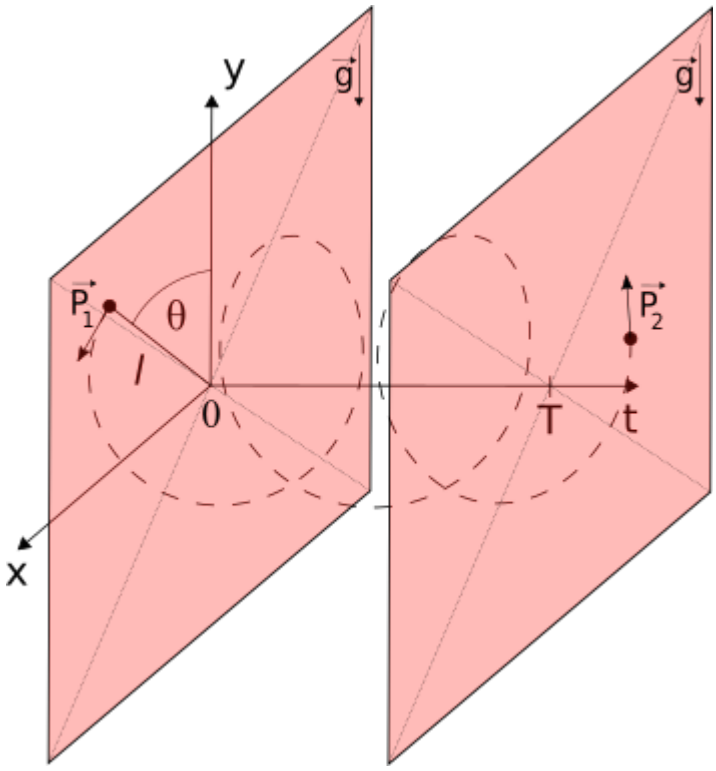


FIGURE 1.1 – Le modèle du rotateur frappé peut être illustré comme une masse m reliée à une tige de longueur l auquel on applique périodiquement dans le temps un champ gravitationnel.

La période de forçage T des kicks joue un rôle majeur dans la dynamique de ce système. Lorsque T tend vers 0, cela revient à "allumer" le potentiel gravitationel de manière continue. Dans ce cas, les équations du mouvement qui découlent de l'Hamiltonien correspondent à celles du pendule simple.

L'évolution du système peut être déduite des équations du mouvement de la mécanique Hamiltonienne. Dans notre cas, ces équations canoniques sont :

$$\begin{cases} \dot{L_0} = -ml^2\omega_0^2 \sin\theta \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t}{T} - n) \\ \dot{\theta} = \frac{L_0}{ml^2} \end{cases} \tag{1.2}$$

avec $\dot{}$ la dérivée première par rapport au temps.

Si nous prenons L_{0_n} et θ_n, les moments [2] et positions angulaires après le $n^{ième}$ kick, et que nous intégrons entre le $n^{ième}$ et le $n^{ième}+1$ kick les équations du mouvement, nous obtenons :

$$\begin{cases} L_{0_n+1} = L_{0_n} - ml^2\omega_0^2 T \sin\theta_n \\ \theta_{n+1} = \theta_n + \frac{L_{0_{n+1}}T}{ml^2} \end{cases} \tag{1.3}$$

Afin de simplifier le problème, définissons une impulsion adimensionnée $p_n = \frac{L_{0_n}T}{ml^2}$. En réécrivant le système 1.3 avec cette nouvelle impulsion, nous aboutissons à l'application standard de Chirikov :

$$\begin{cases} p_{n+1} = p_n - K\sin\theta_n \\ \theta_{n+1} = \theta_n + p_{n+1} \end{cases} \tag{1.4}$$

avec $K = (\omega_0 T)^2$, appelé paramètre de stochasticité.

Ce passage en unités adimensionnées simplifie grandement le système en réduisant le problème à une dépendance à un seul paramètre, appelé paramètre de stochasticité K. C'est celui-ci qui est à l'origine des changements de comportement du système.

1.1.2 Dynamique dans l'espace des phases

Le système d'équations établi précédemment 1.4 est constitué des variables canoniques du rotateur frappé. Nous pouvons donc étudier l'évolution du système dans l'espace des phases. L'étude des trajectoires dans cet espace nous renseignera sur la nature du système. Les deux variables étudiées sont p_n et θ_n. La masse du pendule est contrainte à se mouvoir sur un cercle de rayon l. La position angulaire θ_n lui étant associée prendra des valeurs comprises entre 0 et 2π modulo 2π. De même, le potentiel appliqué étant 2π périodique, nous pouvons restreindre l'espace des phases à $[0,2\pi[$ pour chacunes des variables. Chaque trajectoire dans l'espace des phases correspond aux points (θ_n,p_n) obtenus successivement après chaque kick pour un couple de conditions initiales donné [3]. Des portraits de phase associés au système pour différentes valeurs de K sont représentés dans la figure 1.2. Quatre situations présentent un comportement différent :

2. Le moment cinétique (ou angulaire) est généralement représenté par la variable L_0, on peut aussi utiliser P_θ (à ne pas confondre avec la quantité de mouvement qui est son analogue pour une translation). Afin d'alléger les notations ici, nous prendrons P_n comme moment angulaire après le $n^{ième}$ kick. De même, lorsque nous parlerons d'impulsion dans cette partie, cela sous-entendra impulsion angulaire.

3. Une trajectoire étant représentée par un ensemble discret de points, le portrait de phase que nous étudions est donc un portrait de phase stroboscopique.

$K = 0$

Le cas T tend vers 0 énoncé un peu plus tôt revient à avoir K qui tend vers 0. Aucune perturbation n'est apportée au système, le pendule ne change donc pas d'impulsion, de ce fait, celui ci tourne librement. Le portrait de phase correspondant à cette situation est un ensemble de lignes parallèles.

$K \ll 1$

Pour des faibles valeurs de K, la dynamique du kicked rotor est régulière. Prenons $K = 0,2$, le portrait de phase associé nous présente à la fois des trajectoires ouvertes et de trajectoires fermées. Les trajectoires ouvertes correspondent à une rotation libre du pendule pertubée par les kicks que nous lui assenons. Ces trajectoires portent le nom de courbes de KAM. Les trajectoires fermées représentées par des ellipses centrées autour du point fixe (θ , p) = (π , 0)[4] sont des ilôts de stabilité. Physiquement, pour un couple de conditions initiales pris dans cette zone, cela revient à des oscillations du pendule.

$K \approx 1$

Pour $K = 1$, les trajectoires ouvertes ont laissé place à des zones emplies de points. Ces points sont des points fixes instables, ils indiquent que pour des conditions initiales prises dans ces zones, le système aura un comportement complétement chaotique. La disparition progressive de ces courbes de KAM au profit de ces zones chaotiques et de ces ilôts de stabilité est prédit par le théorème de KAM. Pour une valeur de $K > K_c \approx 0,971635$ [39][40], la dernière courbe de KAM disparaît laissant un système soit oscillant, soit chaotique. Enfin l'augmentation de K réduit la taille des ilôts de stabilité laissant plus de place aux zones non-structurées.

$K \gg 1$

Pour des K suffisamment importants (K=10), ces ilôts disparaissent à leur tour. L'espace des phases est de ce fait empli d'une zone chaotique, le système est alors considéré comme ergodique.

L'étude de l'espace des phases pour différentes valeurs de K nous a permis de voir qu'il existe un régime ($K \gg 1$) où le système présente des orbites ergodiques. Pour attester de la chaoticité du système, il nous reste à évaluer sa sensibilité aux conditions initiales.

4. L'obtention de ce point fixe se fait avec l'application standard de Chirikov, pour le calcul des points fixes,$\theta_{n+1} = \theta_n$ et $p_{n+1} = p_n$:

$$\begin{cases} p_{n+1} = p_n - Ksin\theta_n \\ \theta_{n+1} = \theta_n + p_{n+1} \end{cases} \iff \begin{cases} p_n = p_n - Ksin\theta_n \\ \theta_n = \theta_n + p_n - Ksin\theta_n \end{cases} \iff \begin{cases} p_n = 0 + k\pi \\ \theta_n = \pi + k\pi \end{cases} \quad k \in \mathbb{Z}$$

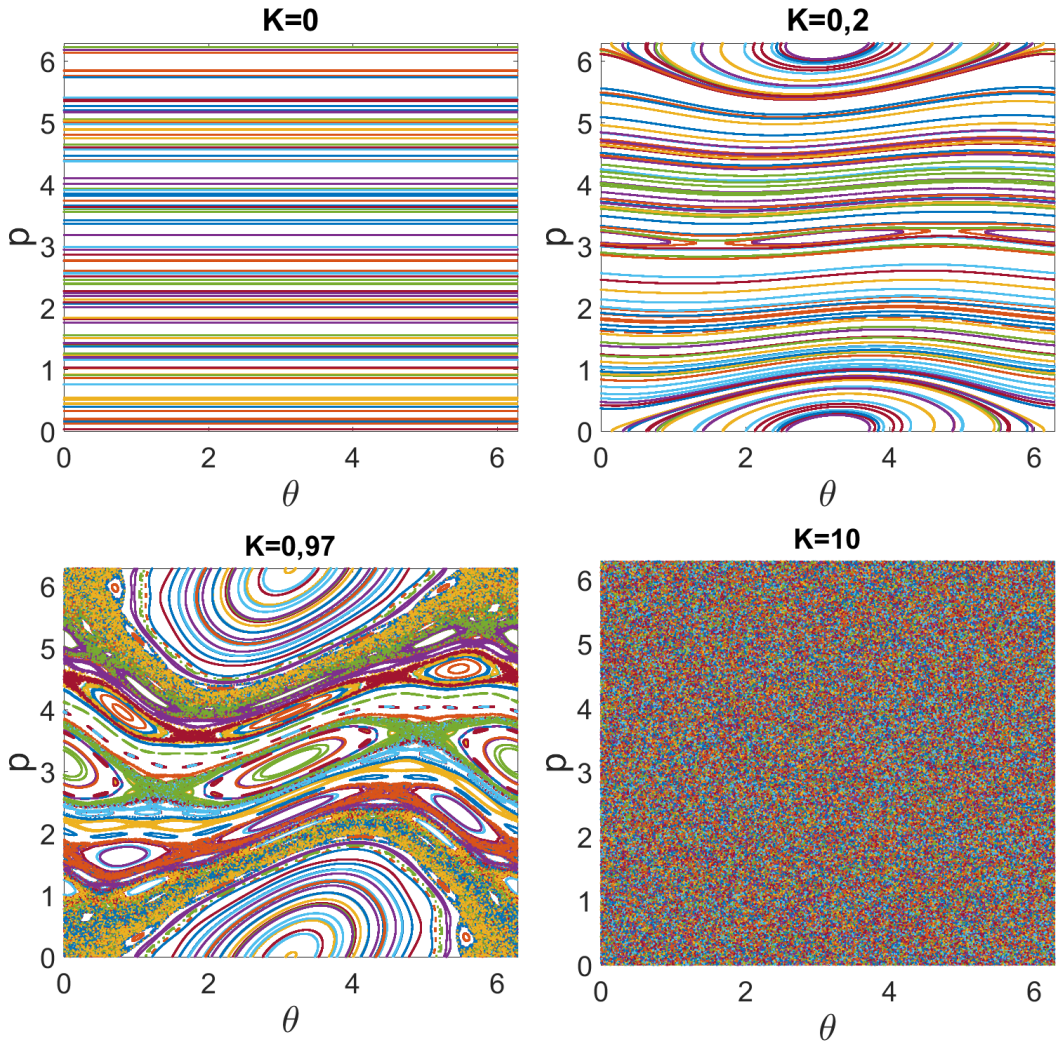


FIGURE 1.2 – Représentation du kicked rotor dans l'espace des phases pour différentes valeurs de K. Pour chacune des figures, 100 conditions initiales sont prises et 5000 kicks sont faits.

1.1.3 Exposants de Lyapunov du rotateur frappé

Cette partie est basée sur un cours général traitant des systèmes dynamiques dispensé par David Viennot [38].

L'exposant de Lyapunov d'un système à une dimension est, par définition, un nombre réel qui permet de quantifier la stabilité ou l'instabilité des mouvements de celui-ci. Nous pouvons extraire cet exposant en étudiant la trajectoire de deux points initialement très proches. Le signe de cet exposant permet de connaître le comportement de ces deux trajectoires et d'en déduire la stabilité du système.

Généralités sur l'exposant de Lyapounov

Prenons une application itérative à une dimension de la forme :

$$x_{n+1} = F(x_n) \tag{1.5}$$

Si nous prenons deux conditions initiales très proches l'une de l'autre, x_0 et $x_0 + \varepsilon_0$, et que nous regardons l'évolution de leurs trajectoires. Après n itérations, les applications itératives sont $F^n(x_0)$et $F^n(x_0 + \varepsilon_0)$ pour les deux conditions initiales. La séparation de ces deux trajectoires après n itérations est :

$$\varepsilon_n = |F^n(x_0 + \varepsilon_0) - F^n(x_0)| \tag{1.6}$$

En écrivant la séparation de ces deux trajectoires comme :

$$\varepsilon_n = e^{\lambda n}\varepsilon_0 \tag{1.7}$$

Nous obtenons le réel λ :

$$\lambda = \frac{1}{n} ln \left| \frac{F^n(x_0 + \varepsilon_0) - F^n(x_0)}{\varepsilon_0} \right| \tag{1.8}$$

Lorsque $n \to \infty$ et $\varepsilon_0 \to 0$, on obtient un réel appelé exposant de Lyapunov. Cet exposant permet d'estimer la vitesse à laquelle deux trajectoires très proches l'une de l'autre initialement convergent ou divergent. La convergence ou divergence de ces trajectoires dépend du signe de λ. Si $\lambda < 0$, les trajectoires convergent l'une vers l'autre car la distance les séparant diminue, cela indique que le système est stable. Si $\lambda > 0$, la distance séparant les deux trajectoires croît exponentiellement, le système est donc instable et enfin pour $\lambda = 0$, la distance étant toujours la même, le système est soit stable soit métastable.

Pour un système à m dimensions, il existe m exposants de Lyapunov. La détermination de ces exposants ainsi que leur interprétation est basé sur le cours [38].

Calcul de l'exposant de Lyapunov du rotateur frappé

L'évolution du kicked rotor est régie par l'application standard de Chirikov. Les variables dynamiques du système sont θ et p et l'application prend la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \theta_{n+1} \\ p_{n+1} \end{pmatrix} = \vec{F} \begin{pmatrix} \theta_n \\ p_n \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

$$= \begin{pmatrix} \theta_n + p_n - K \sin\theta_n \\ p_n - K \sin\theta_n \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

avec $\vec{F}$ une application vectorielle.

Afin d'étudier l'évolution des trajectoires, prenons une différence infinitésimale d'impulsion angulaire et de position entre deux conditions initiales et regardons les trajectoires associées. Les deux couples de conditions initiales sont (θ_0, p_0) et $(\theta_0 + \delta\theta_0, p_0 + \delta p_0)$. Après une itération, les nouveaux points sont :

$$\begin{pmatrix} \theta_1 \\ p_1 \end{pmatrix} = \vec{F} \begin{pmatrix} \theta_0 \\ p_0 \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

$$\begin{pmatrix} \theta_1 + \delta\theta_1 \\ p_1 + \delta p_1 \end{pmatrix} = \vec{F} \begin{pmatrix} \theta_0 + \delta\theta_0 \\ p_0 + \delta p_0 \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

$$= \vec{F} \begin{pmatrix} \theta_0 \\ p_0 \end{pmatrix} + J(\theta_0, p_0) \begin{pmatrix} \delta\theta_0 \\ \delta p_0 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

avec $J(\theta_0, p_0)$, la matrice Jacobienne aux points (θ_0, p_0).

L'écart entre les trajectoires correspond à la différence entre 1.11 et 1.13 et donne :

$$\begin{pmatrix} \delta\theta_1 \\ \delta p_1 \end{pmatrix} = J(\theta_0, p_0) \begin{pmatrix} \delta\theta_0 \\ \delta p_0 \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Après $n+1$ itérations, cet écart devient :

$$\begin{pmatrix} \delta\theta_{n+1} \\ \delta p_{n+1} \end{pmatrix} = J(\theta_n, p_n) \begin{pmatrix} \delta\theta_n \\ \delta p_n \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

Avec $J(\theta_n, p_n)$ qui vaut :

$$J(\theta_n, p_n) = \begin{pmatrix} \frac{\partial\theta_{n+1}}{\partial\theta_n} & \frac{\partial\theta_{n+1}}{\partial p_n} \\ \frac{\partial p_{n+1}}{\partial\theta_n} & \frac{\partial p_{n+1}}{\partial p_n} \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - K\cos\theta_n & 1 \\ -K\cos\theta_n & 1 \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

Les valeurs propres de la matrice Jacobienne sont les nombres de Lyapunov. Le produit de ces nombres nous donne des informations sur le caractère dissipatif ou conservatif du système [5]. Les exposants de Lyapunov sont définis comme le logarithme népérien de ces valeurs propres ($\lambda_i = ln(|\Lambda_i|)$ [6].

5. Si $\prod_{p=1}^{m} \Lambda_p < 0$, on dit que le système est dissipatif et si $\prod_{p=1}^{m} \Lambda_p = 1$ alors le système est conservatif (m = dimension du système)

6. Ces exposants sont en réalité les exposants de Lyapunov maximaux. Des exposants peuvent être déterminés entre chaque itérations mais les exposants maximaux seuls sont suffisants pour conclure quant à la nature du système.

Ils représentent des taux de séparation/rapprochement[7]. La somme de ces exposants ($\lambda_T = \sum_{p=1}^{m} ln(|\Lambda_p|)$) nous renseigne sur la stabilité du système autour d'un point d'équilibre. En ce qui nous concerne, si cette somme est positive, cela indique que le système est sensible aux conditions initiales et donc chaotique.

Dans notre cas, la Jacobienne est de dimension deux. Les valeurs propres Λ_p de celle ci sont au nombre de deux. Ces nombres sont solution de :

$$\Lambda^2 + (Kcos\theta_n - 2)\Lambda + 1 = 0 \tag{1.18}$$

Et valent :

$$\Lambda_{\pm} = 1 - \frac{Kcos\theta_n}{2} \pm \frac{\sqrt{Kcos\theta_n(Kcos\theta_n - 4)}}{2} \tag{1.19}$$

Le produit de ces nombres vaut 1. Cela indique que le système est conservatif.

Le cas qui nous intéresse est $K \gg 1$. Dans cette configuration, les exposants valent :

$$\lambda_+ = 0 \tag{1.20}$$

$$\lambda_- = \ln|K\cos\theta_n| \tag{1.21}$$

La somme des exposants de Lyapunov vaut :

$$\lambda_T = \ln|K\cos\theta_n| \tag{1.22}$$

La somme étant strictement positive, on peut dire que le système est chaotique.

Il est possible de trouver l'expression analytique de l'exposant de Lyapunov maximal λ_-. θ_n étant purement aléatoire et compris entre -π et π avec la même probabilité, on peut estimer sa valeur moyenne :

$$\lambda =< \lambda_- >= \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} d\theta ln\,|K\cos\theta| \simeq \ln\frac{K}{2} \tag{1.23}$$

avec $\int_{-\pi}^{+\pi} du\, ln\, \cos|u| = -\pi ln2$.

La moyenne de l'exposant λ_- suit une loi en $\ln\frac{K}{2}$, la simulation numérique donnée figure 1.3 montre que cette loi déterminée analytiquement colle plutôt bien pour des valeurs de $K \gg 1$. Nous pouvons donc dire que notre système est bien chaotique pour des valeurs de $K \gg 1$ car toutes les caractéristiques d'un système chaotique sont présentes.

7. On parle de taux de séparation lorsque $\lambda > 0$ et de taux de rapprochement lorsque $\lambda < 0$

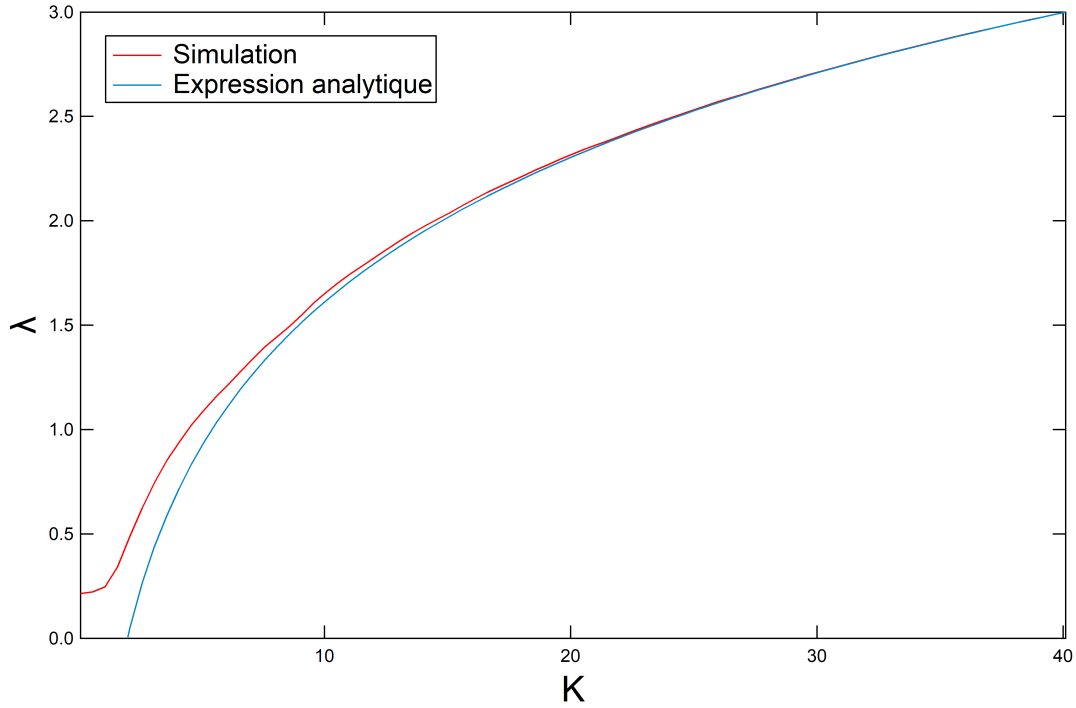


FIGURE 1.3 – Evaluation numérique de l'exposant de Lyapunov du rotateur frappé pour 500 kicks et 10 000 conditions initiales. L'expression analytique obtenue en 1.23 rejoint bien la courbe pour des valeurs de $K \gg 1$ comme attendu.

1.1.4 Comportement diffusif

Pour des valeurs de $K \gg 1$, le système est complétement chaotique. De ce fait, le kicked rotor étant ergodique, il peut explorer toutes les valeurs de p de l'espace des phases. Ceci conduit à un régime diffusif du système. Un régime diffusif est caractérisé par une variation linéaire en fonction du temps de l'énergie cinétique moyenne. Afin de vérifier cela, il faut déterminer l'expression de l'impulsion. A l'aide de l'équation 1.10, nous pouvons déduire son expression p_n après n-1 kick :

$$p_n = p_0 - K \sum_{i=0}^{n-1} \sin\theta_i \tag{1.24}$$

La dynamique à laquelle nous nous intéressons est pour un grand nombre de kick, p_0 est donc négligeable par rapport p_n. En élevant p_n au carré, nous obtenons :

$$p_n^2 = K^2 \sum_{i=0,j=0}^{n-1,n-1} \sin\theta_i \sin\theta_j \tag{1.25}$$

Nous pouvons séparer les termes i=j et i≠j de la somme et calculer la valeur moyenne de p_n^2 sur différentes conditions initiales θ_l (pour l=i,j ou k), nous

avons :

$$< p_n^2 >=< K^2 \sum_{k=0}^{n-1} \sin^2 \theta_k + K^2 \sum_{i=0,j=0,i\neq j}^{n-1,n-1} \sin\theta_i \sin\theta_j > \tag{1.26}$$

Le moyennage nous donne un premier terme qui vaut $n\frac{K^2}{2}$. Le second terme quant à lui peut être considéré comme nul. En effet, l'ergodicité du système fait que les valeurs de $\theta_{i,j}$ sont aléatoirement et uniformément prises sur l'intervalle $[0, 2\pi[$. De plus, nous considérons ces deux variables θ_i et θ_j comme indépendantes. Tout ceci conduit à une valeur moyenne nulle de notre second terme. Alors $< p_n^2 >$ donne :

$$< p_n^2 > \approx n\frac{K^2}{2} \tag{1.27}$$

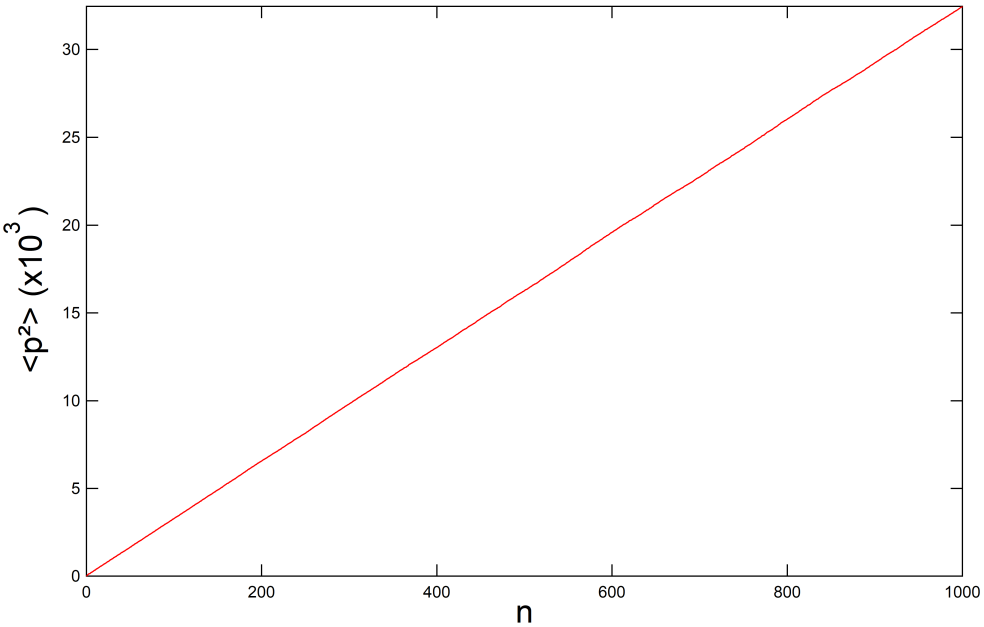


FIGURE 1.4 – Evolution de la <p²> pour K=10 à 1000 kicks avec 100 000 conditions initiales.

Cette relation vérifie ce dont nous avons discuté précédemment, à savoir que la moyenne de l'impulsion au carré varie linéairement en fonction du temps (figure 1.4). Ici, n, le nombre de kicks, équivaut au temps. Nous pouvons définir un coefficient de diffusion $D_{cl} \approx \frac{E_k}{n} = \frac{<p_n^2>}{2} = \frac{K}{4}^2$.

De manière plus générale [41], on peut montrer que le coefficient de diffusion possède cette forme :

$$D_{cl} = \frac{K^2}{4}(1 - 2J_2(K) + 2J_2^2(K)) \tag{1.28}$$

avec J_2la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 2.

Cette correction sur le coefficient de diffusion avec les fonctions de Bessel provient du fait qu'il existe une correlation temporelle entre les kicks et donc que variables θ_i et θ_j ne peuvent plus être prises comme indépendantes. Cette correlation ne tue pas la diffusion mais induit une oscillation de celle-ci.

Une autre façon de vérifier si le système est diffusif est de regarder la distribution en impulsion du système donnée figure 1.5. Il se trouve que sa distribution peut-être très bien approximée par une Gaussienne, ce qui est caractéristique d'un transport diffusif.

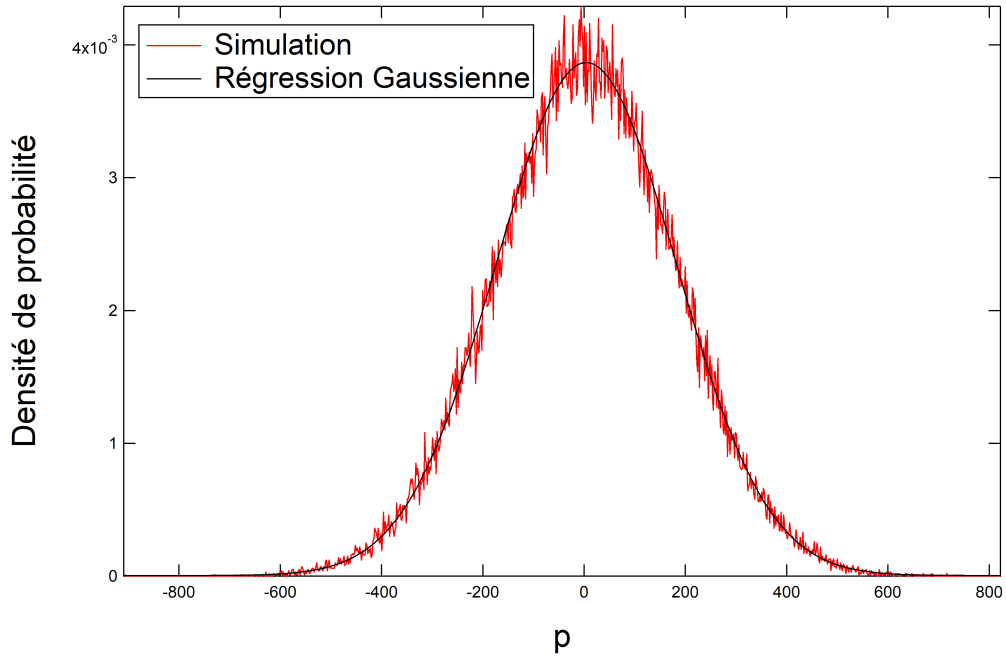


FIGURE 1.5 – Densité de probabilité de l'impulsion pour K=10 à 1000 kicks moyennée sur 100 000 conditions initiales.

1.1.5 Modèle déplié du kicked rotor

Comme nous l'avons vu, le rotateur frappé peut être décrit par l'Hamiltonien 1.1. Ce système peut être réalisé expérimentalement si on le "déplie". Le pendule de masse m est remplacé par une particule libre évoluant sur un axe et les kicks sont réalisés à l'aide d'une onde stationnaire appliquée brièvement. Avec cette modification, l'Hamiltonien ne change que très peu et a cette forme :

$$H' = \frac{P^2}{2M} + V_0 \cos\left(\frac{2\pi X}{\Lambda}\right) \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t'}{T} - n) \tag{1.29}$$

avec P l'impulsion de la particule [8], M la masse de la particule, $V_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$ le potentiel sinusoïdal de longueur d'onde Λ appliqué à la particule et $\sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(\frac{t'}{T} - n)$ le forçage périodique sous forme d'un peigne de dirac de période T du potentiel.

Nous pouvons introduire des variables sans dimensions qui conduiront à un Hamiltonien adimensionné :

$$t = \frac{t'}{T} \tag{1.30}$$

$$x = \frac{2\pi X}{\Lambda} \tag{1.31}$$

$$p = \frac{2\pi T P}{M\Lambda} \tag{1.32}$$

Ce qui donne :

$$\mathcal{H} = \frac{p^2}{2} + K' cos x \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(t-n) \tag{1.33}$$

avec $K' = \frac{4\pi^2 T}{M\Lambda^2} V_0$ le paramètre de stochasticité.

Ce nouvel Hamiltonien adapté à l'expérience ne change en rien la physique qui a pu être étudiée auparavant.

1.2 Le rotateur frappé quantique

Traiter de manière quantique le rotateur frappé nécessite quelques modifications. Si nous reprenons l'Hamiltonien 1.33, les variables dynamiques du système sont x et p. Or, nous savons que ce ne sont plus les variables dynamiques que nous devons considérer mais les opérateurs qui leur sont associés : $\hat{x}$ et $\hat{p}$. L'Hamiltonien du système est donc :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2} + K' cos \hat{x} \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(t-n) \tag{1.34}$$

Ces opérateurs normalisés ont pour commutateur :

$$[\hat{x}, \hat{p}] = i\bar{k} \tag{1.35}$$

avec $\bar{k} = \frac{4\pi^2 \hbar T}{M\Lambda^2}$, la constante de Planck réduite normalisée.

L'état de la particule en physique quantique n'est pas décrite par x et p comme dans un système classique mais par un élément $|\psi(t)\rangle$ de l'espace

8. On peut remarquer ici que P n'est plus le moment angulaire mais l'impulsion de la particule

complexe de Hilbert. L'évolution de ce ket est régie par l'équation de Schrödinger :

$$i\bar{k}\frac{d\,|\psi(t)\rangle}{dt} = \hat{\mathcal{H}}\,|\psi(t)\rangle \tag{1.36}$$

La constante de Planck réduite normalisée introduite en 6.12 est proportionnelle à la période de forçage des kicks T. Lorsque $T \to 0, \bar{k} \to 0$, la dynamique du système tend à être classique. En revanche pour des grandes valeurs de T, $\bar{k} \geq 1$, la dynamique quantique est dominante. Pour étudier le chaos quantique, nous prendrons des paramètres $K \geq 5$ et $\bar{k} \geq 1$.

1.2.1 Evolution du système

D'un point de vue quantique, l'évolution du système est régie par l'équation de Schrödinger. Nous pouvons définir un opérateur qui nous donne l'état du système $|\psi(t)\rangle$ à un instant t à partir d'un état $|\psi(t_0)\rangle$à l'instant t_0 :

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t, t_0)\,|\psi(t_0)\rangle \tag{1.37}$$

Cet opérateur $\hat{U}(t, t_0)$ se nomme opérateur d'évolution.

En intégrant l'équation de Schrödinger, nous pouvons en déduire l'expression de l'opérateur d'évolution :

$$\hat{U}(t, t_0) = \hat{T}\exp(-\frac{i}{\bar{k}}\int_{t_0}^{t}\mathcal{H}(t')dt') \tag{1.38}$$

Avec $\hat{T}$ l'opérateur d'ordination temporelle.

Dans le modèle déplié du rotateur frappé, une particule subit un kick instantané puis elle se propage librement. Ce schéma se répète n fois dans le cas où nous regardons notre système à la n-ième itération. La périodicité de notre Hamiltonien nous permet d'exprimer un opérateur d'évolution sur une période. Considérons que sur cette période de t à $t+1$, le kick se produit entre t et $t+\varepsilon$ et que la propagation libre se fait de $t+\varepsilon$ à $t+1$. Alors, on peut décomposer cet opérateur en un produit de deux opérateurs :

$$\hat{U}(t+1, t) = \hat{U}(t+1, t+\varepsilon)\hat{U}(t+\varepsilon, t) \tag{1.39}$$

$$= \exp(-\frac{i}{\bar{k}}\int_{t+\varepsilon}^{t+1}\mathcal{H}(t')dt')\exp(-\frac{i}{\bar{k}}\int_{t}^{t+\varepsilon}\mathcal{H}(t')dt') \tag{1.40}$$

Le calcul de ces deux opérateurs donne :

$$\hat{U}(t+1, t+\varepsilon) = \exp(-\frac{i}{\bar{k}}\int_{t+\varepsilon}^{t+1}(\frac{\hat{p}^2}{2} + K'cos\hat{x}\sum_{n\in\mathbb{N}}\delta(t'-n))dt')) \tag{1.41}$$

$$= \exp(-\frac{i}{\bar{k}}(\frac{\hat{p}^2}{2}(1-\varepsilon))) \tag{1.42}$$

$$\hat{U}(t+\varepsilon,t) = \exp(-\frac{i}{\bar{k}}\int_t^{t+\varepsilon}(\frac{\hat{p}^2}{2} + K'cos\hat{x}\sum_{n\in\mathbb{N}}\delta(t'-n))dt') \tag{1.43}$$

$$= \exp(-\frac{i}{\bar{k}}(\frac{\hat{p}^2}{2}\varepsilon + K'cos\hat{x})) \tag{1.44}$$

Le kick étant bref, on fait tendre ε vers 0. On obtient deux opérateurs, un opérateur de kick et un opérateur de propagation libre :

$$\hat{U}_{prop} = \exp(-i\frac{\hat{p}^2}{2\bar{k}}) \tag{1.45}$$

$$\hat{U}_{kick} = \exp(-i\frac{K'}{\bar{k}}cos\hat{x}) \tag{1.46}$$

Nous pouvons déduire l'état du système au n^{ime} cycle de kick/ propagation libre via la relation :

$$|\psi(n)\rangle = \hat{U}^n\,|\psi(0)\rangle \tag{1.47}$$

Avec $\hat{U} = \hat{U}_{prop}\hat{U}_{kick}$.

1.2.2 Etude numérique du problème

L'opérateur d'évolution est le produit de deux opérateurs, un opérateur de propagation libre et un opérateur de kick. L'opérateur de propagation libre est diagonal dans l'espace des impulsions. Son application se fait sur une fonction d'onde en représentation impulsion $\psi_p = \langle p \mid \psi(t)\rangle$. L'opérateur de kick est diagonal dans l'espace des positions. Cet opérateur s'applique à la fonction d'onde de la particule en représentation position $\psi_r = \langle r \mid \psi(t)\rangle$. La symétrie spatiale de l'opérateur de kick permet de simplifier le problème.

Symétrie par translation spatiale

L'opérateur d'évolution présente une symétrie par translation spatiale dû au potentiel sinusoïdal appliqué à la particule. De ce fait le théorème de Bloch peut être appliqué à notre système. Ce théorème permet d'exprimer un état d'impulsion comme une somme de deux impulsions donnant $|p\rangle = |\beta\bar{k} + m\bar{k}\rangle$ qui peut être simplifié comme $|p\rangle = |\beta, m\rangle$. Les valeurs propres de l'opérateur impulsion $\hat{p}$ dans cette base sont :

$$\hat{p}\,|\beta, m\rangle = \bar{k}(\beta + m)\,|\beta, m\rangle \tag{1.48}$$

avec $\beta \in [0,1]$ et $m \in \mathbb{Z}$. La quantité $\bar{k}\beta$ est appelée quasi-impulsion.

L'opérateur propagation libre étant diagonal dans la base des impulsions,

nous pouvons en déduire ses valeurs propres :

$$\hat{U}_{prop} \left|\beta, m\right\rangle = \exp(-i\frac{\hat{p}^2}{2\hbar}) \left|\beta, m\right\rangle \tag{1.49}$$

$$= \exp(-i\frac{\hbar(\beta+m)^2}{2}) \left|\beta, m\right\rangle \tag{1.50}$$

La quasi-impulsion β est conservée au cours de l'évolution du système. A chaque β est associé une réalisation du désordre. Du point de vue expérimental, cette propriété est très intéressante. En effet, le nuage d'atomes froids utilisé dans l'expérience peuple la totalité de la première zone de brillouin. Les signaux obtenus seront donc naturellement moyennés sur différentes réalisation du désordre.

Simulation numérique

La simulation numérique de ce problème repose sur l'application de la relation 1.47. Afin de calculer numériquement l'évolution du système, il faut écrire un algorithme permettant de d'évaluer l'énergie cinétique du système à chaque kick de l'état initial à l'état final.

Le passage de l'espace des positions à l'espace des impulsions se fait grâce à une transformée de Fourier. L'algorithme standard FFT (Fast Fourier Transform) nous permet de faire cette opération. L'idée derrière la simulation sera donc de définir un état initial dans l'espace des impulsions puis d'appliquer successivement les opérateurs de kick et de propagation libre en prenant soin d'avoir notre fonction d'onde dans le bon espace.

L'algorithme permettant cette simulation est le suivant :

1. On définit $\psi(p)$ comme un dirac ou une distribution Gaussienne
2. On effectue une FFT de $\psi(p)$ donnant $\psi(x)$
3. On applique l'opérateur de kick à $\psi(x)$
4. On fait une IFFT de $\psi(x)$ donnant $\psi(p)$
5. On applique l'opérateur d'évolution libre à $\psi(p)$
6. On évalue la valeur moyenne de <p²> en calculant $< p^2 >= \int_{-\infty}^{\infty} p^2 |\psi(p)|^2 dp$
7. On revient à l'étape 2 puis une reproduit cette boucle autant de fois que nécessaire.

Pour avoir une simulation numérique qui s'approche au maximum de l'expérience, il faut reproduire cet algorithme pour différentes valeurs de β. Les différentes courbes d'énergie et de distribution obtenues devront être ensuite moyennées. Le résultat de cette simulation est donné à la figure 1.6. On constate que la dynamique quantique de ce système est bien différente de celle classique. Le système classique présente une dynamique diffusive alors que le système quantique sature à une valeur d'énergie pour un temps de localisation t_{loc}. Ce phénomène de saturation a été nommé localisation dynamique lors de sa découverte [6].

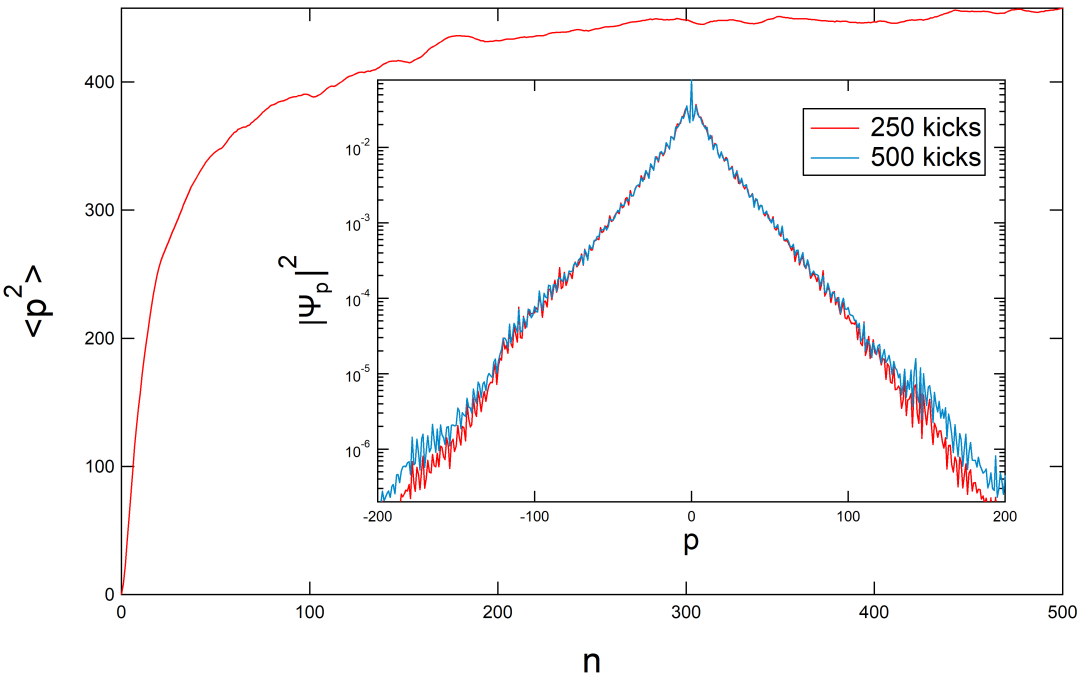


FIGURE 1.6 – Simulation numérique du rotateur frappé quantique pour K=10, $\bar{k}$=1,94 et 1000 conditions initiales. La courbe représente l'évolution de <p²> en fonction du nombre de kicks. Les courbes dans la fenêtre correspondent aux distributions en impulsion dans le régime localisé.

1.3 Liens entre le rotateur frappé et le modèle d'Anderson

1.3.1 Localisation dynamique

La périodicité temporelle de l'Hamiltonien du rotateur frappé nous permet d'appliquer le théorème de Floquet à notre système.Ce théorème nous permet de définir des états propres $|\phi_\omega\rangle$ et valeurs propres $\exp(-i\omega)$ de l'opérateur d'évolution $\hat{U}$ sur une période :

$$\hat{U}\,|u_\omega\rangle = \exp(-i\omega)\,|u_\omega\rangle \tag{1.51}$$

avec ω une quasi-énergie définie à 2π près.

Afin d'expliquer la saturation de l'énergie observée sur la simulation numérique, prenons un état initial $|\psi(0)\rangle$ du système et décomposons le sur la base des états de Floquet :

$$|\psi(0)\rangle = \sum_j c_j\,|u_{\omega j}\rangle \tag{1.52}$$

Avec $\sum_j |c_j|^2 = 1$.

Après n kicks, à temps long (n kicks $\gg t_{loc}$), l'état du système $|\psi(n)\rangle$ est :

$$|\psi(n)\rangle = \sum_j c_j \exp(-i\omega_j n) \left|u_{\omega j}\right\rangle \tag{1.53}$$

Nous pouvons déduire de cet état $|\psi(n)\rangle$ l'énergie cinétique moyenne du système au bout de n kicks :

$$\begin{aligned}
\langle E(n)\rangle &= \frac{\langle p^2\rangle}{2} && (1.54)\\
&= \frac{1}{2}\langle\psi(n)|\, p^2\, |\psi(n)\rangle && (1.55)\\
&= \frac{1}{2}\sum_{j,k} c_k^* c_j \exp(-i(\omega_j-\omega_k)n)\, \langle u_{\omega k}|\, p^2\, |u_{\omega j}\rangle && (1.56)\\
&= \frac{1}{2}\sum_j |c_j|^2 \langle u_{\omega j}|\, p^2\, |u_{\omega j}\rangle + \frac{1}{2}\sum_{j\neq k} c_k^* c_j \exp(-i(\omega_j-\omega_k)n)\, \langle u_{\omega k}|\, p^2\, |u_{\omega j}\rangle && (1.57)
\end{aligned}$$

La deuxième somme pour des valeurs de j et k différentes est une somme de fonctions oscillantes de différentes fréquences interférant destructivement car les états de floquets sont répartis quasi-aléatoirement. Cette interférence destructive rend le second terme négligeable par rapport au premier pour de nombreux kicks. La valeur à laquelle l'énergie cinétique moyenne sature est donc :

$$\langle E(n)\rangle = \frac{1}{2}\sum_j |c_j|^2 \langle u_{\omega j}|\, p^2\, |u_{\omega j}\rangle \tag{1.58}$$

Ce calcul démontre pourquoi nous constatons une saturation de l'énergie cinétique. Cette localisation met en évidence l'existance du chaos quantique.

Si nous regardons la distribution en impulsion dans la partie localisée à deux temps différents (figure 1.6), nous pouvons remarquer que la distribution n'évolue plus. De plus, ces fonctions d'onde présentent toutes deux une décroissance exponentielle. Un phénomène semblable a déjà été observé dans la physique des milieux désordonnés. Ce phénomène semblable a pour nom la localisation d'Anderson.

1.3.2 Localisation d'Anderson

La localisation d'Anderson est un phénomène universel induit par le désordre. Ce phénomène général a été observé dans différents systèmes désordonnés avec entre autres des ondes lumineuses[42], des ondes sonores[43] et des ondes de matière [20][21]. Le modèle originel d'Anderson date de 1958 [18] et prédit la localisation de fonctions d'ondes électroniques dans des cristaux

désordonnés. Le modèle qu'il utilise est un modèle de liaison forte dans lequel il néglige tout type d'interaction (Coulomb, phonon-électron) sauf l'interaction avec le réseau. L'Hamiltonien du système est écrit de la façon suivante :

$$\hat{H} = \sum_i (\epsilon_i |i\rangle \langle i| - g[|i\rangle \langle i+1| + |i+1\rangle \langle i|]) \tag{1.59}$$

avec $\sum_i (\epsilon_i |i\rangle \langle i|)$ le terme associé à l'énergie de la particule sur site du réseau. le second terme $\sum_i -g[|i\rangle \langle i+1| + |i+1\rangle \langle i|]$ est un terme de couplage entre premier voisins.

Pour obtenir un potentiel désordonné, Anderson prend ϵ_i aléatoirement entre [-W/2,W/2] [9]. Le résultat qui découle de ce modèle est que pour une dimension, quelque soit la force du désordre, les particules localisent exponentiellement avec une longueur de localisation l [44].

En 1979, un article publié par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan a montré avec une loi d'échelle que la localisation a toujours lieu pour des systèmes de dimension inférieure ou égale à deux. Dans cette même étude, une transition de phase métal/isolant dépendante du degré de désordre du système a été prédite pour des systèmes de dimensions supérieures à deux. Cette transition porte le nom de transition d'Anderson [19].

1.3.3 Equivalence entre les deux modèles

Suite aux similitudes qui ont pu être constatées entre la localisation dynamique et la localisation d'Anderson, Fishman, Grempel et Prange ont étudié et établi un lien entre les deux modèles dans une parution de 1982 [7]. Ils ont montré que la localisation dans l'espace des impulsions constatée dans le rotateur frappé était équivalente à la localisation dans l'espace des positions du problème d'Anderson. Le but de cette sous-partie est de montrer comment a été établie cette équivalence.

Prenons l'évolution de la fonction d'onde du rotateur frappé sur une période :

$$|\psi(n+1)\rangle = \hat{U} |\psi(n)\rangle \tag{1.60}$$

On peut décomposer la fonction d'onde $|\psi(n)\rangle$ sur la base de Floquet :

$$|\psi(n)\rangle = \sum_j c_j |u_{\omega j}(n)\rangle \tag{1.61}$$

9. On peut remarquer que si $\epsilon_i = 0$, i.e. absence de désordre. L'Hamiltonien correspond à un gaz d'électron dans un potentiel périodique. Ce modèle étudié par Bloch a pour fonctions propres des ondes planes. Ces fonctions d'ondes électroniques sont délocalisées dans le cristal.

Les coefficients c_j étant indépendants du temps, on peut regarder l'évolution temporelle d'une seule quasiénergie plutôt que l'état $|\psi(n)\rangle$. La périodicité temporelle du système nous permet de nous affranchir de l'argument temporel de l'état $|u_\omega(n)\rangle$.

On définit les états de quasi-énergie avant kick $|u_\omega^-\rangle$ et après kick $|u_\omega^+\rangle$. L'action des opérateurs de kick et de propagation libre permet de relier ces deux états. Nous avons donc :

$$\begin{cases} |u_\omega^+\rangle = \exp(-i\frac{K'}{\bar{k}}cos\hat{x})\,|u_\omega^-\rangle \\ |u_\omega^-\rangle = \exp[i(\omega - \frac{\hat{p}^2}{2\bar{k}})]\,|u_\omega^+\rangle \end{cases} \tag{1.62}$$

L'opérateur de kick peut être réécrit de la façon suivante :

$$\exp(-i\frac{K'}{\bar{k}}cos\hat{x}) = \frac{1+iV(\hat{x})}{1-iV(\hat{x})} \tag{1.63}$$

avec $V(\hat{x}) = -tan(\frac{K}{2\bar{k}}cos(\hat{x})$
Enfin, on définit :

$$|\overline{u_\omega}\rangle = \frac{|u_\omega^+\rangle + |u_\omega^-\rangle}{2} \tag{1.64}$$

En réécrivant les équations 1.62 avec 1.63 et 1.64, on obtient :

$$\begin{cases} |u_\omega^+\rangle = (1+iV(\hat{x}))\,|\overline{u_\omega}\rangle \\ |u_\omega^-\rangle = (1-iV(\hat{x}))\,|\overline{u_\omega}\rangle \end{cases} \tag{1.65}$$

A partir de la seconde équation de 1.62 et de 1.65, on obtient :

$$(1-iV(\hat{x}))\,|\overline{u_\omega}\rangle = \exp[i(\omega - \frac{\hat{p}^2}{2\bar{k}})](1+iV(\hat{x}))\,|\overline{u_\omega}\rangle \tag{1.66}$$

L'opérateur de propagation libre est diagonal dans l'espace des impulsions. On exprime alors $|\overline{u_\omega}\rangle$ dans la base des p :

$$u_{\omega,m} = \langle m|\,\overline{u_\omega}\rangle \tag{1.67}$$

avec $m \in \mathbb{Z}$

L'équation 1.66 devient alors :

$$u_{\omega,m} - i\,\langle m|\,V(\hat{x})\,|\overline{u_\omega}\rangle = \exp(iE_m)(u_{\omega,m} + i\,\langle m|\,V(\hat{x})\,|\overline{u_\omega}\rangle) \tag{1.68}$$

avec $E_m = \omega - \frac{\bar{k}m^2}{2}$

Le calcul du terme $\langle m|\,V(\hat{x})\,|\overline{u_\omega}\rangle$ donne $\sum_{m'=-\infty}^{+\infty} V_{m'}u_{\omega,m-m'}$ avec $m' \in \mathbb{Z}$. Le remplacement du terme calculé et le terme m'=0 sorti de la somme débouche

sur cette équation :

$$\tan(\frac{E_m}{2})u_{\omega,m} + \sum_{m'\neq 0} V_{m'}u_{\omega,m-m'} = -V_0 u_{\omega,m} \tag{1.69}$$

Le terme $\tan(\frac{E_m}{2})$ correspond à l'énergie sur site d'impulsion m et $V_{m'}$ est associé à un couplage entre les états d'impulsions m' et m-m'.

Sous cette forme, l'équation 1.69 est équivalente à un modèle de liaison forte. Il existe donc bien un lien entre la localisation d'Anderson et la localisation dynamique.

La simplicité du modèle du rotateur frappé en fait un candidat idéal pour la simulation quantique de la physique d'Anderson. Ce modèle a fait ses preuves en dévoilant pour la première fois la transition d'Anderson [10].

1.4 Le rotateur frappé en présence d'interactions

Le modèle d'Anderson proposé précédemment a été étudié à de maintes reprises sans interactions. Plus récemment, des travaux visant à évaluer l'effet des interactions sur la localisation ont émergé. Ces travaux effectués avec une approche de type champ moyen (Gross-Pitaevskii) semblent s'accorder à dire que la localisation se détruirait au profit d'un régime subdiffusif [26] [27] [45]. Un premier résulat expérimental de l'effet des interactions a été observé dans un système désordonné et semble confirmer une subdiffusion du paquet d'onde [28]. D'autres recherches ont mis la lumière sur une nouvelle phase de la matière, la localisation à plusieurs corps (Many body localization) [29][30][31]. Cette phase toute particulière de la matière se présente lorsque des particules hors d'équilibre en interaction évoluent dans un milieu désordonné. La spécificité de ce système est qu'il ne thermalise pas. La non thermalisation du système lui permet de garder en mémoire la condition initiale de ses variables locales.

Au vu de l'équivalence entre le modèle d'Anderson et du rotateur frappé, on pourrait naïvement se dire qu'ajouter des interactions dans le modèle du rotateur frappé et évaluer leur effet sur la localisation dynamique nous amènerait à comprendre leur impact sur la localisation d'Anderson. La présence d'interaction marque en réalité la fin de l'équivalence entre les deux systèmes. Pour rappel, la localisation dymanique a lieu dans l'espace des impulsions alors que la localisation d'Anderson, elle, a lieu dans l'espace des positions. Dans le formalisme de Gross-Pitaevskii, le terme d'interaction est donné par $g\|\psi(x)\|^2$. Dans chacun de ces modèles, ce terme est dans l'espace des positions. Pour que cette équivalence perdure, il aurait fallu que ce terme soit dans l'espace des impulsions pour le rotateur frappé. Malgré la fin de l'équivalence, l'étude sur la localisation dynamique n'en reste pas moins

intéressante.

Ces dernières années, des recherches menées sur l'impact des interactions dans le modèle du rotateur frappé ont été réalisées. Certaines se basent sur une approche de type champ moyen par le biais de l'équation de Gross-Pitaevskii [34] [35] [46] [47]. D'autres se sont penchées sur un régime d'interaction fortes à deux [48] [49] et à N bosons (régime de Tonks-Girardeau) [37] [50] .

1.4.1 Le rotateur frappé dans un régime de champ moyen

Modèle en présence d'interactions

Prenons un gaz de bosons avec des interactions décrit par l'équation de Gross-Pitaeskii soumis à des coups périodiques :

$$i\hbar\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + K\cos x\sum_{n\in\mathbb{N}}\delta(t-n) + g\left|\psi(x)\right|^2\right]\psi(x,t) \tag{1.70}$$

Le terme $g\left|\psi(x)\right|^2$ est un terme qui tient compte des interactions entre particules. Dans ce modèle, le kick est instantané. On peut donc considérer que le terme d'interaction ne joue aucun rôle durant l'application des kicks. Ce terme n'agira que durant les phases de propagation libre entre les kicks. L'algorithme présenté pour la simulation du rotateur frappé n'est plus valable pour ce modèle. Afin de comprendre l'impact des interactions sur la localisation dynamique, D. Shepelyansky a utilisé un autre modèle basé sur l'approximation diagonale. Plus récemment, l'équipe a simulé le modèle 1.70 en utilisant la méthode split-step. Ce sont ces deux approches qui vont être détaillées dans les sous parties suivantes.

Approximation diagonale

Dans cette approche, proposée par D. Shepelyansky [34], l'idée était de réécrire la partie de propagation libre entre deux kicks en représentation impulsion donnant ainsi :

$$i\hbar\frac{\partial\psi(p)}{\partial t} = \frac{p^2}{2}\psi(p) + \frac{g\hbar}{2\pi}\sum_{p_1,p_2}\psi(p_1)^*\psi(p_2)\psi(p+p_1-p_2) \tag{1.71}$$

Le second terme de l'équation représente l'effet des interactions sur la fonction d'onde $\psi(p)$. Deux effets de cette configuration sont notables. Un effet de couplage entre les impulsions pour $p \neq p_1, p_2$ et un effet de décohérence pour $p = p_1, p_2$.

L'approximation diagonale consiste à ne prendre en compte que l'effet de

décohérence, c'est à dire, le terme pour $p = p_1 = p_2$. Avec cette approximation, l'équation 1.71 devient :

$$i\bar{k}\frac{\partial\psi(p)}{\partial t} = \frac{p^2}{2}\psi(p) + \frac{g\bar{k}}{2\pi}\left|\psi(p)\right|^2\psi(p) \tag{1.72}$$

Cette nouvelle équation 1.72 rend le problème traitable numériquement avec le même algorithme que le rotateur frappé même si cette approximation est difficilement justifiable mathématiquement. Les études se basant sur cette approximation prétendent néanmoins qu'elle ne modifie pas la dynamique à temps long du système. Avec cette méthode, deux études prédisent un exposant subdiffusif universel à temps long (10^7 kicks) valant 2/5 [34] [46]. Une troisième prédit plutôt 1/3 [47].

Le principal problème de ces études est qu'elles se font à des échelles de temps inaccessibles expérimentalement. Benoît Vermersch a montré dans sa thèse que l'exposant n'était pas universel pour des temps inférieurs à 10^3 kicks [51].

Plus récemment, une étude a été réalisée avec la méthode split-step présentant des résultats différents.

Méthode split-step

La méthode split-step réalisée par Lellouch et al [35] est une méthode numérique qui traite le problème sans approximation. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle est extrêmement coûteuse en temps pour le rotateur frappé.

L'opérateur de propagation libre possède un terme diagonal dans l'espace des positions et un terme diagonal dans l'espace des impulsion. L'idée de cette méthode consiste à découper une période de propagation libre en petits temps Δt et à appliquer successivement les termes dans leurs espaces respectifs.

L'algorithme lié à cette procédure entre deux kicks est le suivant :

1. Le kick vient de se faire, nous sommes dans l'espace des positions.
2. On fait une IFFT de $\psi(x)$ donnant $\psi(p)$
3. On applique $\exp(-i\frac{p^2}{2\bar{k}}\Delta t)$ à $\psi(p)$
4. On effectue une FFT de $\psi(p)$ donnant $\psi(x)$
5. On applique $\exp(-i\frac{g}{2\pi}\left|\psi(x)\right|^2\Delta t)$ à $\psi(x)$
6. On revient à l'étape 2.

La répétition de cet algorithme est dépendante du découpage temporel de la propagation libre. Plus ce découpage sera grand, plus le résultat collera à la réalité.

Les simulations avec cette méthode par Lellouch et al donnent des exposants subdiffusifs non universel compris entre 0,4 et 0,6.

La réalisation expérimentale de ce modèle permettrait de vérifier la valeur de l'exposant de subdiffusion ainsi que tester son universalité.

1.4.2 Le rotateur frappé dans un régime de Tonks-Girardeau

Dans un régime de très fortes interactions, de récents travaux ont montré que la localisation dynamique à plusieurs corps (nommée MBDL pour Many Body Dynamical Localisation) survivait [37] [50]. Cette survie est directement liée aux propriétés du système.

Gaz de Tonks-Girardeau

Un gaz de Tonks-Girardeau est un gaz de bosons à une dimension dans lequel les interactions entre particules sont infinies. La particularité de ce système est que les bosons ne peuvent passer au dessus l'un de l'autre et donc échanger de place. Dans ce sens, un parallèle a été fait avec des particules fermioniques. Il a été montré que des bosons en interaction infinie dans un système à une dimension sont équivalents à des fermions libres. On parle alors de fermionisation des bosons. Bien qu'équivalent aux fermions libres, il reste tout de même une propriété qui les différencie, ils peuvent occuper le même état quantique. Des expériences de condensat de Bose-Einstein dans des pièges à une dimension ont permis d'observer ces gaz.

Gaz de Tonks-Girardeau kické

Dans ce contexte, des recherches ont été faites afin de comprendre quel pourrait être l'évolution de ce gaz si on le soumet périodiquement à des coups. La dynamique de ce système est décrite par l'Hamiltonien suivant :

$$\hat{H} = \sum_i (\frac{\hat{p}_i^2}{2} + Kcos(\hat{x}_i) \sum_{n\in\mathbb{N}} \delta(t-n)) + g\sum_{i<j} \delta(\hat{x}_i - \hat{x}_j) \tag{1.73}$$

Les simulations numériques réalisées sur ce système prédisent une localisation dynamique à plusieurs corps (Many Body Dynamical Localization). Bien que ce système présente une localisation dynamique, la distribution en impulsion ne présente plus une décroissance exponentielle comme dans le rotateur frappé sans interactions mais une décroissance en loi de puissance. Cette caractéristique est propre aux systèmes à plusieurs corps en interaction [37].

Une étude expérimentale pourrait confirmer ces résultats prédits numériquement.

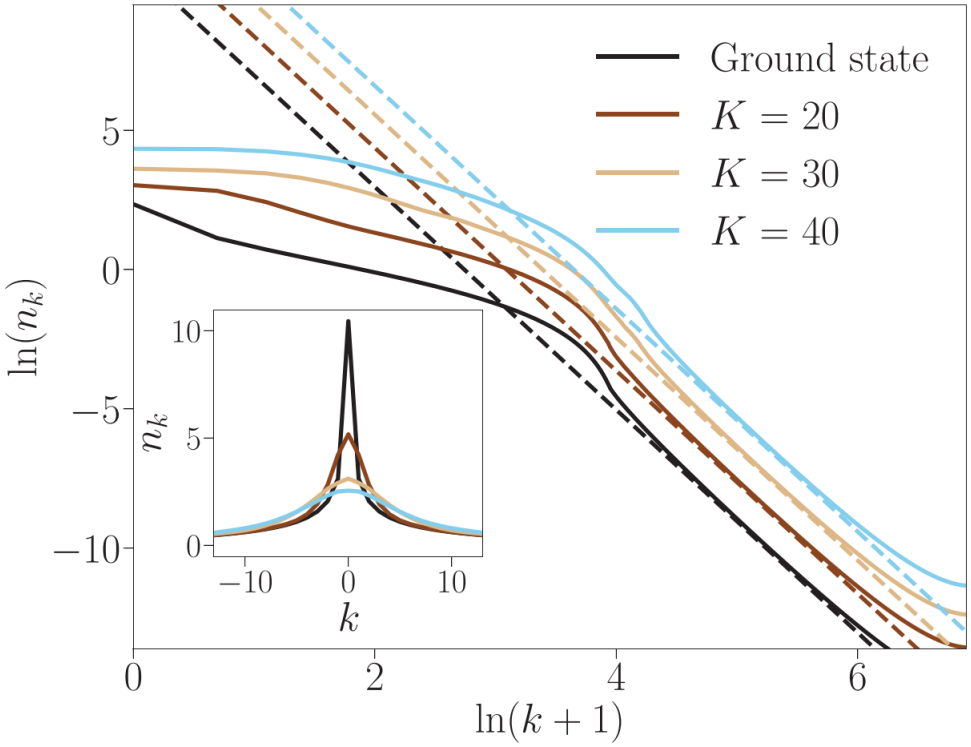


FIGURE 1.7 – Représentation en échelle logarithmique de la distribution en impulsion du gaz de Tonks Girardeau n_k dans le régime localisé pour différentes valeurs de K. Les courbes ont volontairement été déplacées verticalement pour une meilleure visibilité. Les courbes en pointillés correspondent au comportement asymptotique $n_k \sim C/k^4$ avec C est le contact de Tan pour des larges impulsions k. La figure provient de la publication de Vuatelet et al [37].

Perspectives

L'équipe Chaos quantique de l'Université de Lille est spécialiste dans l'étude du rotateur frappé. L'expérience d'atomes froids de césium sur laquelle elle a fait ses travaux passés n'était pas en mesure d'explorer cette nouvelle physique. L'équipe a donc décidé de construire une nouvelle expérience ayant pour but principal d'étudier le rotateur frappé en présence d'interactions. L'objet le plus pertinent pour cette étude est le condensat de Bose-Einstein.

1.5 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons étudié le modèle du rotateur frappé. Ce modèle représente une particule frappée périodiquement par une onde stationnaire. Pour une valeur de K>5, la dynamique du système est chaotique. Si la particule du système est classique alors son énergie cinétique croît linéairement au fur et à mesure qu'on lui assène des coups. En revanche, si la

particule est quantique, une localisation dynamique se manifestera. Ce comportement différent est une signature du chaos quantique.

Nous avons montré que la localisation dynamique est un phénomène équivalent à la localisation d'Anderson. Cette équivalence permet d'utiliser le rotateur frappé pour simuler la physique d'Anderson.

Enfin, nous avons vu que l'ajout d'interactions dans le rotateur frappé brisait l'équivalence avec le modèle d'Anderson. Des prédictions théoriques prédisent la destruction de la localisation dynamique pour laisser place à un régime subdiffusif.

Chapitre 2

Condensat de Bose-Einstein et résonances de Feshbach

Ce deuxième chapitre a pour objectif d'introduire des concepts autour de la condensation de Bose Einstein dans des gaz d'atomes dilués, mais aussi, d'exposer les choix que nous avons faits pour notre expérience. La première partie sera consacrée à l'étude du gaz de Bose idéal, de sa condensation ainsi que du gaz de Bose en présence d'interaction. La deuxième partie sera dédiée à l'étude des résonances de Feshbach et au contrôle des interactions qu'elles permettent. La troisième partie présentera l'atome que nous avons choisi pour faire notre expérience. Et enfin, la quatrième partie détaillera la stratégie de condensation adoptée.

2.1 Condensat de Bose-Einstein

En 1925, Einstein a présenté une généralisation aux atomes des travaux de Bose sur les statistiques quantiques des photons. Einstein proposa l'idée qu'un gaz parfait de bosons refroidit suffisamment conduirait à avoir les particules dans le même état quantique. Cet état de la matière est appelé condensat de Bose-Einstein. L'observation de la superfluidité de l'Hélium liquide en 1938 a marqué un tournant dans l'histoire de la condensation de Bose-Einstein. Dès lors, la communauté scientifique a commencé à croire à leur existance et une quête de leur observation a été menée. Le développement successif des techniques de refroidissement par laser et évaporatifs ont permis la première observation de cet état en 1995 par Eric Cornell et Carl Wieman [52], suivis de près par Wolfgang Ketterle [53]. Ils recevront tous les trois en 2001 le prix nobel de physique "pour la découverte de la condensation de Bose-Einstein dans les gaz et pour des avancées dans l'étude des propriétés de ces condensats".

De nos jours, les expériences de Condensat de Bose-Einstein sont assez répandues dans les laboratoires. La majeure partie d'entre elles utilise des gaz d'atomes de la famille des alcalins. De par la multitude de techniques de manipulation développées au fil des années, les condensats gazeux sont aujourd'hui largement utilisés pour faire de la simulation quantique [54]. Parmi les multiples études qui ont été permises grâce à cet objet, un grand nombre porte sur la simulation de problèmes de la matière condensée comme par

exemple : la transition de Mott [55], les quasi-cristaux [56] et les supersolides à deux dimensions [57].

2.1.1 Gaz de bosons sans interactions

Afin de décrire la condensation de Bose-Einstein, prenons un gaz de bosons sans interactions piégé dans un potentiel harmonique isotrope. Les atomes dans ce piège oscillent à une fréquence ω.

Statistique de Bose-Einstein

Pour trouver l'état macroscopique du gaz considéré, fixons le nombre d'atomes total N ainsi que l'énergie totale moyenne E de ces atomes :

$$\sum_i N_i = N \qquad \sum_i N_i E_i = N \tag{2.1}$$

Ces atomes sont indiscernables, le nombre moyen d'occupation $n_i = \frac{N_i}{g_i}$ [1] d'un état quantique i et d'énergie E_i est donc :

$$n_i = \frac{1}{\exp[\beta(E_i - \mu)] - 1} \tag{2.2}$$

Avec $\beta = 1/k_B T$ et μ le potentiel chimique, paramètres respectivement associés à la conservation de l'énergie et du nombre d'atomes.

Il s'agit de la distribution de Bose-Einstein. A ce stade, nous pouvons introduire la fugacité $z = exp(\beta\mu)$. La distribution de Bose-Einstein peut s'écrire comme suit :

$$n_i = \frac{z}{\exp[\beta(E_i)] - z} \tag{2.3}$$

Le nombre d'atomes du système est donné par l'équation suivante :

$$N = \sum_i g_i n_i = \sum_i g_i \frac{z}{\exp[\beta(E_i)] - z} \tag{2.4}$$

Le nombre d'atomes dans chacun des états du système ne peut être négatif. Ainsi, pour que $N_i \geq 0$, il faut que μ soit inférieur à l'énergie de tous les états du système et notamment l'énergie de l'état fondamental ($\mu < E_0$). Pour respecter ces conditions les valeurs de z devront être comprises dans l'interval suivant : $0 \leq z < 1$.

1. $g_i = \frac{(i+1)(i+2)}{2}$ permet de prendre en compte la dégénérescence de chacun des états.

Saturation des états excités

Supposons maintenant que la température T et le volume V soient fixés et que le nombre d'atomes N dans ce piège est progressivement augmenté.

A des faibles valeurs de N, $z \ll 1$. Dans l'équation 2.3, z est négligeable devant l'exponentielle, ce qui donne :

$$n_i \approx z \exp(-\beta(E_i)) \tag{2.5}$$

La statistique résultante est celle de Maxwell-Boltzmann.

Si le nombre d'atomes N est grand, z est proche de 1. Dans ce cas, un phénomène nouveau apparaît. Pour comprendre ce qu'il se passe, nous pouvons réexprimer le nombre d'atomes en séparant le nombre d'atomes N_0 contenu dans l'état fondamental et le nombre d'atomes N_{exc} dans les états excités :

$$N = N_0 + N_{exc} = \frac{z}{1-z} + \sum_{i \neq 0} g_i \frac{z}{\exp[\beta(E_i)] - z} \tag{2.6}$$

Le potentiel chimique μ étant strictement inférieur à l'énergie de l'état fondamental, le terme N_{exc} est borné par une valeur finie. Cette valeur correspond au nombre maximal d'atomes que les états excités peuvent accueillir : $N_{max} = \sum_{i \neq 0} g_i \frac{1}{\exp[\beta(E_i)]-1}$. Dans l'état fondamental, le nombre d'atomes, $N_0 = \frac{z}{1-z}$ est très grand pour des valeurs de z proches de 1.

Cette dernière équation 2.6 montre que lorsque N_{max} est atteint pour les états excités, pour $N > N_{max}$, l'excédant d'atomes apporté au système $N - N_{max}$ se condense dans l'état fondamental.

Raisonnons désormais à N et V fixés et faisons varier la température T. Si nous partons d'une valeur élevée de T et que nous la diminuons, la valeur de N_{max} diminuera aussi et deviendra égale à N pour une température T_c. Lorsque $T < T_c$, $N_{max} < N$. Les états excités sont saturé en atomes et l'excès se condense dans l'état fondamental. La température T_c est la température critique sous laquelle le phénomène de condensation se produit.

Cette température critique T_c est donné par :

$$k_B T_c = 0,94 \hbar \omega N^{1/3} \tag{2.7}$$

avec ω la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège.

La fraction d'atomes condensés sera alors donné par :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \tag{2.8}$$

Les atomes dans les états excités constituent la fraction thermique du nuage.

2.1.2 Gaz de bosons avec interactions

L'observation des premiers condensats a montré que ce modèle simple n'était pas suffisant pour décrire la physique des condensats.

Longueurs caractéristiques

Afin de tenir compte des interactions entre atomes, il semble important de connaître les longueurs caractéristiques qui sont associées à ce gaz :

— La distance moyenne entre particule d, déduite de la densité n du nuage :

$$d = n^{-1/3} \tag{2.9}$$

— La longueur thermique de De Broglie λ_{dB} qui décrit l'expansion du paquet d'onde associé à chaque atome de masse m en fonction de sa température :

$$\lambda_{dB} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_BT}\right)^{1/2} \tag{2.10}$$

— La longueur de diffusion en onde s appelée a. Cette longueur permet de caractériser les interactions comme nous le verrons par la suite.

Il est intéressant de souligner que la diminution de la température des atomes induit une augmentation de la longueur d'onde de De Broglie. A la température critique T_c introduite précédemment, la longueur d'onde de De Broglie devient comparable à la distance entre les atomes. C'est pour cette raison que les interactions dans les condensats ne peuvent être négligées.

Equation de Gross-Pitaevskii

La discussion faite ici est basée sur l'établissement de l'équation de Gross-Pitaevskii.

Considérons un gaz de bosons dilués ultra-froids en présence d'interactions. La description de ce gaz est faite en considérant que tous les atomes sont dans le même état. Cette approximation est bonne dans le cas où la densité du gaz est faible $na^3 \ll 1$ et sa température est inférieure à la température critique $T \ll T_c$. L'approximation des gaz dilués permet de restreindre les interactions à des collisions à deux corps. L'étude des propriétés collisionnelles se fait donc en développant la fonction d'onde en ondes partielles. Ensuite, dans la limite de basse énergie ($T \ll T_c$), on peut ne considérer que l'onde s (onde partielle la plus basse, l=0).

Dans cette configuration, le terme d'interaction prend la forme $g\,\|\psi(\vec{r})\|^2$ avec $g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$ et $\psi(\vec{r})$ la fonction d'onde de l'état condensé. Le système à

l'équilibre peut être décrit par l'équation de Gross-Pitaevskii indépendante du temps :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r}) + g\,|\psi(\vec{r})|^2\right)\psi(\vec{r}) = \mu\psi(\vec{r}) \tag{2.11}$$

avec $V(\vec{r})$ un potentiel extérieur indépendant du temps.

La densité $n(\vec{r})$ ainsi que le nombre d'atomes N peuvent être déduits des relations :

$$n(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2 \qquad N = \int |\psi(\vec{r})|^2\, d\vec{r} \tag{2.12}$$

Comme nous l'avons vu, lorsque deux atomes à très basse température entrent en collision, ceux ci diffusent en onde s. Il est possible de contrôler cette longueur de diffusion en appliquant un champ magnétique externe au condensat. C'est de ce phénomène dont il est question dans la prochaine partie.

2.2 Résonances de Feshbach

Historiquement, les résonances de Feshbach sont des résonances de diffusion qui ont été introduites dans le domaine de la physique nucléaire par Feshbach en 1958 [58] et dans le domaine de la physique atomique par Fano en 1961 [59]. C'est bien après qu'ont eu lieu les premières études de ces résonances dans les gaz quantiques. Quelques temps après l'obtention des premiers condensats de Bose-Einstein, l'observation expérimentale des résonances de Feshbach dans un condensat de sodium a été faite au MIT [60]. Depuis, ces résonances ont été étudiées et exploitées dans le cadre de multiples expériences de condensat et mer de Fermi.

2.2.1 Mécanisme

Une résonance de Feshbach est un phénomène de résonance d'interaction entre deux particules qui collisionnent.

Pour que cette résonance se produise, les atomes sont préparés dans un état de spin auquel correspond un canal dit "ouvert". Il existe un second canal, appelé canal fermé, qui correspond à un autre état de spin des atomes. Le couplage de ces deux canaux est non négligeable lors de la collision de ces atomes si leur énergie de collision est proche de l'énergie de l'état lié. Ce couplage peut engendrer une grande modification de la longueur de diffusion a. Une représentation de ces canaux est faite figure 2.1.

2.2.2 Contrôle des interactions

Il est possible de contrôler la différence entre l'énergie de l'état lié du canal fermé $\mid \Phi_0 >$ et l'énergie du canal d'entrée. La variation de cette différence d'énergie E_F se fait avec un champ magnétique externe B. Cette variation au

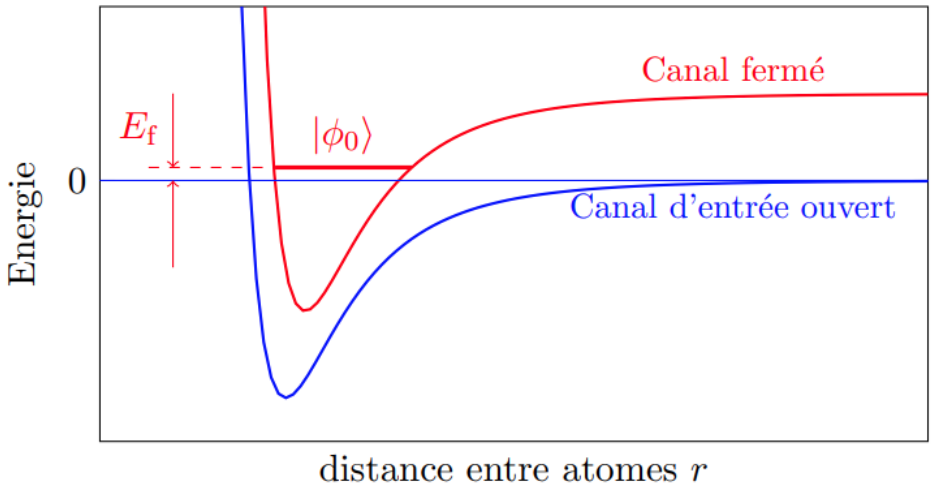


FIGURE 2.1 – Représentation des canaux ouverts et fermés qui correspondent à des états de spin des atomes différents. Illustration extraite du cours du collège de France de 2021 de Jean Dalibard sur les interactions entre atomes dans les gaz.

voisinage de la résonance de Feshbach induit un changement de la longueur de diffusion a comme suit :

$$a = a_{bg}(1 - \frac{\Delta}{B - B_0}) \tag{2.13}$$

avec a_{bg} la longueur de diffusion de fond, Δ la largeur de la résonance, B le champ magnétique externe appliqué et B_0 le centre de la résonance.

L'action d'un champ magnétique permet d'agir sur le signe de la longueur de diffusion et donc d'avoir des interactions attractives, répulsives ou même nulles. De plus, l'accordabilité de a nous offre la possibilité de contrôler la force des interactions, nous permettant d'être dans des régimes de faibles ou de fortes interactions.

Nous allons maintenant voir quel atome a été séléctionné pour la réalisation du rotateur frappé en présence d'interactions.

2.3 Choix de l'espèce atomique

Lorsque l'équipe a pris la décision d'étudier expérimentalement le rotateur frappé en présence d'interactions, l'équipe possédait une expérience permettant de générer des nuages d'atomes froids de Césium. Bien qu'il ait déjà été condensé [61], les propriétés de collision de cet atome en font un candidat dur à condenser [62]. Un autre argument a penché en la faveur du choix d'un autre atome. L'expérience commençait à présenter des limitations sur le nombre de kick accessible pour étudier la physique du rotateur frappé. Le $\bar{k}$ (relié à la fréquence des kicks) introduit précédemment est inversement

proportionnel à la masse de l'atome. Un atome plus léger permettrait d'augmenter le nombre de kick pour un $\bar{k}$ équivalent. L'équipe a donc fait le choix de partir sur un autre atome.

2.3.1 Choix de l'atome

Le choix de l'atome est basé sur deux arguments :

— Il faut un atome qui permet l'utilisation d'un système laser pour le refroidissement et l'onde stationnaire basé sur les technologies laser de télécom doublé en fréquence.

— Il faut un atome présentant une résonance de Feshbach suffisamment large et avec un champ magnétique externe accessible.

Les deux atomes qui respectent ces contraintes sont le Potassium et le Rubidium.

Atome	B_0(G)	a_{bg}/a_0	Δ(G)	λ_{D2}(nm)
^{39}K[63]	402,4	-29	-52	767
^{41}K[63]	51,129	60	-0,3	767
^{85}Rb[64]	155,04	-433	10,7	780
^{87}Rb[64]	1007,94	100	0,21	780

TABLE 2.1 – Comparaison longueur de diffusion et des longueurs d'onde D2 du K et du Rb

Le tableau 2.1 présente différents isotopes bosoniques du Potassium et du Rubidium avec leurs résonances de Feshbach. La colonne B_0 indique le centre de la résonance, a_{bg}/a_0 la longueur de diffusion de l'atome à champ nul, Δ la largeur de la résonance et λ_{D2} la longueur d'onde de la transition D2 de l'atome considéré.

Parmi ces atomes, le meilleur candidat pour un contrôle des interactions est le ^{39}K car la largeur de sa résonance de Feshbach Δ est la plus élevée. D'un point de vue pratique, la longueur de diffusion à champ nul de cet atome est négative. Or, la condensation s'opère lorsque la longueur de diffusion est positive. Deux stratégies sont envisageables pour atteindre la dégénérescence quantique : la première consiste à modifier la longueur de diffusion au moment du refroidissement évaporatif [65], la seconde consiste à faire du refroidissment sympathique. Le ^{41}K peut être condensé directement grâce à sa longueur de diffusion positive à champ nul [66]. Un refroidissement sympathique peut être réalisé en utilisant le ^{41}K comme refroidisseur pour le ^{39}K [67].

Notre objectif est de condenser un atome qui possède une résonance de Feshbach accessible et suffisamment large pour le contrôle des interactions. Il se trouve qu'une résonance de Feshbach à faible champ est accessible pour

le ^{41}K. La stratégie va donc consister à aller vers la condensation du ^{41}K, essayer de contrôler les interactions malgré la faible largeur de cette résonance et si ça ne fonctionne pas, faire un refroidissement sympathique du ^{39}K pour atteindre la condensation de ce dernier.

2.3.2 Structure du ^{41}K

La structure de l'atome de ^{41}K est celle présentée à la figure 2.2. La transition D2 (en rouge) correspond à la transition électronique $^2S_{1/2} \rightarrow^2 P_{3/2}$. La transition D1 (en bleu) correspond à la transition électronique $^2S_{1/2} \rightarrow^2 P_{1/2}$. Respectivement, pour la raie D2 et la raie D1, des lasers de 766,701 nm et 770,108 nm sont requis [68].

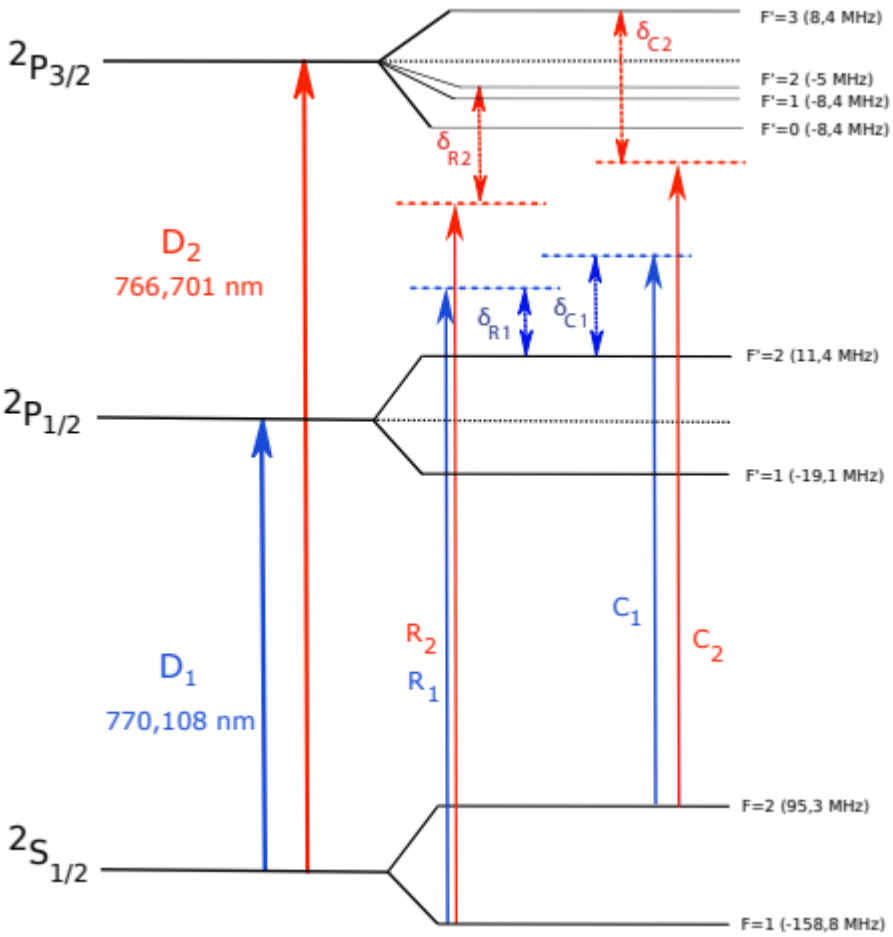


FIGURE 2.2 – Structure atomique du ^{41}K. Ce schéma illustre les transitions électroniques utilisées pour les étapes de refroidissement laser. La transition D2 (en rouge) est à 766,701 nm et la transition D1 (en bleu) est à 770,108 nm. Les composantes utiles pour le refroidissement laser de chacune des transitions sont représentées par des flèches accompagnées de C et R (pour Cooling et Repumper en anglais)

Le refroidissement laser est effectué entre les états hyperfins $F = 2$ et $F' = 3$. Cette transition est symbolisée par la flèche C_2. La structure hyperfine du niveau $^2P_{3/2}$ est tellement étroite que la probabilité de passer de $F = 2$ à $F' = 2$ n'est pas nulle. Or, un atome qui se trouve dans $F' = 2$ peut se désexciter par émission spontanée vers $F = 2$ mais aussi vers $F = 1$. Les atomes dans $F = 1$ sortirons alors des cycles de refroidissement imposé par C_2 et ne seront plus piégés par le piège magnéto-optique (MOT en anglais). Pour remédier à ce problème, un faisceau laser repompeur R_2 est donc ajouté. Il aura pour rôle de réintroduire dans le cycle de refroidissement les atomes "perdus" dans $F = 1$ en les envoyant dans $F' = 2$. Ce problème inhérent aux atomes alcalins refroidis par laser est d'autant plus marqué pour le potassium du fait de l'étroitesse de la structure hyperfine du niveau $^2P_{3/2}$. L'écart entre les niveaux hyperfins est de l'ordre la largeur naturelle de la raie, soit : $\Gamma = 2\pi \times 6,036MHz$. De ce fait, de fortes puissances de repompeur sont nécessaires pour ramener les atomes dans les cycles de refroidissement.

Une autre particularité du potassium liée à sa structure hyperfine est la température de ses MOTs. Ils sont de l'ordre du mK alors que la température Doppler T_D est de l'ordre de 145 µK. Ceci empêche un refroidissement sub-Doppler avec la transition D2. Cependant, une technique qui consiste à faire une mélasse optique avec la transition D1 a été appliquée au potassium et s'est montrée efficace sur plusieurs expériences [69][70][67]. C'est cette stratégie de refroidissement laser que nous avons souhaité adopter.

La structure atomique du ^{41}K impose l'utilisation des deux raies D du potassium et oriente le chemin à prendre concernant la stratégie de refroidissement laser. Le refroidissement laser n'est pas suffisant pour l'obtention du condensat de Bose-Einstein. Des étapes de refroidissement évaporatif doivent être ajoutées. Dans la prochaine partie, l'ensemble de la stratégie menant à la condensation sera présentée.

2.3.3 Stratégie de condensation pour le ^{41}K

L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein est nécessaire pour avoir un objet avec lequel nous pouvons contrôler les interactions. La transition de phase d'un gaz ultra-froid à un gaz quantique dégénéré se fait lorsque l'on atteint la température critique T_c. Les différentes étapes qui mènent à la condensation auront pour rôle de diminuer la température du nuage jusqu'à cette température T_c.

Comme le montre la figure 2.3, les étapes envisagées pour mener à la condensation sont au nombre de six et peuvent être classifiées en deux grandes familles : le refroidissement laser (les trois premières étapes) et le refroidissement évaporatif (les trois suivantes).

Les six phases de l'expérience se déroulent de la manière suivante :

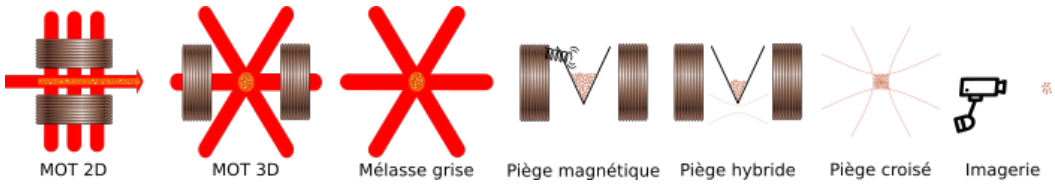


FIGURE 2.3 – Représentation schématique des différentes étapes de l'expérience menant au condensat de Bose-Einstein

— L'expérience débute avec le piège magnéto-optique à deux dimensions (MOT 2D). Il s'agit d'un cellule à vide dans lequel une vapeur de potassium est introduite. La vapeur de potassium contenue dans cette cellule est pré-refroidie et piégée avec un champ magnétique et des lasers dans deux directions de l'espace. Un faisceau laser appelé pousseur vient pousser le nuage dans la troisième direction de l'espace de telle sorte qu'un faisceau d'atomes soit issu du piège.
— Le faisceau d'atomes provenant du MOT 2D vient alimenter un piège magnéto-optique à trois dimensions (MOT 3D). Cette étape permet de capturer un grand nombre d'atomes et de les refroidir. Les faisceaux lasers utilisés dans ce dispositif doivent être asservis sur la transition D2.
— La dernière étape de refroidissement laser est une étape de refroidissement sub-Doppler. Pour le potassium, cette étape, appelée "mélasse grise", diffère un peu de la mélasse faite pour les autres alcalins. La structure hyperfine de l'état excité $^2P_{3/2}$ est très étroite, ce qui rend la technique de refroidissement usuelle peu efficace. Le remplacement de faisceaux D2 par des faisceaux D1 s'est montré très efficace dans d'autres équipes [69], c'est cette technique que nous emploierons.
— A la suite de la mélasse grise, le piège magnétique est ensuite chargé. Un refroidissment du nuage à l'aide d'un couteau Radio-Fréquence (RF) est fait.
— Arrive alors l'étape du piège hybride. Le piège hybride est la combinaison d'un piège dipolaire et d'un piège magnétique [71]. un refroidissement évaporatif menant au condensat peut être fait à ce stade de l'expérience. Cependant, la présence du gradient de champ magnétique empêche l'utilisation d'un champ externe pour le contrôle des résonances de Feshbach.
— Un second faisceau dipolaire est donc allumé afin d'avoir un piège dipolaire croisé. Dans ce piège, un condensat peut être réalisé en évaporant le nuage. Dans cette configuration, un contrôle des interactions interatomiques est possible avec l'application d'un champ magnétique externe.

Conclusion

Ce deuxième chapitre est dédié au phénomène de condensation de Bose-Einstein. Nous avons vu qu'il existe une température critique T_c pour laquelle une transition de phase a lieu. Nous avons également constaté que la prise en compte des interactions qui ont lieu dans les condensats faisait apparaître une longueur de diffusion. La modification de cette longueur de diffusion est possible grâce aux résonances de Feshbach. Certaines espèces atomiques sont plus favorables que d'autres pour le contrôle de leur longueur de diffusion. Le Potassium en fait partie. C'est cet atome que nous avons choisi pour notre expérience. Une stratégie menant à la condensation de celui-ci a été proposée.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Pour l'étude du modèle du rotateur frappé en présence d'interactions, l'assemblage d'un nouveau dispositif était nécessaire. Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'objet le plus propice au contrôle des interactions était le condensat de Bose-Einstein. L'atome qui a été séléctionné pour réaliser un condensat est le ^{41}K car celui-ci présente des résonances de Feshbach à bas champ magnétique.

Les deux étudiants en thèse qui m'ont précédé, Samir ZEMMOURI et Charbel CHERFAN, ont démarré l'assemblage de cette expérience. Lorsque j'ai rejoint l'équipe, Charbel, qui était en première année à l'époque, venait d'observer les premiers pièges magnéto-optiques. C'est à partir de ce moment là que j'ai contribué à la fabrication du dispositif.

Ce chapite débute avec un point sur la situation de l'expérience à mon arrivée. Ensuite, une architecture laser originale développée pour l'expérience sera présentée. Le système à vide ainsi que le MOT 2D seront exposés. Enfin, ce chapitre se terminera sur la descritpion des bobines produisant les champs magnétiques de l'expérience.

3.1 Situation à mon arrivée

Je suis arrivé au laboratoire peu de temps après l'observation des premiers nuages piégés dans le MOT 3D. Le dispositif expérimental qui a permis l'obtention de ces nuages contient un système laser et un système à vide. Le système laser est un système qui génère les fréquences de refroidissement D2 du ^{41}K. Ce système est asservi en fréquence avec un montage de spectroscopie par absorption saturée d'Acétylène. Le système à vide est constitué d'un piège magnéto-optique à deux dimensions (dispositif générant un jet d'atomes lents et pré-refroidis) et une chambre de science (chambre avec un vide poussé : $\sim 10^{-11}$ mbar).

Sur la chambre de science, des défauts sur le traitement anti-reflets des fenêtres ont été constatés. Le premier travail à mener était le remplacement de ces fenêtres.

Pour pouvoir refroidir davantage le nuage après le MOT 3D, il faut effectuer

les étapes du CMOT hybride (une phase de compression du piège magnéto-optique qui sera détaillée dans le chapitre 5) et de la mélasse grise [69]. Pour ces étapes, des faisceaux lasers agissant sur la transition D1 étaient nécessaires. Pour ce faire, un système d'asservissement laser en fréquence sur la raie D1 ainsi que l'implémentation d'un banc laser devaient être réalisés. Un système permettant de mélanger les lasers D2 et D1 avant le transport vers le nuage devait aussi être fabriqué.

Concernant les étapes de refroidissement évaporatif, une antenne Radiofréquence (RF) devait être conçue pour le refroidissement dans le piège magnétique. Pour les pièges hybride et croisé, des bancs lasers devaient être développés.

Des séquences de contrôle des différents éléments permettant de réaliser les étapes de refroidissement menant au condensat devaient être mises en place.

Pour mesurer quantitativement la température et le nombre d'atomes à chaque étape, un système d'imagerie était nécessaire.

Enfin, un système laser pulsé pour la génération de l'onde stationnaire devait être développé pour l'étude du rotateur frappé.

Durant ma thèse, j'ai contribué à la caractérisation et à la fabrication du système d'asservissement en fréquence du banc laser D1. J'ai effectué le montage en espace libre permettant le mélange des fréquences D1 et D2. En parallèle, j'ai mené des travaux sur l'élaboration d'un système d'imagerie que j'ai ensuite caractérisé et installé sur l'expérience. Ce dispositif sera détaillé au chapitre 4. Ensuite, j'ai conçu un banc laser télécom pulsé doublé en fréquence pour réaliser l'onde stationnaire. Le chapitre 6 sera consacré à ce système. J'ai aussi participé au démontage et au remontage du système à vide pour le remplacement des hublots défectueux. J'ai conçu les antennes RF nécessaires à l'étape de refroidissment évaporatif et au transfert entre les états hyperfins. Enfin, j'ai contribué aux séquences expérimentales menant au condensat.

3.2 Systèmes lasers

3.2.1 Systèmes lasers pour le refroidissement des atomes

Les travaux sur un nouveau système laser ont été initiés par Charbel CHERFAN au cours de sa thèse. A mon arrivée, le banc permettant de générer les fréquences de refroidissement et de repompage sur la raie D2 ainsi que le montage en espace libre étaient réalisés. Durant l'assemblage du banc laser D1 par Charbel, j'ai réalisé un système d'asservissement en fréquence basé sur la spectroscopie par absorption saturée. Après quoi, j'ai effectué un montage en espace libre permettant de mélanger les faisceau D1 et D2.

Dans cette partie, je vais vous présenter la motivation derrière la conception

d'un nouveau système laser. Je vais ensuite détailler le fonctionnement et les caractéristiques de ces bancs D1 et D2, leurs asservissements en fréquence respectifs ainsi que le montage en espace libre permettant de mélanger les faisceaux D1 et D2.

Objectifs

De nos jours, il existe de plus en plus d'expériences d'atomes froids dans les laboratoires. Ces expériences utilisent des lasers afin de refroidir des gaz d'atomes. Les expériences les plus répandues sont celles basées sur les atomes appartenant à la famille des alcalins. Les transitions de refroidissement de chacun de ces atomes se trouvent dans le spectre électromagnétique du visible (Li [72], Na [73], K[68], Rb [64]) et de l'infrarouge (Cs [74]). Les diodes lasers seules ne permettent généralement pas d'avoir des puissances suffisantes pour le refroidissement de ces atomes. Pour pallier à ce manque de puissance, l'utilisation de MOPA [1] (Master Oscillator Power Amplifier), d'amplificateurs coniques [75] et de diodes lasers à cavité étendue [76] sont courantes dans ce domaine. Le problème de ces systèmes est la mauvaise qualité de profil spatial de faisceaux qu'ils produisent. Dans le cas où ces faisceaux doivent être injecté dans des fibres, les pertes en puissance peuvent être importantes.

Plus récemment ont émergé des systèmes lasers fibrés basés sur des technologies télécom [77] [78]. Les longueurs d'ondes produites par ces systèmes correspondent au double de la longueur d'onde des transitions de refroidissement du Potassium et du Rubidium. Pour atteindre les longueurs d'onde de refroidissement de ces atomes, un doublage à l'aide d'un cristal non linéaire est opéré. L'avantage de ces systèmes est que l'on peut tirer profit de nombreux développements technologiques du domaine télécom qui entrainent une fiabilité et une robustesse des composants, leur disponibilité sur le marché et des coûts intéressants.

Au vu de ces avantages, l'équipe a dédicé d'utiliser un système semblable. Cependant, les systèmes lasers basés sur les technologies télécom décrits précédement sont monofréquence. Les fréquences C2 et R2 sont générées en espace libre après doublage. L'utilisation de composants en espace libre induit des pertes. C'est pourquoi, au lieu de générer les fréquences nécessaires à l'interaction avec les atomes après doublage, l'équipe a fait le choix de générer les fréquences avant l'amplification et le doublage. Ce choix permet d'avoir une bonne puissance disponible et une bonne qualité de faisceau en sortie de banc. Les pertes engendrées par l'injection des fibres sont alors réduites. Ce système permet aussi de minimiser le nombre d'éléments en espace libre (modulateurs acousto-optiques, éléments optiques, ...) et donc d'avoir moins de maintenance à faire sur notre table optique (réinjection des AOMs, réinjection des fibres, ...)

1. Cette technologie repose sur la production d'un faisceau cohérent généré par l'oscillateur maître qui est ensuite amplifié en puissance par un amplificateur.

Banc fibré

L'architecture des bancs D1 et D2 est complétement identique. La caractérisation du banc D1 à laquelle j'ai participé présente des résultats très similaires au banc D2. Entre ces deux bancs, la différence est la longueur d'onde des diodes laser DFB (1533,4nm pour le banc D2 et 1540,216nm pour le banc D1) et la température des fours qui chauffent les cristaux non linéaires PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Les résultats qui ont découlés de ces bancs ont fait l'objet d'une publication dans la revue Applied Physics Letters [79]. Le fonctionnement de ces deux bancs étant le même, je vais détailler le banc D2 seul pour simplifier la description.

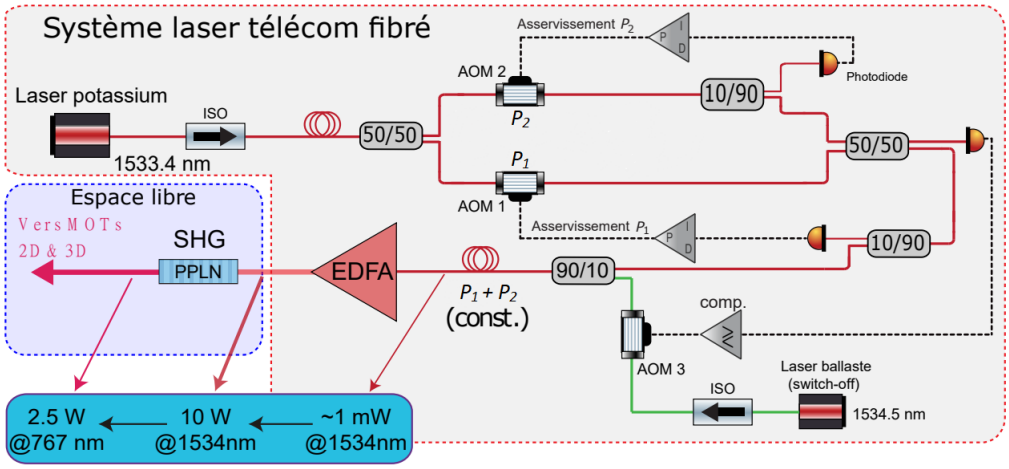


FIGURE 3.1 – Représentation schématique des différentes parties du banc D2

Un schéma représentatif du banc D2 est donné à la figure 3.1. Le système est composé d'une DFB ORTEL 1782-ANM-063-55-FC-PM accordée à 1533,4nm. Un isolateur optique est placé ensuite pour protéger la diode laser fibrée. Le faisceau est ensuite séparé en deux à l'aide d'un coupleur 50/50 PM (Maintient de polarisation). Chacun des faisceaux passe par un AOM. L'AOM 1 est centré à -160MHz et l'AOM 2 à 110MHz. A l'AOM 1 nous pouvons associer la composante spectrale P_1 et à l'AOM 2 la composante spectrale P_2. Les deux AOMs sont contrôlés par des VCOs, switch RF, mixeur RF et des amplificateur RF de 2W. Ces deux AOMs ont été choisis de telle sorte à ce que l'écart de fréquence entre les deux faisceaux puisse atteindre 254MHz, l'écart d'énergie entre les niveaux hyperfins de l'état fondamental du ^{41}K. Ces deux faisceaux sont ensuite recombinés avec un coupleur PM 50/50. A ce stade, le double des longueurs d'onde C_2 et R_2 sont générées à basse puissance. Le faisceau est ensuite envoyé vers un amplificateur à fibre dopée en Erbium (EDFA) qui peut produire en sortie une puissance allant jusqu'à 10W à 1533,4nm [2].

2. La longueur d'onde du laser D2 est au bord de bande de l'EDFA, l'ajout d'un filtre inter-étage de l'amplificateur est donc obligatoire pour minimiser les effets d'émission spontanée. La bande passante de ce filtre est de 2 nm.

Une particularité de ce système est son contrôle du rapport des composantes spectrales (C_2 et R_2) en amont de l'EDFA. Ce contrôle assure un maximum de liberté sur le rapport de puissance des faisceaux durant la séquence expérimentale. Pour ce faire, deux asservissements rapides (bande passante de l'ordre du MHZ) agissent chacun sur un AOM permettant de contrôler le rapport en puissance avant l'EDFA. Ces deux asservissements varient la puissance RF appliquée aux AOMs par le biais d'une rétroaction sur la tension du mixeur. L'asservissement 1 qui contrôle P_1 garanti une puissance totale en entrée d'EDFA constante (>1mW) lorsque l'on fait varier P_2. L'asservissement 2 permet de faire varier le rapport $r = \frac{P_2}{P_1+P_2}$ en contrôlant la puissance en sortie de l'AOM 2.

L'avantage de ce système réside dans la façon de générer les deux fréquences. Le faisceau en sortie d'amplificateur contient les deux fréquences mélangées. Peu de travail sur le faisceau devra être fait en sortie, ce qui limite les risques de détérioration de la qualité spatiale du faisceau ainsi que les pertes de puissances [3].

Malgré les avantages énoncés, les montages D2 et D1 ont tous deux présenté un point faible au cours de cette thèse. La diode de pompe des deux EDFA s'est progressivement détérioré au fil de leur utilisation. Depuis leurs réparations, ces amplificateurs fonctionnent de nouveau. L'origine du problème serait un défaut de fabrication des diodes de pompe.

Système de sécurité pour l'EDFA

Dans les expériences d'atomes froids, la coupure de faisceaux résonant est primordiale lors des phases de refroidissement évaporatif. Le chauffage induit par la présence de photons résonants pourrait empêcher la formation de BEC.

Dans notre système, il est possible de couper la puissance en agissant sur le switch RF des AOMs fibrés 1 et 2. Le problème est que les EDFA doivent toujours avoir une puissance en entrée. Pour pallier à ce problème, le constructeur a installé un système de sécurité qui coupe le courant de pompe de la fibre dopée en Erbium dès lors que la puissance d'entrée passe sous un certain seuil. L'usage de cette sécurité pose deux problèmes. Le premier problème est la réactivation de l'EDFA qui doit être opérée par une procédure manuelle. La seconde est le système de protection qui n'est pas adapté. Un usage répétitif de cette protection pourrait conduire à des dommages et à une réduction de la durée de vie de l'EDFA. Afin de contourner ce problème, nous ajouté à notre système un laser nommé "ballaste"

3. Si le faisceau n'avait contenu qu'une fréquence (C_2), le faisceau aurait dû être séparé en deux physiquement puis l'un d'eux aurait du être décalé en fréquence avec un AOM pour produire la fréquence manquante (R_2). Enfin les faisceaux aurait été recombinés. Ces actions successives auraient induit des pertes et une dégradation du profil spatial du faisceau.

La chaîne laser ballaste est constituée d'une DFB accordée à 1534,6nm avec un AOM fibré (figure 3.1). Le principe de fonctionnement de cette chaine est le suivant : Lorsque la puissance envoyée vers l'EDFA passe sous un seuil de 0,8mW [4], un comparateur agit sur le switch RF de l'AOM 3 et le faisceau ballaste est envoyé vers l'EDFA. Pour évaluer la puissance qui va vers l'EDFA, la seconde voie du coupleur 50/50 qui combine P_1 et P_2 est envoyée sur la photodiode du comparateur. Un signal de la puissance envoyée vers l'EDFA a été mesurée à l'oscilloscope (figure 3.2). Cette mesure permet d'estimer le temps de réaction du ballaste à la suite d'une commande de coupure du laser principal. Sur ce signal, nous voyons que lorsque le faisceau laser principal est coupé, l'EDFA est laissé sans lumière pendant quelques centaines de ns puis le laser ballaste prend le relais sur le faisceau principal. Le temps de réaction du ballaste est bien inférieur à celui de l'EDFA, ce qui permet de le protéger.

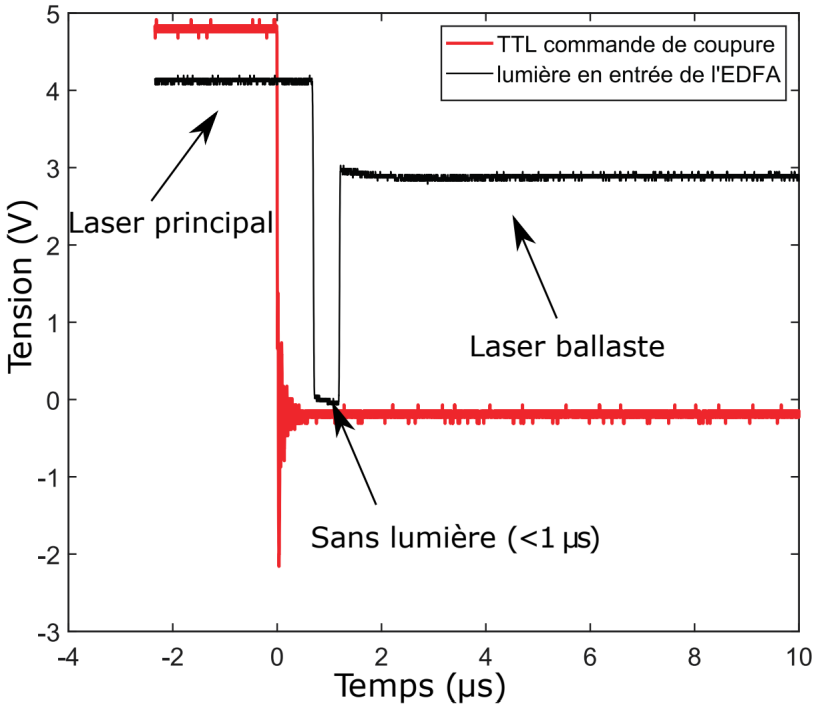


FIGURE 3.2 – Mesure à l'oscilloscope de l'allumage du laser ballaste à la suite de l'extinction du faisceau principal

La dernière étape pour que cette chaîne laser remplisse son rôle a été de trouver la longueur d'onde du faisceau ballaste. Nous nous sommes placés loin de résonance en respectant la gamme limitée de 2nm par le filtre inter-étage. Et nous avons minimisé l'efficacité de doublage de manière à avoir la puissance doublée la plus basse possible. La longueur d'onde qui respecte cette condition est 1534,6nm. Comme le montre la figure 3.3, les mesures faites à l'analyseur de spectre optique donnent un puissance du ballaste en sortie de

4. Sous ce seuil, la sécurité de l'EDFA se déclenche

cristal atténuée de 31dB par rapport au laser principal. Le taux d'émission spontanée associée à ce faisceau est de $10^{-7} photon/s$.

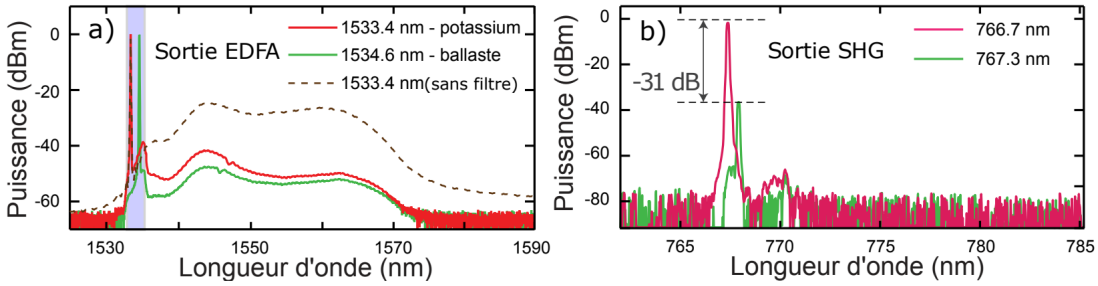


FIGURE 3.3 – a) Mesure de la courbe de gain de l'EDFA faite à l'analyseur de spectre optique. Les longueurs d'onde des lasers principal et ballaste sont en bord de bande de l'EDFA. b) Mesure à l'analyseur de spectre optique des puissances en sortie de cristal doubleur des faisceaux principal et ballaste. Le faisceau ballaste est atténué de 31dB par rapport au faisceau principal.

Doublage en fréquence du banc

Le doublage en fréquence de notre dispositif est basé sur la génération de seconde harmonique (SHG). La SHG est un processus qui a lieu dans un milieu non linéaire et qui consiste à combiner deux photons de fréquences f_1 et f_2 pour générer un troisième photon de fréquence $f_3 = f_1 + f_2$. Dans ce processus, seule la combinaison de photons respectant la condition d'accord de phase sera généré efficacement. Le milieu non linéaire que nous utilisons est un cristal PPLN (Periodically-Poled Lithium Niobate). Ce sont des cristaux à quasi-accord de phase dont l'orientation est inversée périodiquement. Les portions inversées génèrent des photons avec un déphasage de 180°. Si la période est soigneusement choisie, les photons nouvellement générés ne peuvent interférer que constructivement avec les précédents photons menant ainsi à une conversion efficace. Dans notre cas, la conversion sera faite du domaine IR vers NIR.

Le choix du cristal doit se faire à partir de la longueur d'onde de travail. Pour notre expérience, nous avons choisi un cristal PPLN (HC Photonic SHNIR-MA) de période de 18,5µm et de 50mm de long. La bonne efficacité de conversion va dépendre de trois paramètres : La température du cristal, le waist du faisceau et la polarisation du faisceau. Le faisceau en sortie d'EDFA est focalisé à un waist de 80µm au niveau du cristal dans lequel il effectue un simple passage. La polarisation de ce faisceau est verticale. Le four (Covesion PV50) dans lequel est placé le cristal est asservi à une température de 91,5°C par un contrôleur Thorlabs TC200.

L'ajout du cristal en sortie du banc laser permet d'obtenir les fréquences nécessaires au refroidissement du potassium 41. Le banc laser (figure 3.1) est

donc constitué d'un système laser fibré dans le domaine télécom dans lequel peut être généré une ou deux fréquences. Ce laser est ensuite amplifié par un EDFA puis doublé en fréquence avec un cristal PPLN. La caractérisation de ce banc a été faite à une et à deux fréquences (figure 3.4). A une fréquence (100% P1 ou P2), la variation de puissance doublée (766,7nm) est quasi-quadratique en fonction de la puissance incidente (1533,4nm). Nous mesurons 1,7W de puissance doublée à 9,5W de puissance de incidente, soit 18% d'efficacité. A deux fréquences, l'efficacité de doublage augmente. Les mesures faites à r=50% montrent une efficacité de doublage de 50% à basse puissance et cette efficacité diminue à 35% à haute puissance (inset de la figure 3.4). Pour nous assurer qu'il s'agissait bien d'un effet lié à la présence des deux fréquences, nous avons regardé que le ratio r était le même en entrée et en sortie de l'ampli. Nous nous sommes aussi assurés que la puissance de sortie de l'EDFA était constante et indépendante de r. Ce comportement était attendu car nous travaillons dans le régime de saturation de l'EDFA.

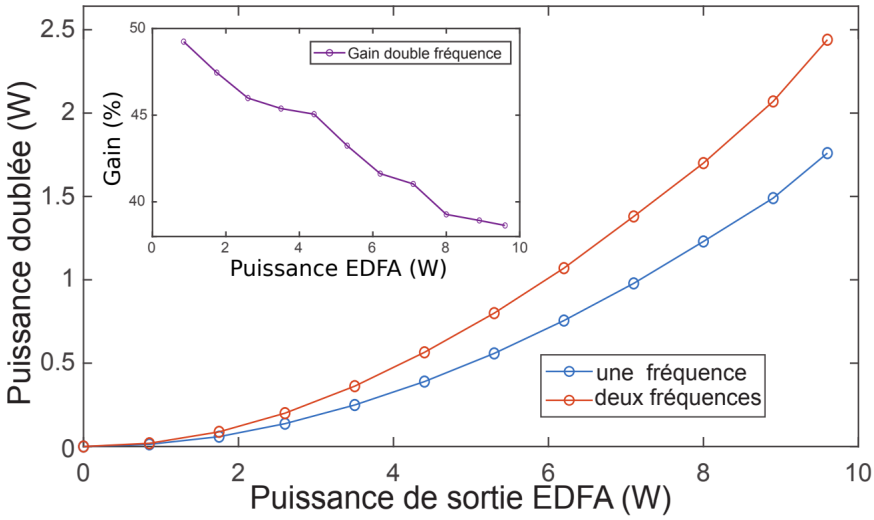


FIGURE 3.4 – Mesures de la puissance doublée en fonction de la puissance de pompe. La courbe bleue correspond à une puissance de pompe avec une fréquence. La courbe rouge correspond à une puissance de pompe avec deux fréquences. Le cadre dans la figure représente l'efficacité de doublage en fonction de la puissance de pompe avec deux fréquences.

Caractérisation du banc laser

Le banc laser D2 est utilisé pour fournir la lumière nécessaire au MOT 2D, MOT 3D, pousseur et à l'imagerie. Durant les différentes étapes de refroidissement laser, nous devons pouvoir faire varier le rapport de puissance r entre les deux composantes C_2 et R_2. Nous devons aussi pouvoir travailler avec la fréquence du repompeur seul (pour l'étape de CMOT hybride). La caractérisation en sortie du banc D2 va nous renseigner sur son comportement lorsque l'on varie r et nous indiquer pour quelles valeurs de r nous avons une seule fréquence disponible.

Notre faisceau en entrée d'EDFA contient deux fréquences f_1 et f_2. La composition spectrale de notre faisceau après SHG sera alors le double de chacune des fréquences et la somme des deux fréquences, soit : P'_1=2f_1, P'_2=2f_2 et P'_3=$f_1 + f_2$.

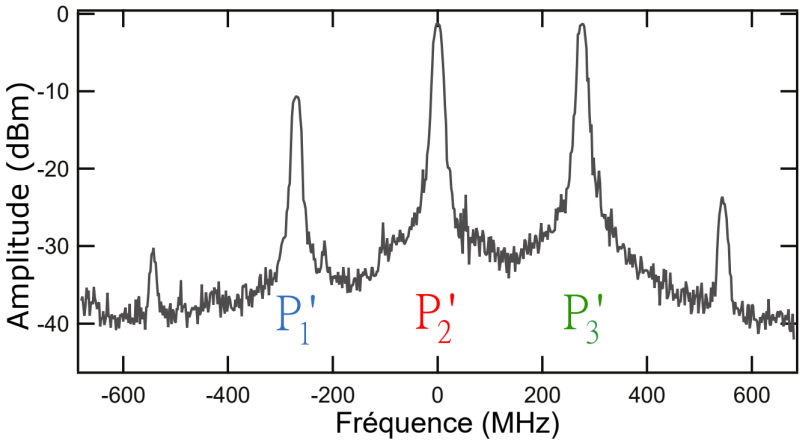


FIGURE 3.5 – Spectre de battement pour r=0,82. Ces 5 composantes correspondent aux fréquences issues du processus de SHG.

La caractérisation du banc va consister à mesurer l'amplitude de chaque composante spectrale dans le faisceau doublé en fonction du rapport r. Pour ce faire, nous avons réalisé une détéction hétérodyne du faisceau doublé en le mélangeant à l'aide d'un coupleur PM 50/50 avec un faisceau indépendant à 767nm. La séparation en fréquence de ces deux faisceaux est de 1GHz. Le faisceau mélangé est envoyé sur une photodiode rapide de 2GHz de bande passante. Le spectre de battement est mesuré sur un analyseur de spectre RF. Un signal obtenu pour un rapport r=0,82 est donné figure 3.5. Nous pouvons voir 5 composantes en fréquence. Les 3 situées au centre sont séparées de 270MHz (différence de fréquence des AOMs fibrés) et correspondent à P'_1, P'_2 et P'_3. Les deux dernières sur les extrémités, situées à $\pm 540MHz$, correspondent à des harmoniques. Ces harmoniques sont considérées comme négligeables puisqu'elles ne représentent que 1% de la puissance doublée. Concernant P'_1, P'_2 et P'_3, la mesure des puissances relatives de ces composantes en fonction de r est représentée figure 3.6. Nous constatons que la puissance de P'_1 est maximale pour r=0 et qu'elle décroît à mesure que r augmente. La puissance de P'_2 est à son minimum pour r=0, elle augmente jusqu'à r=0,5 où elle atteint un maximum, puis elle décroit jusqu'à son minimum pour r=1. La puissance de P'_3 croît de r=0 jusqu'à r=1. Dans notre système laser, il est donc possible d'avoir deux composantes seules : P'_1 et P'_3. Pour finir, une autre représentation des mesures de puissances doublées en fonction de r est données à la figure 3.7. Ces mesures ont été réalisées dans deux configurations, une à basse puissance en sortie d'EDFA et une à haute

puissance. Pour les étapes de refroidissement par laser, nous utilisons le système à haute puissance. La phase de chargement du MOT est faite à $r \approx 0,8$ (ligne en pointillés blancs figure 3.6). Dans ce régime, P_2' et P_3' sont équilibrés et P_1' ne représente que 4% de la puissance doublée.

Dans le but d'expliquer la tendance des composantes P_1', P_2' et P_3' en fonction du rapport r, un modèle théorique de la SHG à deux fréquences est établi dans la partie suivante.

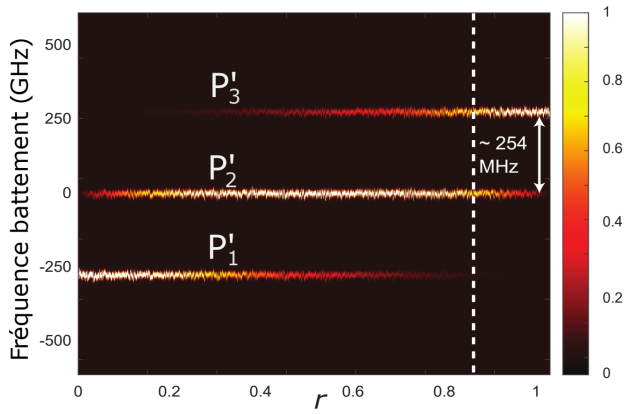


FIGURE 3.6 – Puissances relatives des composantes spectrales issues de la SHG en fonction de r

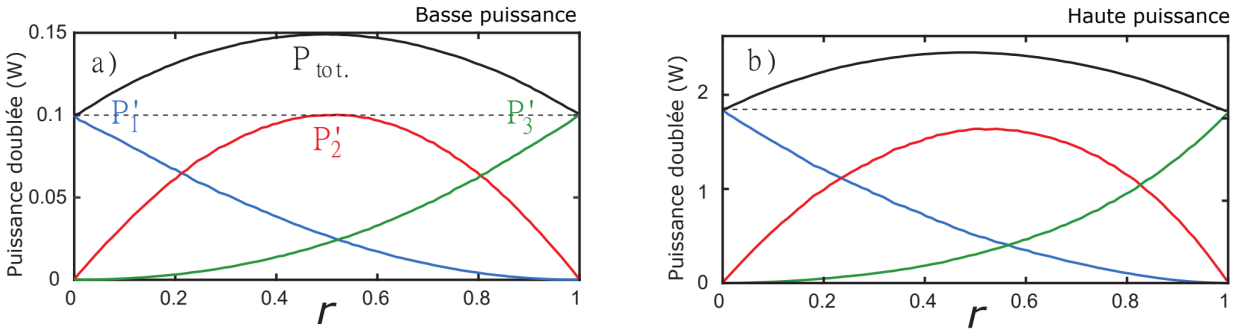


FIGURE 3.7 – Puissances relatives des composantes spectrales issues de la SHG en fonction de r

Modèle théorique de la SHG à deux fréquences

Un modèle théorique simple permet de comprendre le doublage à deux fréquences effectué dans notre système laser. Pour cela, considérons deux champs électriques complexes d'amplitude E_0 oscillant à des fréquences ω_1 et ω_2 issus de l'EDFA :

$$\begin{cases} E_1 = E_0\sqrt{1-r}e^{(i\omega_1 t)} + c.c. \\ E_2 = E_0\sqrt{r}e^{(i\omega_2 t)} + c.c. \end{cases} \tag{3.1}$$

Le champ électrique total est donné par $E_{tot} = E_1 + E_2$. Après passage dans le cristal non linéaire, le champ électrique s'écrit :

$$E_{SHG} \propto \chi^{(2)} E_{tot}^2 = \chi^{(2)} (E_0 \sqrt{1-r} e^{i\omega_1 t} + E_0 \sqrt{r} e^{(i\omega_2 t)} + c.c)^2 \tag{3.2}$$

avec $\chi^{(2)}$ la susceptibilité électrique du matériaux.

Si l'on néglige la partie continue et les basses fréquences, nous obtenons :

$$E_{SHG} \propto \chi^{(2)} E_0^2 [(1-r) e^{(2i\omega_1 t)} + r e^{(2i\omega_2 t)} + 2\sqrt{r(r-1)} e^{(i(\omega_1+\omega_2)t)} + c.c) \tag{3.3}$$

Comme $E_{SHG} = E_1' + E_2' + E_3'$, nous pouvons alors déduire la puissance associé à chaque composante :

$$\begin{cases} P_1' \propto E_0^4 (1-r)^2 \\ P_2' \propto E_0^4 4r(1-r) \\ P_3' \propto E_0^4 r^2 \end{cases} \tag{3.4}$$

P_1' et P_3' ont une dépendance quadratique et P_2' croît puis décroît avec un maximum en r=0,5. Ces comportements respectifs sont vérifiés expérimentalement sur les mesures à basse puissance données à la figure 3.7. A haute puissance, la mesure présentée figure 3.7 s'écarte du modèle théorique. Cet écart s'explique par la chaleur induite dans le cristal par le faisceau incident à haute puissance. Cette chaleur ne se dissipe pas efficacement, ce qui conduit à un gradient de température dans le cristal. Le gradient provoque ainsi un désaccord de phase dans le cristal et donc une baisse d'efficacité de la SHG.

Choix des composantes pour les deux bancs

Le banc qui a été décrit et caractérisé précédemment est le banc D2. Pour le banc D2, il nous faut choisir quelles fréquences sont associées à quelles composantes spectrales. La fréquence repompeur R_2 doit pouvoir être seule pour la phase de CMOT hybride. De plus, la fréquence repompeur R_2 est plus élevée que la fréquence refroidsseur C_2. Nous avons donc pris : $P_1' = X$, $P_2' = C_2$ et $P_3' = R_2$ (figure 3.8). Avec X, la dernière fréquence du banc non utilisée.

Le banc D1 est destiné aux étapes de CMOT hybride et à la mélasse grise. L'architecture du banc D1 est semblable au banc D2. Seule change la longueur d'onde de la DFB qui est de 1540,216nm et la température à laquelle est chauffé le cristal PPLN (140°C). Les performances constatées sur ce banc sont semblables. La puissance maximale disponible est légèrement supérieure et vaut 2,8W. Concernant le choix des fréquences, nous avons besoin de fréquence refroidisseur C_1 seule pour le CMOT hybride. La configuration qui nous permet d'avoir C_1 seule est : $P_1' = C_1$, $P_2' = R_1$ et $P_3' = X$ (figure 3.8).

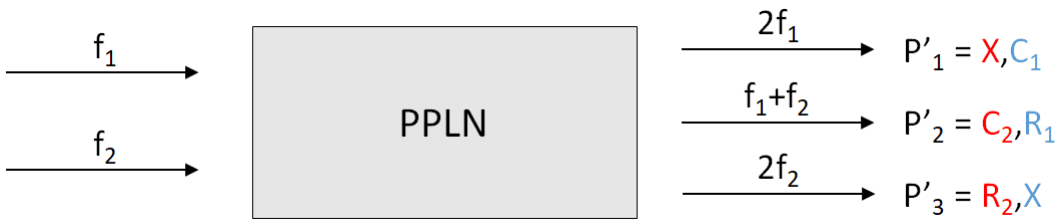


FIGURE 3.8 – Conversion de fréquence par chacun des cristaux PPLN. En rouge sont représentées les correspondances entre les fréquences et faisceaux générés pour la transition D2. En bleu, ce sont les correspondances liées à la transition D1.

Calcul des désaccords en fréquence

Le contrôle des fréquences refroidisseur et repompeur dans notre système laser est fait à partir des AOM fibrés et espace libre. Nous allons développer ici les calculs pour la transition D2.

Nommons f, la fréquence de la DFB du banc D2. En sortie des AOMs fibrés 1 et 2, les fréquences respectives de ces AOMs sont $f_1 = f + f_{AOM1}$ et $f_2 = f + f_{AOM2}$. Après doublage dans le cristal PPLN, les fréquences refroidisseur f_C et repompeur f_R sont :

$$\begin{cases} f_C = 2f + f_{AOM1} + f_{AOM2} \\ f_R = 2f + 2f_{AOM2} \end{cases} \tag{3.5}$$

En sortie du cristal PPLN, le faisceau D2 est séparé en deux à l'aide d'un cube polariseur. Un faisceau est utilisé pour le MOT 2D et l'autre pour le MOT 3D. Chaque faisceau passe par un AOM en espace libre différent qui ajoute respectivement une fréquence f_{MOT2D} et f_{MOT3D}. Les fréquences refroidisseurs et repompeurs des faisceaux MOT 2D (f_{C2D} et f_{R2D}) et MOT 3D (f_{C3D} et f_{R3D}) en sortie d'AOM sont :

$$\begin{cases} f_{C2D} = 2f + f_{AOM1} + f_{AOM2} + f_{MOT2D} \\ f_{R2D} = 2f + 2f_{AOM2} + f_{MOT2D} \end{cases} \tag{3.6}$$

$$\begin{cases} f_{C3D} = 2f + f_{AOM1} + f_{AOM2} + f_{MOT3D} \\ f_{R3D} = 2f + 2f_{AOM2} + f_{MOT3D} \end{cases} \tag{3.7}$$

Les fréquences refroidisseur et repompeur (f_{C41} et f_{R41}) se calculent à partir de la fréquence du crossover f_{CO39} du ^{39}K[68] :

$$\begin{cases} f_{C41} = f_{CO39} + 102,97 \\ f_{R41} = f_{CO39} + 343,53 \end{cases} \tag{3.8}$$

Nous pouvons donc en déduire les désaccords des fréquences refroidisseurs et repompeurs des faisceaux du MOT 2D (δ_{C2D} et δ_{R2D}) et du MOT 3D (δ_{C3D}

et δ_{R3D}) :

$$\begin{cases} \delta_{C2D} = f_{C2D} - f_{C41} \\ \delta_{R2D} = f_{R2D} - f_{R41} \end{cases} \tag{3.9}$$

$$\begin{cases} \delta_{C3D} = f_{C3D} - f_{C41} \\ \delta_{R3D} = f_{R3D} - f_{R41} \end{cases} \tag{3.10}$$

Ces systèmes d'équations 3.9 et 3.10 sont ceux sur lesquels nous nous sommes basés pour les calculs des désaccords en fréquences des faisceaux refroidisseurs et repompeurs des MOT 2D et 3D. Des calculs similaires permettent d'aboutir aux désaccords en fréquence des faisceaux refroidisseurs et repompeurs de la transition D1. Ces calculs ne seront pas développés ici.

Système laser espace libre

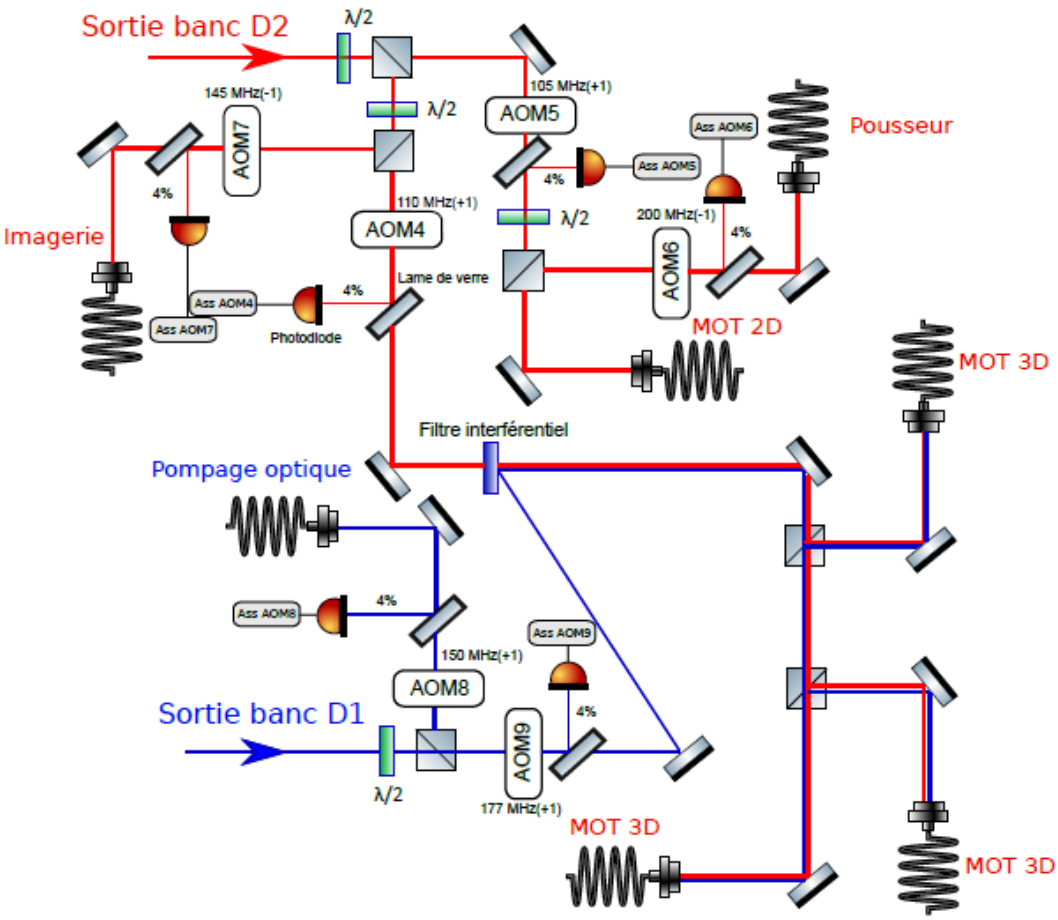


FIGURE 3.9 – Schéma du système laser en espace libre. Les faisceaux représentés en rouge s'adressent à la transition D2 et les faisceaux représentés en bleu s'adressent à la transition D1.

La figure 3.9 montre le trajet des faisceaux proche infrarouge générés par les banc D2 et D1. Le faisceau D2 est représenté en rouge et le faisceau D1

en bleu. Des AOMs ont été installés sur le trajet des faisceaux pour contrôler leurs désaccords globaux. Des prélèvements avec des lames de verre sont faits en sortie des AOMs pour effectuer des asservissements permettant la réalisation de rampes de puissance durant les séquences expérimentales. Les prélèvements sont envoyés vers des photodiodes qui sont reliées à des boîtiers d'asservissement fabriqués par notre atelier d'électronique. Chaque faisceau est injecté dans une fibre avec une efficacité d'injection de l'ordre de 90% puis transporté jusqu'à l'expérience. En entrée de chaque bras du MOT 2D, 250 mW de puissance est mesuré. Pour le MOT 3D, on mesure 20 mW de puissance par bras pour la raie D2 et 40 mW pour la raie D1.

Afin de stabiliser en fréquence ces deux bancs, des asservissements en fréquence basés sur la spectroscopie par absorption saturée ont été développés.

3.2.2 Asservissement en fréquence des bancs

Dans les expériences d'atomes froids, l'utilisation de lasers stables à proximité d'une transition de refroidissement est essentielle. La stabilisation des lasers est basée sur la spectroscopie par absorption saturée. Dans notre expérience, le banc laser D2 est asservi sur une spectroscopie d'absorption saturée d'acétylène et le banc laser D1 est asservi sur un montage d'absorption saturée de potassium.

Asservissement du banc D2

Le système d'asservissement en fréquence du banc D2 ne peut être fait en espace libre. En effet, le système laser est coupé par l'intermédiaire du laser balaste après les phases de refroidissement laser. La puissance en sortie du cristal tombe à zéro, ce qui ne permet pas d'avoir en permanence signal d'absorption saturée. Pour pallier à ce problème, le banc laser D2 est asservi avant l'EDFA à l'aide d'un montage de spectroscopie d'absorption saturée d'acétylène [80]. L'acétylene possède plus d'une cinquantaine de transition dans la gamme 1510-1540 nm. Deux d'entre elles, la raie P(15) et la raie P(24), correspondent respectivement au double de la transition D2 et D1. De plus, la raie P(15) possède une largeur à mi-hauteur de ($2\pi\times1{,}73$ MHz). Cette largeur à mi-hauteur étant plus petite que la largeur naturelle de la transition D2 du potassium ($2\pi\times6{,}035$ MHz), elle nous assure une bonne stabilité en fréquence pour notre système. Tous les détails liés à ce montage ont été développés dans la thèse de Charbel Cherfan [81].

Asservissement du banc D1

Pour le banc D1 nous aurions pu développer un système semblable au montage précédent et utiliser la raie P(24) de l'acétylène mais nous n'avions pas de cellule à disposition. De plus, la raie P(24) est bien plus faible que la P(15), nous ne connaissions pas les performances à long terme de ce système.

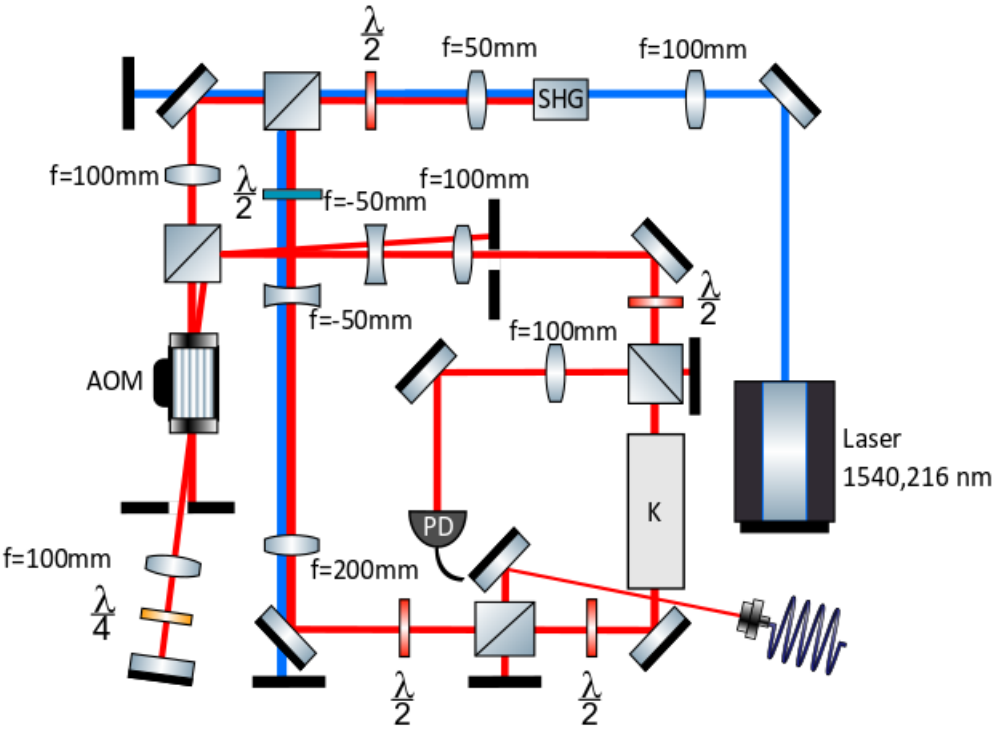


FIGURE 3.10 – Montage expérimental de spectroscopie par absorption saturée permettant l'asservissement en fréquence du banc D1

Nous nous sommes donc orientés vers un montage plus "classique" de spectroscopie par absorption saturée du potassium. Le montage associé est présenté à la figure 3.10. La source laser de ce montage est une diode laser Pure Photonics PPCL550. Cette diode laser fibrée à cavité étendue est accordable de 1527,6 nm à 1565,5 nm et possède une largeur de 10 kHz. Le faisceau issu de la diode laser est séparé par un coupleur 90/10 PM. Les 90% sont envoyés vers le banc D1 fibré. Les 10% sont amplifiés par un EDFA Manlight pouvant fournir jusqu'à 500mW. Le faisceau issu de l'ampli est doublé en fréquence par un cristal PPLN. Le faisceau dans le proche infrarouge sortant du cristal est séparé en deux par un cube polariseur. Le faisceau transmis est le faisceau pompe et le faisceau réfléchi est le faisceau sonde. Le faisceau pompe fait un double passage dans un AOM fonctionnant à 250 MHz puis est envoyé vers la cellule de potassium chauffée à 80°C. Le faisceau sonde est, quant à lui, envoyé vers la cellule de potassium. Après passage dans la celulle, ce faisceau est envoyé sur une photodiode en espace libre. Pour visualiser le signal d'absorption présenté à la figure 3.11, la diode laser est balayée en fréquence à l'aide de notre module Digilock 110. Le signal observé présente des raies qui correspondent aux différentes transitions possibles entre l'état fondamental et l'état excité de la raie D1 du ^{39}K (le plus abondant, 93,3%) comme représenté à la figure 3.11. Au centre du signal se trouve le cross-over du ^{39}K. Nous devons la présence du CO aux atomes en mouvement dont le décalage de

fréquence induit par effet Doppler est égal à la moitié de la différence de fréquence entre les deux transitions. A partir de ce signal d'absorption saturée, un signal d'erreur est produit en faisant une modulation rapide (60,1kHz) de la tension de contrôle de l'AOM. La transition qui nous donne la plus grande amplitude sur le signal d'erreur est la transition CO → F'=2 (flèche rouge sur la figure 3.11). C'est donc celle-ci que nous avons choisi pour verrouiller en fréquence notre laser. Le verrouillage a été réalisé à l'aide d'un contrôleur PID de ce même module Digilock 110.

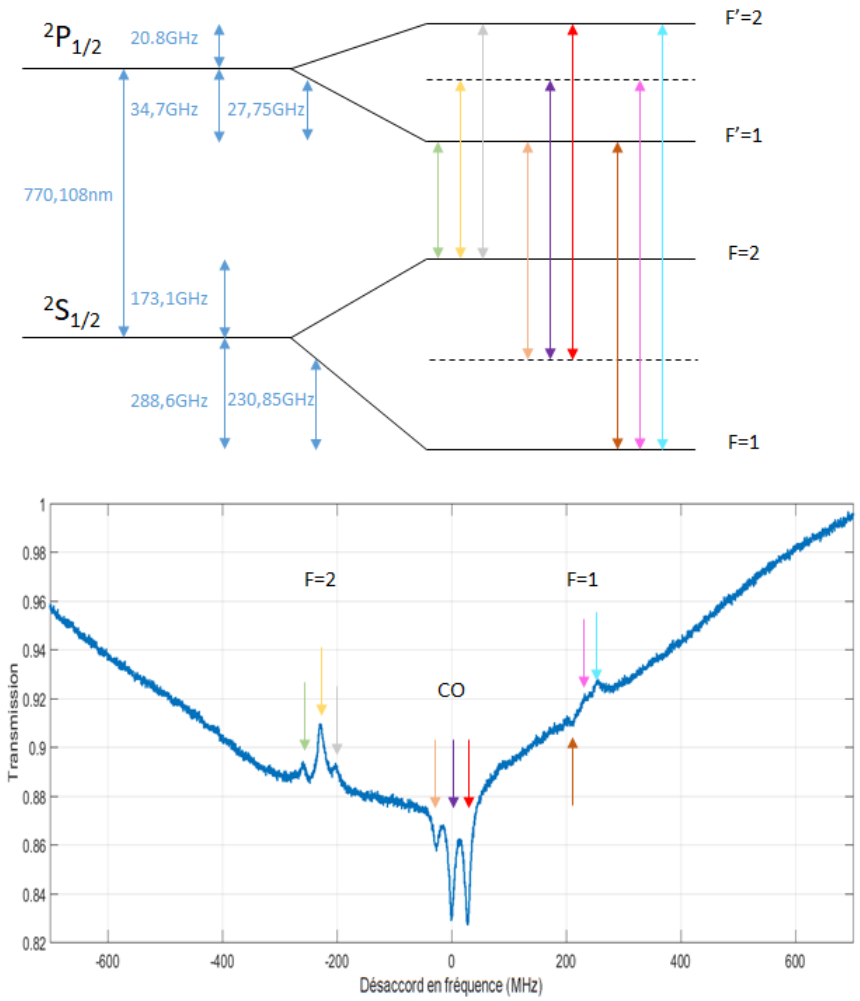


FIGURE 3.11 – Le schéma du haut représente la transition D1 du ^{39}K avec des flèches qui représentent l'ensemble des transitions hyperfines possibles. Le signal présenté en dessous est le signal de spectroscopie par absorption expérimental obtenu avec notre montage. Les différentes flèches ont le même code couleur que pour le schéma du dessus pour identifier au mieux les transitions résolues.

Ces deux asservissements nous assurent une stabilité en fréquence des lasers D1 et D2 pour les étapes de refroidissement laser. Pour les phases de refroidissement évaporatif, deux lasers supplémentaires sont nécessaires pour la

réalisation du piège optique dipolaire croisé.

3.2.3 Banc laser pour le piège dipolaire croisé

Pour le contrôle des interactions, un piège dipolaire croisé est indispensable. Pour cela, nous avons fait le choix de réaliser deux bras indépendants. Le premier bras du piège provient d'un système laser novateur conçu par Charbel Chefan. Ce premier bras est utilisé dans l'étape du piège hybride (étape présentée au chapitre 2). Le second bras est issu du laser ballaste non doublé du banc D1.

Bras du piège hybride

Le banc laser dédié au piégeage des atomes a été conçu par Charbel CHERFAN. L'idée était de développer une nouvelle architecture laser pour le piège dipolaire. Cette nouvelle architecture consiste en un contrôle de la puissance des deux faisceaux lasers à 1551 nm et à 1568 nm à basse puissance. Ces faisceaux lasers sont amplifiés à l'aide d'un EDFA. Le faisceau à 1551 nm est utilisé pour le piège dipolaire. Le faisceau à 1568 nm est utilisé comme ballaste. Son rôle est de veiller à ce que la puissance d'entrée de l'amplificateur soit toujours suffisante. En sortie de l'EDFA, les deux faisceaux sont séparés par le biais de miroirs dichroïques.

En pratique, les sources lasers sont des diodes fibrées APEX (AP 3350A). Le contrôle des faisceaux lasers en amont de l'amplificateur est réalisé avec des AOMs fibrés fonctionnant à 1550 nm. Ces AOMs sont alimentés par des chaînes RF constituées de VCO, switch RF, mixeur pour le contrôle de la puissance avec des tensions continues externes et d'un amplificateur RF. L'EDFA utilisé est le même que pour les bancs fibrés D1 et D2. Les miroirs dichroïques (Laser optik B-16449) placés en sortie de l'amplificateur sont traités pour transmettre le 1551 nm et réfléchir le 1568 nm. Le facteur d'extinction de ces miroirs est de l'ordre de 10^{-5}. Une fois les longueurs d'onde séparées, le faisceau à 1551nm est envoyé vers les atomes à l'aide d'une fibre standard Thorlabs. La puissance maximale disponible en sortie de fibre est de 5W. La puissance de ce banc est asservie avec une photodiode en espace libre. Le système d'asservissement rétroagi directement sur l'AOM 1551 nm en amont de l'EDFA.

Ce banc est celui que nous avons choisi pour réaliser le piège hybride.

Bras du piège croisé

Pour pouvoir faire un piège croisé, nous avons décidé d'exploiter la puissance non doublée en fréquence du ballaste du banc D1. Lorsque le système laser fibré du banc D1 est coupé, un laser ballaste prend le relais sur la puissance qui alimente l'EDFA. La puissance non doublée issue de l'EDFA est de 4 W. Après la diffraction du faisceau dans un AOM puis son injection dans

une fibre, 2,2 W sont disponibles en sortie de cette fibre. Le contrôle de la puissance de ce faisceau est fait en envoyant la fuite d'un miroir vers une photodiode en espace libre et en rétroagissant sur son AOM.

L'ensemble des systèmes lasers de l'expérience ont été décrits. L'objet de la prochaine partie est la description du système à vide dans lequel les atomes sont manipulés.

3.3 Système à vide

Les expériences de condensat de Bose-Einstein se passent dans des cellules où le vide est relativement poussé ($\sim 10^{-11}$ mbar). Pour cela, notre dispositif expérimental, donné à la figure 3.12, a été imaginé de façon à ce que la cellule où la sélection de l'isotope atomique et la cellule où les étapes menant à la condensation des atomes soient différentes. Ce découplage permet d'espérer un vide avoisinant les 10^{-11} mbar dans la chambre où le condensat est créé.

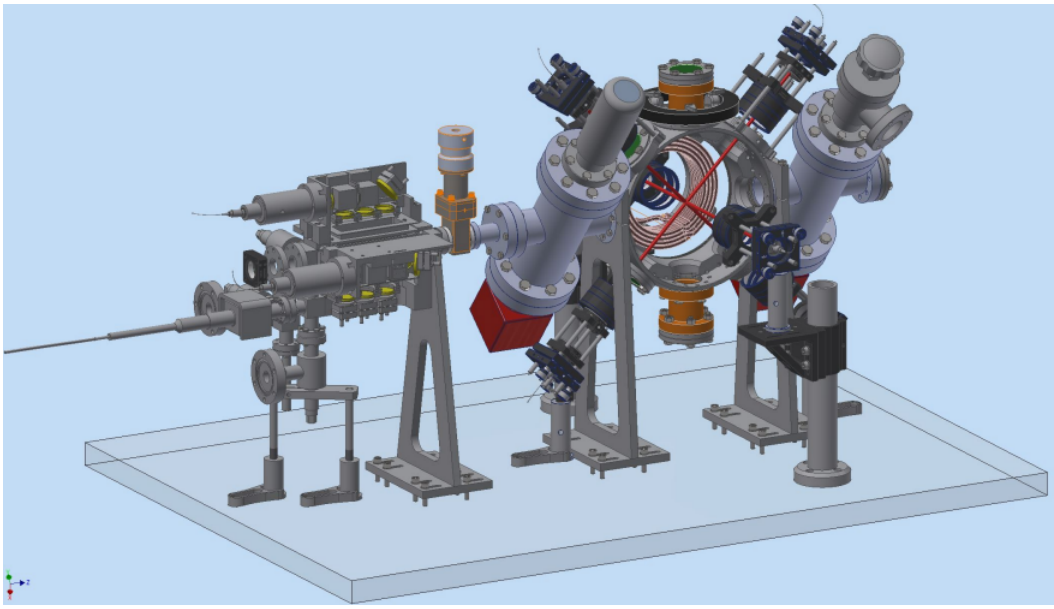


FIGURE 3.12 – Système à vide de l'expérience. La partie gauche correspond au MOT 2D, la partie droite à la chambre de science. Les deux systèmes sont réliés à l'aide d'un tube différentiel. Toutes les étapes du MOT 3D jusqu'au condensat sont réalisées dans la chambre de science.

Dans notre dispositif, la partie de gauche (nommée MOT 2D) permet de collecter des atomes et les refroidir pour en faire un jet qui alimente la partie de droite. La pression typique dans ce type de système est de l'ordre de 10^{-8} mbar. Au centre, un tube différentiel relie les deux chambres en assurant une pression différentielle entre les deux parties. La vanne F-GU-625-MDC en son centre permet d'isoler chacune des chambres en cas de problème de l'une ou

de l'autre. Enfin, à droite se trouve la chambre de science. C'est en son centre que l'expérience démarre avec la récupération des atomes issus du jet dans le MOT 3D. S'en suivent des étapes successives de refroidissement permettant l'obtention du condensat de Bose-Einstein.

La prospection d'utilisation des résonances de Feshbach a posé quelques contraintes concernant la conception de la chambre de science. Le choix a été pris d'assembler l'expérience avec de l'acier inoxydable 316L. Cet acier inoxydable possède des propriétés amagnétiques, et ce, quelque soit le champ magnétique appliqué. Cela permet d'éviter quelques désagréments comme des courants de Foucault induits lors de coupures brutales du champ magnétique ou l'aimantation de composantes lors de l'application de forts courants dans les bobines.

3.3.1 Description de la chambre de science

La structure octogonale de la chambre de science livre un confortable accès optique autour du nuage. Les six ouvertures du haut et du bas situées sur le flanc de l'expérience ont été refermées avec des hublots CF40 (VACOMVPCF40DUVQ-L-NM) faits de silice synthétique fondue d'une épaisseur de 3mm. La gamme de longueur d'onde sur laquelle ils transmettent la lumière est 250-2000nm pour une température d'utilisation allant jusqu'à 200°C. Les brides sont faites d'acier 316L et le supports de hublots en titane. Comme le montre la figure 3.12, les hublots diagonaux sont destinés aux faisceaux transverses du MOT 3D. Les hublots verticaux seront utilisés pour l'onde stationnaire pulsée verticale du rotateur frappé. La figure 3.12 est une coupe verticale de la chambre de science. De part et d'autre de cette cellule, des flanges CF150 contenant de larges fenêtres de même confection que les hublots CF40 mais diamètre de 87,7mm referment la cellule. Ces hublots ont été façonnés sur mesure pour permettre l'accueil de bobines en son sein de manière à avoir les atomes au plus près de celle-ci. Un traitement anti-reflet a été apporté à ces fenêtres de telle sorte qu'ils maximisent la transmission entre 700 et 850nm (Réflexion<1,3%) et entre 1500 et 1600nm (Réflexion<0,8%). Le grand diamètre des fenêtres confère un large accès optique qui permet l'utilisation des deux derniers faisceaux du MOT 3D, du pompage optique, des pièges dipolaires ainsi que des systèmes d'imagerie par absorption.

La chambre de science et le MOT 2D sont reliés par une croix CF40-CF60. Au sommet de la croix a été installé une jauge de pression et en bas de cette croix, une pompe NEXTorr D300-5 de vitesse de 300l/s a été montée. De l'autre côté de la chambre de science, une autre croix a été assemblée au système. Un pompe NEXTorr D500-5 de vitesse de 500l/s a été placée en bas de cette croix. Sur la partie haute, une vanne d'angle AV150M-MDC est reliée au port CF60. C'est au niveau de cette vanne que la pompe turbo-moléculaire a été connectée pour la mise sous vide du système. La dernière ouverture de la

croix CF40 est fermée par une bride avec un hublot identique à ceux installés sur le flanc de la chambre de science.

3.3.2 Maintenance

Le système à vide a été assemblé avant mon arrivée. Cependant, nous avons eu des problèmes avec le traitement anti-reflet des hublots. Le traitement de ces hublots s'était dégradé laissant un dépôt blanchâtre à leur surface. Ce dépôt réduisait de 50% la puissance transmise des faisceaux du MOT 3D. Au début de ma thèse, nous avons dû casser le vide, démonter les hublots défaillants et en remettre de nouveaux. Le remplacement de ces hublots a nécessité un nouvel étuvage de l'expérience. La chambre de science semble ne pas présenter de problème de vide ni de transmission optique depuis cette opération.

Le système à vide étant présenté, nous allons maintenant regarder le MOT 2D.

3.4 MOT 2D

L'objectif du MOT 2D est de délivrer un flux d'atomes pré-refroidit pour charger un MOT 3D dans une autre cellule à vide ayant une pression résiduelle extrêmement basse [82]. Le MOT 2D équipant notre expérience a été acheté au laboratoire du SYRTE de l'observatoire de Paris. Le MOT 2D du SYRTE a été développé pour des expériences de Rubidium et de Césium. Nous sommes les premiers à tester ce système pour le Potassium.

3.4.1 Système à vide

Expérimentalement, ce système se présente comme sur la figure 3.13. Il peut être découpé en trois parties : La zone de pompage, la zone de refroidissement et la zone de sortie de jet.

La zone de pompage est située sous le MOT 2D. Elle est composée d'une réserve d'alcalin dans lequel est entreposée une ampoule de Potassium. Une vanne CF16 sépare la réserve du MOT 2D pour permettre un remplacement de l'ampoule d'alcalin si nécessaire. Cette vanne permet aussi le contrôle de la vapeur allant vers le MOT 2D. Le système est équipé d'une pompe ionique de 2 L/s qui permet de maintenir un vide de l'ordre de 10^{-9} mbar. Une vanne CF16 à clapet métallique a été installée en bas du système pour pouvoir assurer un pré-pompage avec une pompe turbo-moléculaire ou une remise sous azote en cas de maintenance.

La zone de refroidissement est la partie rectangulaire du système. Elle contient

quatre hublots rectangulaires de 90 mm×25 mm×5 mm et un hublot circulaire de 25 mm de diamètre. Les hublots sont "collés" avec des joints en indium pur à 99.99%. L'indium est généralement utilisé avec les alcalins car il réagit peu avec ceux ci [67]. Le point de fusion de l'indium est de 156,6°C. Cette basse température de fusion empêche l'étuvage du système à haute température. Une température d'utilisation de 120°C maximum est recommandée pour ne pas engendrer une fuite irréversible sur le montage.

La zone de sortie de jet commence à la toute fin du MOT 2D à l'opposé du hublot circulaire. Le tube relié au MOT 2D contient une pièce de graphite avec un trou débouchant de 1,5 mm de diamètre. C'est par cette ouverture que le jet atomique sort du MOT 2D. Ce trou de pompage différentiel garantit une pression différentielle d'un facteur allant jusqu'à 1000 entre le MOT 2D et la chambre de science. Les pressions auxquelles nous travaillons sont aux alentours de 10^{-9} mbar pour le MOT 2D et 10^{-11} mbar pour la chambre de science.

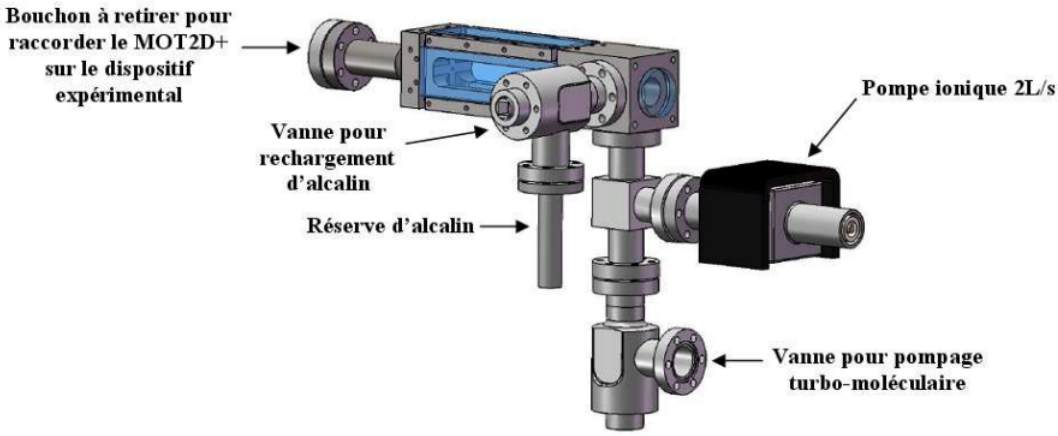


FIGURE 3.13 – Illustration du système à vide du MOT 2D. Cette figure provient du manuel d'utilisation fourni avec le MOT 2D.

Système magnéto-optique

La zone de refroidissement du MOT 2D est éclairée par trois collimateurs optiques :

— Deux collimateurs elliptiques génèrent des faisceaux de refroidissement transverses.
— Un collimateur génère un faisceau qui va pousser les atomes vers la zone de sortie du jet.

Les deux faisceaux transverses provenants des collimateurs elliptiques sont séparés en trois à l'aide de lames demi ondes et de cubes polariseurs. La polarisation de chacun des faisceaux est réglée avec des lames quart d'onde. Après avoir traversé la cellule, les faisceaux passent à nouveau au travers de lame quart d'onde et sont ensuite rétro-réfléchis par des miroirs. Le trajet de

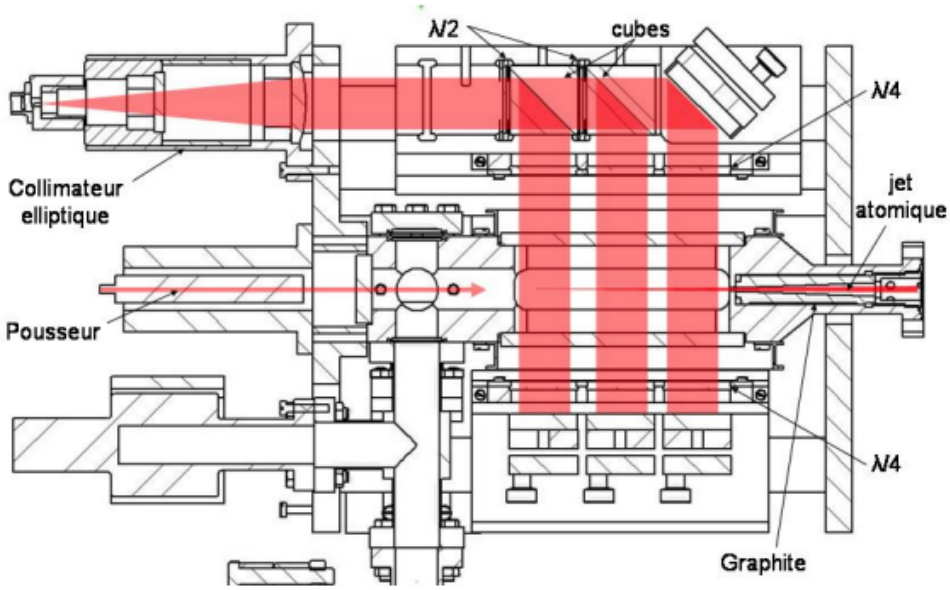


FIGURE 3.14 – Vu en coupe du MOT 2D. Cette illustration est issue de la thèse de P. Cheinet, thèse sur laquelle la fabrication du MOT 2D est basée : [83].

ces faisceaux est représenté sur la vue en coupe du MOT 2D à la figure 3.14.

Le gradient de champ est généré par deux paires de bobines de 100 tours chacunes. Elles ont une forme rectangulaire, sont disposées sur chaque face du MOT 2D de la zone de refroidissement et sont alimentées en configuration anti-Helmholtz. Le simple fait de faire passer un courant dans les bobines chauffe localement les hublots à une quarantaine de degrés ce qui empêche le Potassium de se coller sur ceux ci.

La combinaison des faisceaux transverses et du gradient de champ forme un piège à deux dimensions dans lequel les atomes sont refroidis. Un faisceau vient, dans un sens de la troisième direction, pousser une partie du nuage vers la zone de sortie du jet générant ainsi un faisceau d'atomes.

Concernant le potassium du MOT 2D, celui-ci provient d'une ampoule de 1 g de potassium à l'état naturel qui contient donc les trois isotopes du K avec leurs abondances : ^{39}K (93,26%), ^{40}K (0,01%) et ^{41}K (6,73%). Le choix des fréquences du laser du MOT 2D permet de sélectionner l'isotope bosonique avec lequel nous souhaitons travailler. L'utilisation du ^{40}K nécessite un échantillon enrichi du fait de sa faible abondance à l'état naturel.

3.4.2 Migration du potassium

Lorsque le système est sous vide et qu'il est raccordé à la chambre de science, le Potassium situé dans la réserve d'alcalin (figure 3.13) peut être transféré vers le MOT 2D. La migration du Potassium a été faite en chauffant

l'ampoule de Potassium à 80 °C et en gardant un gradient de température entre la réserve et le MOT 2D (le MOT 2D étant le point froid du système $\sim$ 40 °C). Un contrôle de la quantité de Potassium a été fait en mesurant un signal d'absorption d'un faisceau laser balayé en fréquence autour de la transition D2. Ce signal détécté sur une photodiode nous a permis de suivre l'évolution de la migration dans le MOT 2D.

3.4.3 Maintenance

A la fin de ma deuxième année, quelques mois après l'obtention du premier condensat, des difficultés à atteindre la condensation se sont ressenties. Les pressions du MOT 2D et de la chambre de science ont progressivement augmenté de semaines en semaines. Une recherche du problème a mis en évidence un défaut d'étanchéité du MOT 2D. Le hublot d'une face latérale du MOT 2D s'était fissuré (figure 3.15).

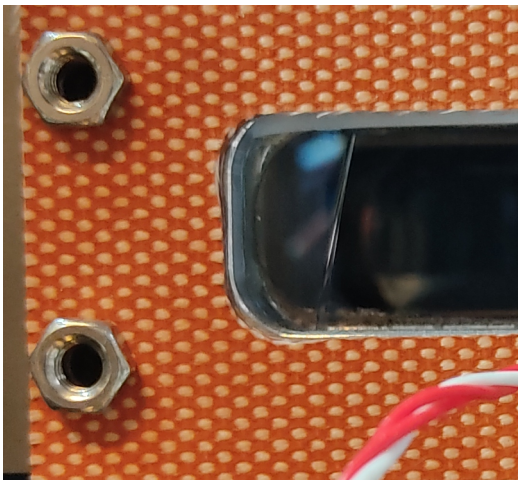


FIGURE 3.15 – Photographie de la fissure du hublot latéral du MOT 2D

Après des échanges avec le laboratoire du SYRTE, nous avons dû leur renvoyer le MOT 2D pour un remplacement de hublot. L'origine de cette fissure est inconnue, un défaut de fabrication du hublot pourrait en être la cause. Les derniers modèles de MOT 2D du SYRTE ont changé par rapport au notre. Les pompes ioniques 2 l/s de chez Varian ont été remplacées par de plus grosses pompes car leur efficacité dans le temps diminuait à cause de leur dimensionnement. Nous avons donc profité de cette opération pour remplacer la pompe ionique 2 l/s par une pompe 20 l/s VacIon Plus 20 Pump de chez Agilent (figure 3.16). Après cette intervention, les pressions du MOT 2D étaient de 9×10^{-10} mbar et quelques 10^{-11} mbar pour la chambre de science. A la suite de quelques optimisations et réalignements, le nombre d'atomes obtenu dans les différentes étapes de l'expérience, notamment le BEC, était bien plus important que ce que nous avions pu voir auparavant. Ceci laisse à penser que nous trainions peut être le problème depuis quelques temps avant l'obtention du BEC.

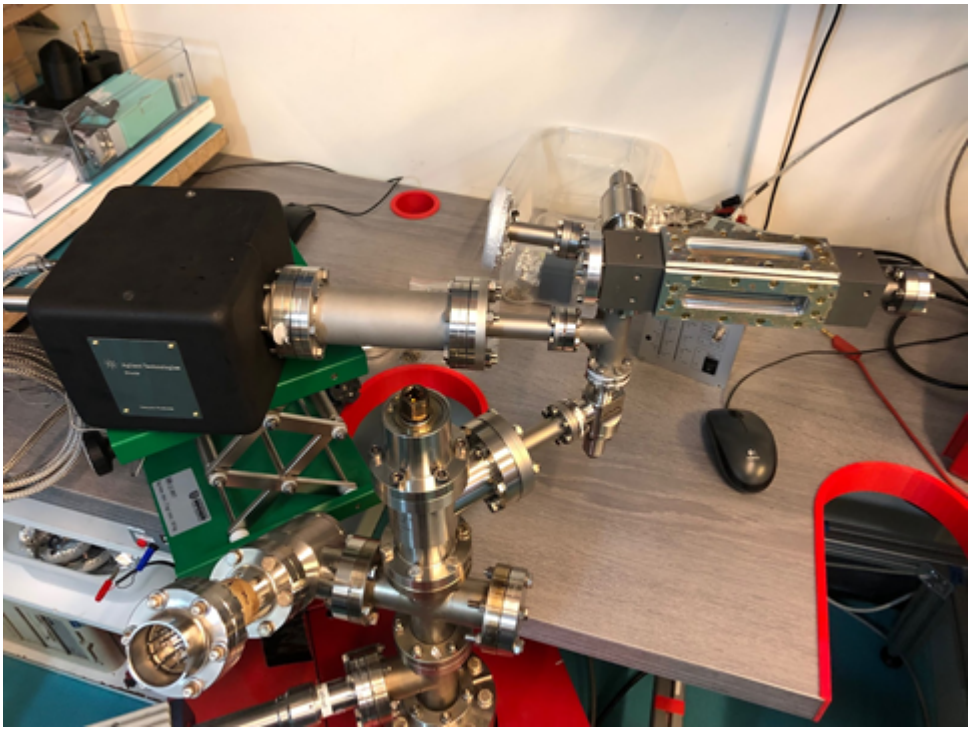


FIGURE 3.16 – MOT 2D avec la nouvelle pompe 20 l/s sur un banc de pompage turbo-moléculaire

La prochaine partie est consacrée à la description des bobines utilisées dans l'expérience.

3.5 Champs magnétiques

L'utilisation de champs magnétiques dans les expériences d'atomes ultra-froids est primordiale. Ceux-ci permettent de piéger les atomes, lever la dégénérescence des états hyperfins des atomes voir même de contrôler leur longueur de diffusion .

Des champs magnétiques ainsi que des gradients de champ magnétique doivent être réalisés en fonction des applications. Pour répondre à ces attentes, un ensemble de bobines a été implémenté au fur et à mesure de nos besoins sur l'expérience. Je vais détailler ici, le rôle et les caractéristiques des bobines que nous avons installé.

3.5.1 Bobines principales

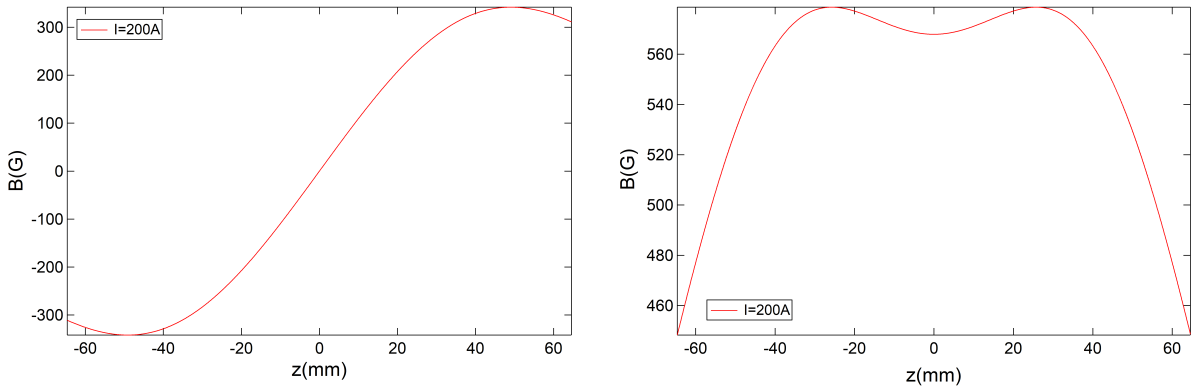
Le rôle de ces bobines est multiple. Elles doivent être capables de générer un gradient de champ faible pour le MOT 3D, un gradient de champ fort pour le piège magnétique et pouvoir dépasser aisément les 402,4G correspondant au centre de la résonance de Feshbach du ^{39}K. Les valeurs des champs envisagées étant importantes, un refroidissement des bobines doit

être assuré. Pour ce qui est des contraintes dimensionnelles, elles doivent entrer au sein de la chambre de science qui a été prévue à cet effet sans obstruer l'accès optique.

Basé sur ces contraintes physiques et dimensionnelles, les bobines ont été fabriquées sur mesure par la société Allemande Oswald. Elles possèdent chacunes 24 spires, réparties en 4 spires de haut par 6 de profondeur. La section des fils est de 5×5 mm^2 présentant un trou de 3 mm de diamètre en son centre pour pouvoir faire circuler de l'eau et assurer leur refroidissement. Elles sont installées de chaque côté de la chambre de science dans les flanges CF150.

Le refroidissement en température des bobines est assuré par un refroidisseur EURODIFROID fonctionnant en circuit fermé avec de l'eau déminéralisée. La température de consigne pour l'asservissement est de 30°C.

L'alimentation en courant est assurée par un générateur Agilent N7970 A capable de fournir jusqu'à 200 A pour une tension comprise entre 0 et 9 V soit un générateur de 1800 W. Un courant de 200 A permet d'atteindre un grandient de champ de 115 G/cm en configuration quadrupolaire (figure 3.17 (A)) et un champ de 580 G au centre des deux bobines en configuration dipolaire (figure 3.17 (B)). Le contrôle de l'alimentation est fait via Matlab.



(A) Configuration quadrupolaire (B) Configuration dipolaire

FIGURE 3.17 – Simulation du champ généré par les bobines Oswald ayant un courant de 200A qui les parcours.

Un boîtier de contrôle a été développé au laboratoire pour pouvoir couper rapidement le champ et inverser le courant dans l'une des deux bobines. Un schéma de ce montage est présenté à la figure 3.18. Les bobines rouges représentent les bobines principales tandis que les bleues représentent les bobines ballastes. Les bobines ballastes sont des bobines identiques en tous points aux bobines principales. Le fonctionnement de ce boîtier est le suivant :

— Pour la coupure du champ, il faut agir sur les transistors de puissance (IGBT pour insulated-gate bipolar transistor en anglais). Si l'un est fermé, l'autre est ouvert et inversement. Le temps de réaction des IGBT est très rapide, l'ouverture ou la fermeture de ces transistors est

contrôlée par un circuit TTL externe. Le courant circulant dans les bobines principales est alors coupé en quelques µs. Des diodes de roue libre et des résistances ont été installées en tête bêche sur les bobines pour éviter les surtensions.

— La seconde fonction de cette boîte est de pouvoir inverser le courant dans une des bobines principales à l'aide d'un pont en H. Cette inversion permet le passage d'un configuration quadrupolaire à dipolaire. Cette dernière configuration est indispensable pour les résonances de Feshbach.

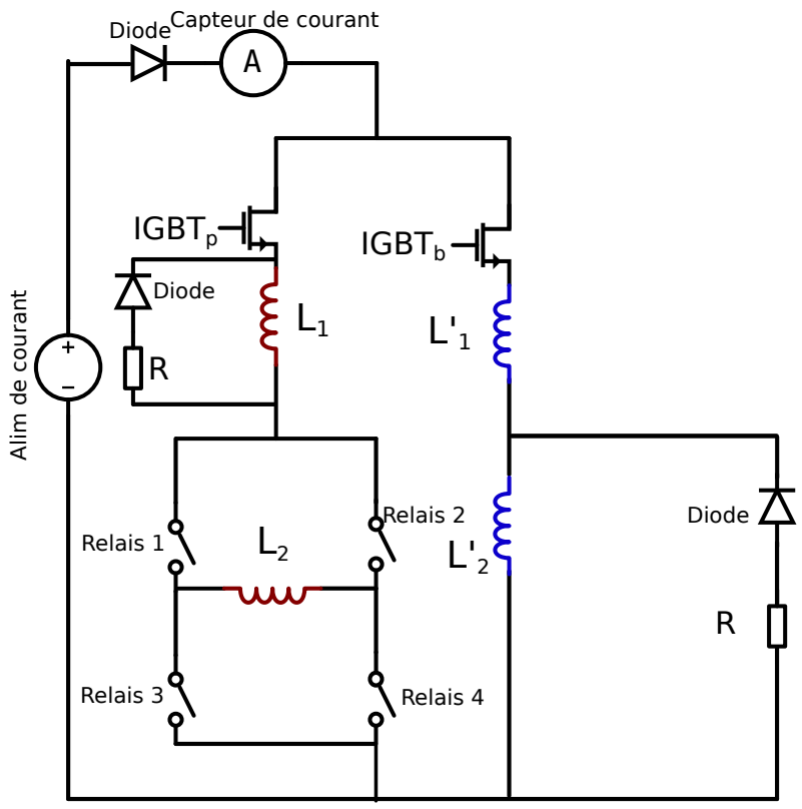


FIGURE 3.18 – Circuit de coupure et d'inversion de courant des bobines principales

Les bobines principales interviennent dans les étapes du MOT 3D, CMOT, piège magnétique, piège hybride et contrôle des interactions. Du CMOT au piège magnétique, nous avons besoin de passer d'un gradient à un champ magnétique constant puis revenir à un gradient en une quinzaine de ms. Afin d'éviter la bascule répétée des relais de la bobine principale, j'ai fabriqué une paire de bobines en configuration dipole pour assurer l'étape de pompage optique.

3.5.2 Bobines de pompage optique

Durant la phase de pompage optique, un champ magnétique constant est nécessaire séparer les sous-états Zeeman des atomes. J'ai donc réalisé ces bobines dans le but de générer des faibles champs magnétiques constants. Elles ont 15 spires chacune et un diamètre de 20,5 cm permettant d'entourer le flange CF150. L'alimentation de courant utilisée pour ces bobines est Agilent N5745A. La première version du boîtier de coupure des bobines principales est installée entre l'alimentation et les bobines. Ce boîtier permet un allumage et une extinction rapide du champ ($\sim$µs), ce qui nous évite de faire ces actions avec l'alimentation de courant. Le champ avec lequel nous travaillons pour le pompage optique est de 2,3 G (cela correspond à un courant de 1,89 A).

3.5.3 Bobines axe vertical

Une paire de bobines a été ajouté sur les flanges CF40 verticales. Ces bobines en configuration Helmholtz permettent de décaler le zéro de champ des bobines principales en configuration quadrupolaire. L'intérêt de cette action est de pouvoir effectuer l'expérience de Stern et Gerlach et donc d'identifier dans quel(s) sous-état(s) se trouve(nt) nos atomes. Une alimentation maison utilisée sur l'ancienne expérience de Césium et équipée d'un système de coupure interne génère un courant de 5 A dans ces bobines.

3.5.4 Bobines de compensation

Pour terminer, des bobines de compensation ont été installées autour de la chambre de science. Ces bobines permettent de compenser le champ magnétique terrestre. Un réglage fin des valeurs de courant a été fait pour minimiser la température finale de la mélasse grise. En effet, l'étape de mélasse grise doit être faite à champ nul. La température finale de la mélasse dépend du champ résiduel présent au niveau des atomes. La valeur de courant de ces bobines est : $\mathrm{I}_x = 0,190\mathrm{A}$, $\mathrm{I}_y = 0,025\mathrm{A}$ et $\mathrm{I}_z = 0,450\mathrm{A}$.

Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de décrire le dispositif expérimental. Les systèmes lasers permettant de générer les fréquences de refroidissement et de repompage D1 et D2 ont été présentés et ont donné lieu à une publication [79]. Ces nouveaux systèmes basés sur des technologies télécom ont pour avantage de produire des faisceaux mono et bichromatiques avec de bonnes puissances et qualités de faisceaux. Le système à vide a ensuite été détaillé. Bien que je n'ai pas participé à l'assemblage de ce dernier, j'ai été amené durant ma thèse à démonter et à réparer l'intégralité du système à vide. Ce système possède deux chambres. La première chambre constitue le MOT 2D, un dispositif permettant de générer un faisceau d'atomes lents et pré-refroidit transversalement envoyé vers la chambre de science. La seconde est la chambre de science avec un vide plus poussé (ultra vide, $\sim$2

$\times 10^{-11}$ mbar) où les étapes menant au condensat de Bose-Einstein ainsi que l'expérience du rotateur frappé sont entreprises. Nous avons vu dans la partie qui a suivi les différentes bobines qui constituent l'expérience ainsi que leur rôle.

Dans le chapitre suivant, je vais conclure la description du dispositif expérimental menant au condensat en présentant le système d'imagerie que j'ai construit pendant ma thèse. Ce dispositif permettra de caractériser précisement les nuages d'atomes pendant les différentes étapes du cycle expérimental.

Chapitre 4

Système d'imagerie

Comme dans toute expérience scientifique, un moyen de pouvoir extraire des informations sur notre système est nécessaire. Dans la plupart des expériences d'atomes froids, ce sont des techniques basées sur l'optique qui permettent d'avoir accès aux informations du système. Ces techniques permettent d'extraire des informations quatitatives sur les paramètres du nuage comme sa taille, le nombre d'atomes qui le compose, sa densité et sa température. La technique que nous avons mis en place pour accéder à ces paramètres est l'imagerie par absorption.

Dans un premier temps, nous allons rappeler les principes de l'imagerie par absorption. Ensuite, les simulations numériques permettant de prédire les performances de notre système d'imagerie seront détaillées. Enfin, la réalisation expérimentale de ce système d'imagerie ainsi que son implémentation sur l'expérience seront présentées.

4.1 Imagerie par absorption dans les expériences d'atomes froids

4.1.1 Imagerie par absorption

L'imagerie par absorption consiste à envoyer sur un nuage d'atomes froids un faisceau laser proche de résonance et large devant la taille du nuage. Le nuage va absorber les photons issus du faisceau formant ainsi une ombre qui sera imagée sur une caméra CCD.

Pour modéliser ce problème, considérons un faisceau laser se propageant suivant l'axe z passant au travers d'un nuage atomique de densité n(x,y,z). La section efficace d'absorption par atome d'un photon à résonance est $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$. En tenant compte des effets de saturation de la transition atomique et du désaccord laser par rapport à la transition atomique Δ_L, la section efficace d'absorption est $\sigma(x,y,z) = \frac{\sigma_0}{1+(2\frac{\Delta}{\Gamma})^2+\frac{I(x,y,z)}{I_{sat}}}$. Le volume efficace d'absorption

sur une longueur dz sera alors donné par σdz. La variation d'intensité lumineuse du laser passant au travers de ce nuage est donc :

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma n(x,y,z)I(x,y,z) \tag{4.1}$$

Bien qu'il soit possible de faire de l'imagerie par absorption dans un régime de forte saturation ($I \gg I_{sat}$) [84], nous avons privilégié le régime où l'intensité est faible devant l'intensité de saturation de la transition. Ce régime nécessite beaucoup moins de puissance et est donc plus facilement réalisable expérimentalement.

Dans ce régime, σ devient $\sigma_1 = \frac{\sigma_0}{1+(2\frac{\Delta}{\Gamma})^2}$. On peut donc remplacer σ par σ_1 dans l'équation 4.1. Le calcul de l'intégrale suivant z de l'équation résultante abouti à la loi de Beer-Lambert :

$$ln(\frac{I_1}{I_0}) = -\sigma_1 n(x,y) \tag{4.2}$$

avec I_1 l'intensité du faisceau après passage par la nuage, I_0 l'intensité du faisceau incident et n(x,y) la densité colonne d'atomes.

De cette loi peut être introduit la densité optique :

$$OD = \sigma_1 n(x,y) \tag{4.3}$$

La loi de Beer-Lambert nous permet de remonter au nombre d'atomes contenu dans le nuage :

$$N = \iiint n(x,y,z)dxdydz = \frac{1}{\sigma_1}\iint ODdxdy \tag{4.4}$$

Nous sommes aussi capables de mesurer la température du nuage en effectuant une mesure en temps de vol (TOF).

4.1.2 Mesure par temps de vol

Lorsque le piège qui contient un nuage d'atomes froids est enlevé, deux choses se produisent. Tout d'abord, à cause de la gravité terrestre, le nuage va chuter verticalement. Dans le même temps, du fait du relâchement du piège, le nuage va se mettre à gonfler. En effet, la distribution de vitesse des atomes dans le nuage est gaussienne. Le relâchement du piège va faire que chaque atome partira avec une vitesse et une direction propre à son vecteur vitesse. Si l'on prend des images à différents temps de chute, nous mesurons la distribution en position r des atomes à chacun de ces instants. Connaissant le temps et la distribution en position des atomes à ces différents instants, nous

pouvons donc remonter à leur distribution de vitesse et donc à leur température.

La densité de probabilité de vitesse d'un nuage d'atomes froids est bien décrit par la distribution de Maxwell-Boltzman :

$$g(\vec{v}) \propto e^{-\frac{mv^2}{2k_BT}} \tag{4.5}$$

avec m la masse des atomes, k_B la constante de Boltzman, T la température du nuage.

En assumant que notre nuage à l'état initial du relâchement est ponctuel et n'a pas de vitesse initiale, nous pouvons relier facilement la vitesse des atomes avec leur déplacement et leur temps de vol : $v = \frac{r}{t}$. De l'équation 4.5, nous en déduisons la distribution en position à un instant t :

$$g(r) \propto e^{-\frac{mr^2}{2k_BTt^2}} \tag{4.6}$$

Expérimentalement, nous avons accès à cette distribution à différents instants. Le nuage étant à l'équilibre thermodynamique, la distribution de vitesse est isotrope. Nous pouvons donc regarder son évolution sur une direction en fonction du temps. Cette fonction peut être écrite simplement de la manière suivante :

$$f(x) \propto e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \tag{4.7}$$

Nous pouvons identifier $\sigma_x^2(t) = \frac{k_BTt^2}{m}$. A t=0 s, la distribution du nuage n'est pas nulle donc $\sigma_x(t=0) = \sigma_0$. La taille du nuage varie alors comme :

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_BTt^2}{m}} \tag{4.8}$$

En relevant à différents temps la taille du nuage et en traçant $\sigma_x^2(t)$, on peut extraire la température du nuage en faisant une régression linéaire de la droite obtenue.

L'imagerie par absorption d'un nuage d'atomes froids nous permet de connaître à la fois la température et le nombre d'atomes. Je vous propose désormais de regarder le choix que nous avons fait pour réaliser ce système d'imagerie par absorption.

4.2 Simulations numériques

4.2.1 Objectifs

Pour savoir vers quel type de système nous orienter, il est important de savoir ce que nous souhaitons imager et de quelle manière. Nous allons donc

lister l'ensemble des contraintes liées aux objets à imager pour construire notre système :

— Taille du capteur CCD de la caméra : 8,64mm(H)*6,60mm(V)
— Objets à imager : MOT (ordre de grandeur de la taille : dizaine de mm) ; BEC (ordre de grandeur de la taille : centaine de µm)
— Objets à imager après obtention du condensat : BEC/MOT frappé ($\pm 30 \times 2v_r$ avec 10 ms de TOF [1] : $\sim$ 14,4 mm)
— Les TOF pour le MOT de Potassium 41 sont assez courts du fait de leur température relativement haute ($\sim$ 4 mK). Les TOF typiques sont de $\sim$ 5 ms soit une distance de chute de 122 µm pour une taille du nuage inférieure à 20 mm.
— Des TOFs pour les BECs peuvent demander plus de temps si l'on souhaite s'assurer que la fraction thermique du nuage est minime. Des TOF de 30 ms sont suffisants pour distinguer la phase condensée et la phase thermique. Ce qui correspond à une chute de 4,4 mm. L'étalement du nuage reste relativement faible au cours de sa chute, on peut donc ne considérer que la distance de chute comme contrainte.

Au vu des différences de taille des deux nuages, il a semblé plus judicieux de construire deux systèmes d'imagerie. L'assemblage de deux lentilles permet de jouer sur le grandissement M du système. Le choix qui a été fait a été de réduire la taille de l'image relative au MOT $\mid M \mid < 1$ et de ne pas modifier la taille de l'image relative au BEC $\mid M \mid = 1$.

A cela, s'ajoute les contraintes physiques de l'expérience :

— Le choix de la distance focale de la première lentille est essentiel pour ne pas occuper trop d'espace autour de la cellule. Une faible distance focale offrira à notre système d'imagerie une grande ouverture numérique mais réduira l'accès optique autour du nuage. Une grande distance focale réduira l'ouverture numérique mais permettra d'avoir un plus grand accès optique.
— La longueur totale du dispositif doit être inférieure à 70cm pour que le système soit contenu sur la table.

Dans notre cas, une grande ouverture numérique de notre système n'est pas nécessaire, nous avons fait le choix d'avoir un plus grand accès optique vers le nuage. Pour le système MOT, nous avons choisi deux doublets achromatiques de 250 mm et 75 mm, soit une longueur totale de 650 mm pour un grandissement M de -0,3. Pour le système BEC, nous avons choisi deux doublets achromatiques de 200 mm, soit une longueur totale de 800 mm pour un grandissement M de -1. La contrainte de longueur n'ayant pu être respectée, nous avons coudé le système pour satisfaire une longueur "droite" de 700 mm.

1. L'échelle des distributions en impulsion du rotateur frappé est calculée en unités de deux impulsions de recul. Dans les études expérimentales du rotateur frappé, les distributions en impulsion sont généralement contenues dans l'interval $\pm 30 \times 2\hbar k_l$, c'est donc $\pm 30 \times 2v_r$ qui a été prise pour estimer la taille des objets frappés.

Lorsque les systèmes optiques ont de grandes ouvertures, ceux-ci peuvent présenter des aberrations. Il est important de savoir si elles sont susceptibles de nous perturber lors de l'imagerie de notre objet et comment les limiter.

4.2.2 Rappels théoriques sur les aberrations optiques

L'optique géométrique, dans le cadre de l'approximation paraxiale, permet de décrire le trajet de rayons lumineux ayant des angles d'incidence θ faibles par rapport à l'axe optique. En prenant des angles d'incidence plus grands, on se rapproche de systèmes optiques réels. Cela fait apparaître des aberrations dans les systèmes optiques. Gauss et Abbe ont été les premiers à étudier théoriquement ces aberrations. Pour l'étude de notre système, les aberrations chromatiques ne seront pas prises en considération car notre système d'imagerie est monochromatique. Seules les aberrations géométriques seront étudiées.

Approximation du troisième ordre

Pour l'étude de la formation d'image d'un système optique dans l'approximation paraxiale, on considère que $\sin(\theta) \approx \theta$. Or, cette approximation n'est valable que pour des angles inférieurs à 15°. Au delà, il faudra prendre un terme d'ordre supérieur pour l'approximation de $\sin(\theta)$ [85].

Le développement en série de la fonction $\sin(\theta)$ est :

$$\sin(\theta) = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - ... \tag{4.9}$$

En prenant $\sin(\theta) = \theta - \frac{\theta^3}{3!}$, la validité de cette nouvelle approximation s'étend jusqu'à 40°. Appelée approximation du troisième ordre, elle nous permet d'étudier de manière plus réaliste l'image formée par un système optique quelconque. L'ouverture du système optique entraîne des conséquences sur la formation des images. Les cinq aberrations observées sont :

- L'aberration sphérique : Disparition du foyer image. Un plan focal image existe pour chaque couple de rayons symétriques par rapport à l'axe optique. Cette aberration est observée sur des systèmes ayant de grandes ouvertures.
- La coma : L'image d'un point source ponctuel situé à une faible distance de l'axe optique a une forme de comète. Cette aberration est aussi observée sur des systèmes ayant de grandes ouvertures.
- L'astigmatisme : L'image générée par un système optique de faible ouverture d'un objet éloigné de l'axe optique présente deux foyers, un sagital et un tangentiel.
- La courbure de champ "Petzvalien" : L'image d'un objet plan se forme sur une surface courbe.
- La distortion : L'image d'un objet est déformée par le système optique.

La conception d'un système optique sur un logiciel spécialisé permet de quantifier les aberrations induites et d'orienter le choix des éléments optiques nécessaire à la construction de ce système.

4.2.3 Simulation numériques des deux systèmes optiques

Le logiciel utilisé pour la simulation des systèmes optiques est Oslo. La version éducative restreint l'utilisation à un système composé de dix surfaces optiques. Six surfaces sont nécessaires pour un système de deux doublets achromatiques donc nous n'avons pas rencontré de problème.

Généralités sur la simulation de systèmes optiques avec OSLO

Avec le logiciel OSLO, différents outils sont mis à disposition pour évaluer les performances de notre système :

— Ray Intercept Curves (RIC) : Cet outil permet de déduire à partir de la forme de la courbe si le système induit des aberrations sphériques (courbe en forme de S), coma (courbe en forme de "U") ou une combinaison des deux (voir figure 4.1). Dans la "RIC analysis", l'astigmatisme, la distortion ainsi qu'une version plus quantitative de l'aberration sphérique sont aussi présentées.

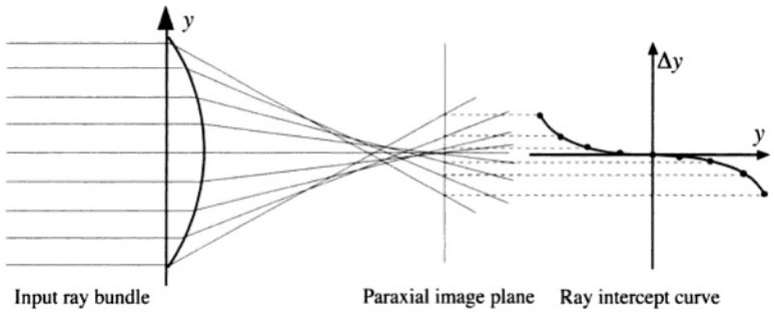


FIGURE 4.1 – La courbe d'interception des rayons (RIC) représente la différence entre la position des rayons et la position du rayon croisant l'axe optique dans le plan d'image paraxiale en fonction de la position initiale du rayon arrivant sur la lentille. Image provenant du livre :"Diffractive Optics : Design, Fabrication, and Test" [86]

— Optical Path Difference (OPD) : Cet outil compare le front d'onde issu du système par rapport à un système "idéal" donc n'ayant pas traversé le système. Pour des valeurs inférieures à $\frac{\lambda}{4}$ de l'écart RMS entre un front d'onde idéal et un front d'onde réel, on peut considérer que le système est limité par la diffraction. Ce critère est connu sous le nom de critère de Rayleigh.

— Modulation transfer function (MTF) : Cet outil permet d'analyser le constraste du système en fonction de la fréquence spatiale d'un objet. La limite de résolution du système est donnée par la fréquence de coupure du système (fréquence pour laquelle le contraste s'annule).

Système d'imagerie du MOT

Pour le système MOT, deux doublets achromatiques de distance focale de 250 mm et 75 mm ont été choisis. Les doublets achromatiques sont connus pour réduire les aberrations chromatiques et sphériques par rapport à des lentilles plano-convexes. Les aberrations chromatiques ne nous concernent pas. En revanche, pour m'assurer du gain sur les aberrations sphériques, j'ai simulé un simple système de deux doublets achromatiques (AC508-250-B et AC508-075-B) et l'ai comparé à un système composé de deux lentilles plano-convexes (LA1301-B et LA1145-B). Le résultat de cette brève étude montre une diminution des aberrations sphériques avec un système composé de doublets (voir annexe A).

Pour effectuer la simulation du système MOT, l'ensemble des caractéristiques (distances focales, rayons de courbure, épaisseurs, matériaux) des doublets achromatiques nécessaires à la confection des lentilles ont été trouvés sur le site Thorlabs. La simulation de ce genre de système passe par différentes étapes. Tout d'abord, les faces bombées des doublets (plus petit rayon de courbure) doivent être orientées l'une vers l'autre. Cela permet de minimiser les aberrations sphériques et la distortion. Ensuite, il faut garder à l'esprit que la coma et l'aberration sphérique sont observées pour des systèmes ayant de grandes ouvertures. Un compromis entre ouverture et aberrations acceptables devra alors être trouvé. Pour avoir un maximum de liberté, des lentilles de 50,8 mm de diamètre sont utilisées pour l'étude. Numériquement comme expérimentalement, l'ouverture pourra être prise jusqu'à 50,8 mm de diamètre. Lorsque les différents éléments du système sont disposés sur le logiciel, nous optimisons la focalisation de l'image en utilisant l'option d'autofocalisation qui minimise la différence de marche pour la lumière monochromatique. Une représentation du système est donné à la figure 4.2 en bas à droite.

L'outil d'analyse RIC, donné figure 4.2, permet d'avoir une vision globale des différentes aberrations du système. Le système est analysé pour une ouverture de 25,4 mm. L'objet choisi est de petite taille (10^{-11} m). Le premier encadré à gauche représente le RIC présenté à la figure 4.1 pour des rayons issus du sommet de l'objet (premier graphe en haut), pour des rayons issus du milieu l'objet et pour finir, des rayons partant de l'axe. La forme en S de la RIC laisse présager une aberration sphérique du système. Comme le montre l'encadré "Astigmatism" de la figure 4.2, le système optique ne semble pas présenter d'astigmatisme. Les plans sagitaux et tangentiels sont au même endroit quelque soit l'ouverture du système. L'aberration sphérique est quant à elle importante. La distance entre le foyer des rayons paraxiaux et le foyer des rayons les plus extrêmes est proche de 2 mm. Enfin la distortion peut être considérée comme négligeable.

L'OPD figure 4.3, nous montre que notre système n'est pas limité par la diffraction mais par les aberrations. En effet, l'ordonnée est en unité de lambda. Le front d'onde est déformé de plus de 4λ. La valeur RMS de l'OPD calculée

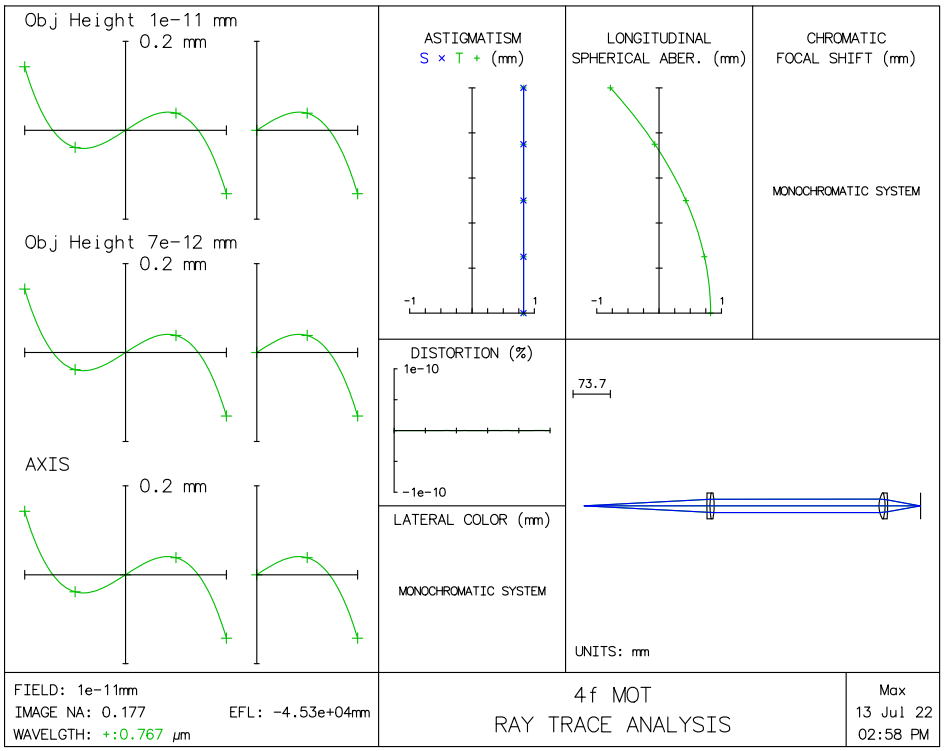


FIGURE 4.2 – Outil d'analyse RIC du système d'imagerie du MOT. L'encadré à gauche représente les courbes d'interception des rayons pour des objets de différentes tailles. Les courbes d'astigmatisme et d'aberration sphérique longitudinale (deux cadres du haut) ont pour abscisse l'aberration sphérique longitudinale (distance entre le plan focal image et l'interception des rayons avec l'axe optique) et pour ordonnée l'ouverture du système.

par le logiciel est 1,35 λ. Nous sommes loin du critère de Rayleigh.

Pour terminer, l'étude de la MTF (figure 4.5) montre une fonction de transfert de modulation très affectée par les aberrations. On peut voir comment est la courbe idéale, c'est à dire dénuée d'aberrations, par rapport aux courbes réelles. La fréquence de coupure idéale du système réel est de 500 cycles/mm. La résolution du système est donnée par $\frac{1}{f_{coupure}}$. Or, pour les courbes où les aberrations sont prises en compte, le premier croisement avec l'abscisse de ces courbes est 70 cycles/mm. Au vu de la faiblesse du contraste pour les fréquences plus élevées, on peut dire que la résolution de notre système est de l'ordre de $\frac{1}{70}$=14,3 µm.

Regardons maintenant l'impact sur le système d'un objet de 5 mm de rayon.

Le constat qui peut être fait est que la forme en S de la RIC s'est déformé et semble plus être une combinaison de S et de U, ce qui laisse à penser que

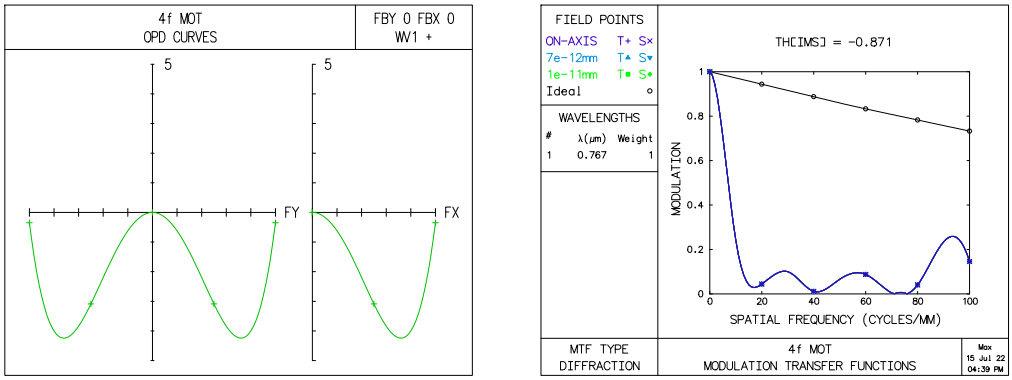


FIGURE 4.3 – OPD et MTF associées au système d'imagerie du MOT. Les courbes OPD représentent la différence de chemin optique en fonction de la position des rayons (parallèles à l'axe x ou y) par rapport è l'axe optique. La différence de marche est en unité de lambda. La MTF est une courbe qui donne le contraste du système en fonction de la fréquence spatiale en paire de ligne par mm (lp/mm ou cycle/mm).

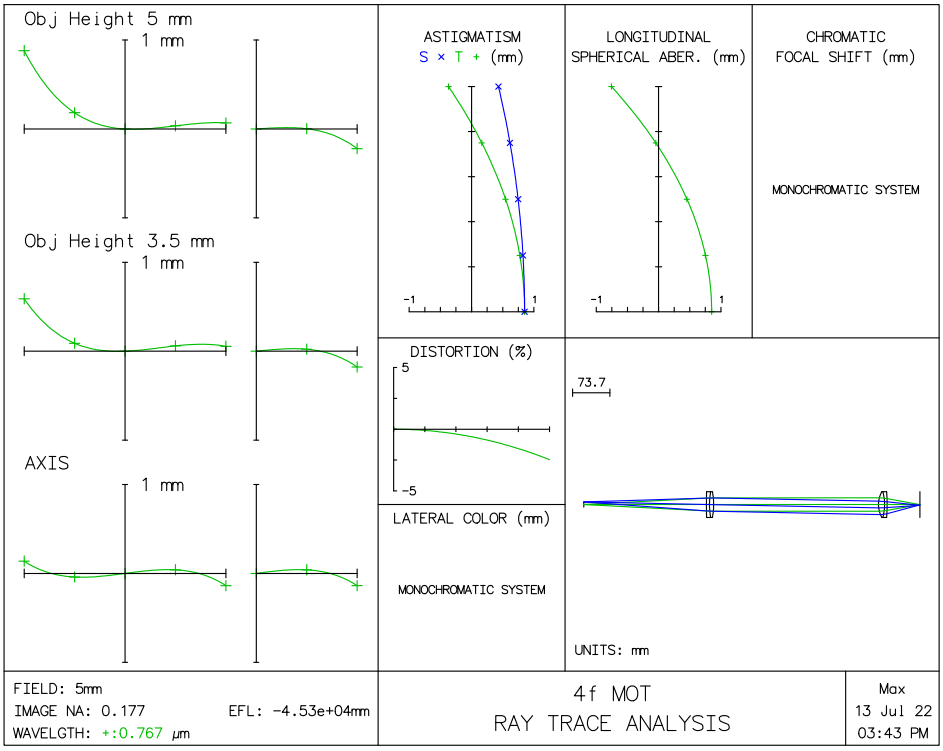


FIGURE 4.4 – Outil d'analyse RIC du système d'imagerie MOT pour un objet de taille réelle

de la coma est induite dans le système (figure 4.4). De l'astigmatisme est aussi induit dans le système (encadré "Astigmatism" de la figure 4.4), $\sim$ 0,25 mm pour les rayons sagitaux et $\sim$ 1 mm pour les rayons tangentiels. Celui-ci est

d'autant plus marqué lorsque l'on s'écarte de l'axe optique. Les aberrations sphériques n'ont, quant à elles, pas changées. Tout ceci est normal compte tenu du fait qu'elles dépendent de l'ouverture du système et que l'ouverture n'a pas changé. La distortion avoisine les 2,5% lorsque l'on s'écarte de l'axe optique. Le calcul menant à la valeur RMS de l'OPD donne 1,45λ, ce qui change peu par rapport à avant. Enfin, la MTF s'est dégradée comme nous pouvons le voir à la figure 4.5. Le premier croisement avec l'abscisse des courbes a lieu beaucoup plus tôt (20 cycles/mm), soit une résolution de 50 µm.

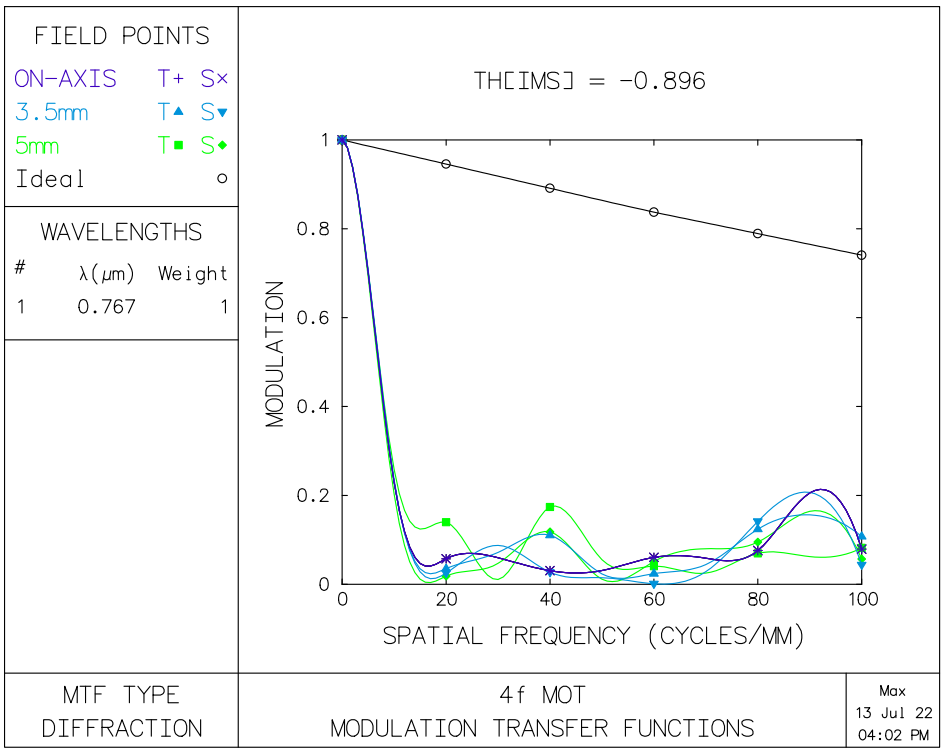


FIGURE 4.5 – MTF du système d'imagerie MOT pour un objet de taille réelle

Pour une ouverture de 25,4 mm, les performances de notre système ne sont pas très bonnes. Le nuage que l'on souhaite imager est un nuage de 10 mm de diamètre. Il reste tout de même plus grand que les aberrations relevées par la simulation. Les aberrations ne vont donc pas limiter l'imagerie du MOT avec le système optique. Cette simulation prédit un écart de 1,3% entre la taille du nuage et son image. Le MOT et l'objet qui sera kické (BEC ou MOT) ont une taille semblable. Cette simulation sur le MOT permet donc d'évaluer aussi les aberrations attendues sur cet objet.

Système d'imagerie du BEC

La caractérisation du système d'imagerie du BEC repose sur les mêmes principes que ceux du MOT. Le BEC étant un objet plus petit que le MOT, une taille de 100 µm de rayon sera choisi dès le départ pour la caractérisation. Deux doublets achromatiques de 50.8 mm de focale de 200 mm et une ouverture de 25,4 mm seront utilisés.

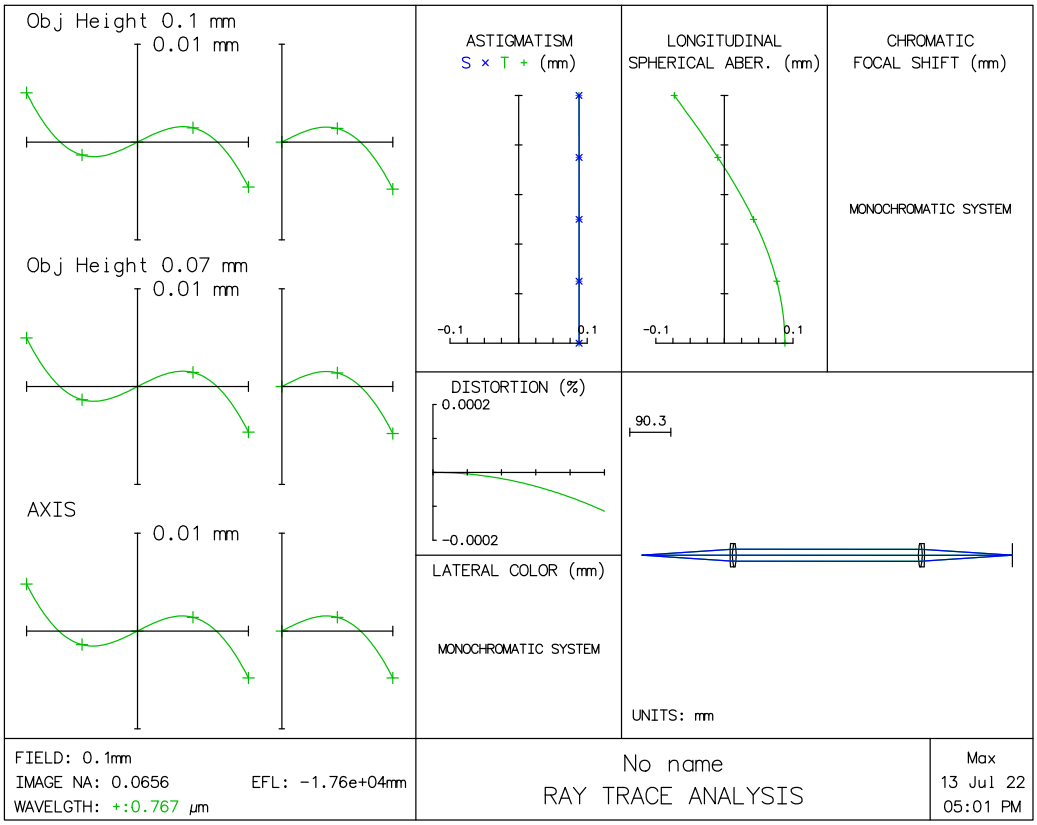


FIGURE 4.6 – Outil d'analyse RIC du système d'imagerie du BEC

La RIC du système BEC présenté à la figure 4.6 possède une forme de S, des aberrations sphériques sont donc attendues. L'astigmatisme et la distortion données sur cette même figure 4.6 sont négligeables. L'aberration sphérique est de l'ordre de 175µm. Cela paraît élevé par rapport à la taille du nuage. Nous pouvons comparer la valeur de l'aberration sphérique à la profondeur de champ du système. La profondeur du champ d'un système est la distance sur laquelle l'image paraît nette. La profondeur de champ (Depth Of Field en anglais) est inversement proportionnelle au carré de l'ouverture numérique du système :

$$DOF = \frac{\lambda}{NA^2} \tag{4.10}$$

avec $NA = \frac{nD}{2f}$, où NA est l'ouverture numérique du système, n l'indice de refraction, D le diamètre d'ouverture du système et f la distance focale de la première lentille du système.

La profondeur de champ vaut 177,5 µm dans notre cas. Ce qui est semblable à l'aberration sphérique estimée par le logiciel. L'aberration sphérique étant dans la plage de netteté de notre système, cette aberration devrait très peu impacter nos mesures.

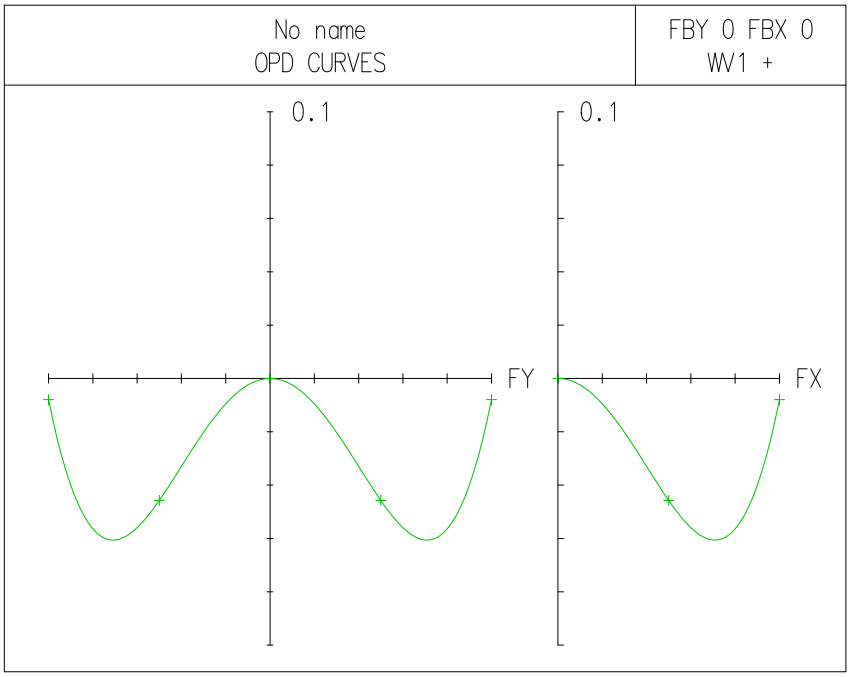


FIGURE 4.7 – courbes OPD du système d'imagerie du BEC

Les courbes relatives à l'OPD (figure 4.7) montrent un système qui est clairement limité par la diffraction et non par les aberrations. La valeur RMS de l'OPD est $1,8 \times 10^{-2}\ \lambda$. Ce système rempli même le critère de Maréchal (valeur RMS de l'OPD doit être inférieure à $\frac{\lambda}{14}$) qui est plus restrictif que le critère de Rayleigh.

Pour finir, la MTF du système (figure 4.8) est quasiment la même qu'un système idéal. La fréquence de coupure est de 180 cycles/mm. La limite de résolution du système est donc de 5,56 µm.

Les simulations des deux systèmes étant terminées, je vous propose de regarder l'étude expérimentale de ces deux assemblages de lentilles.

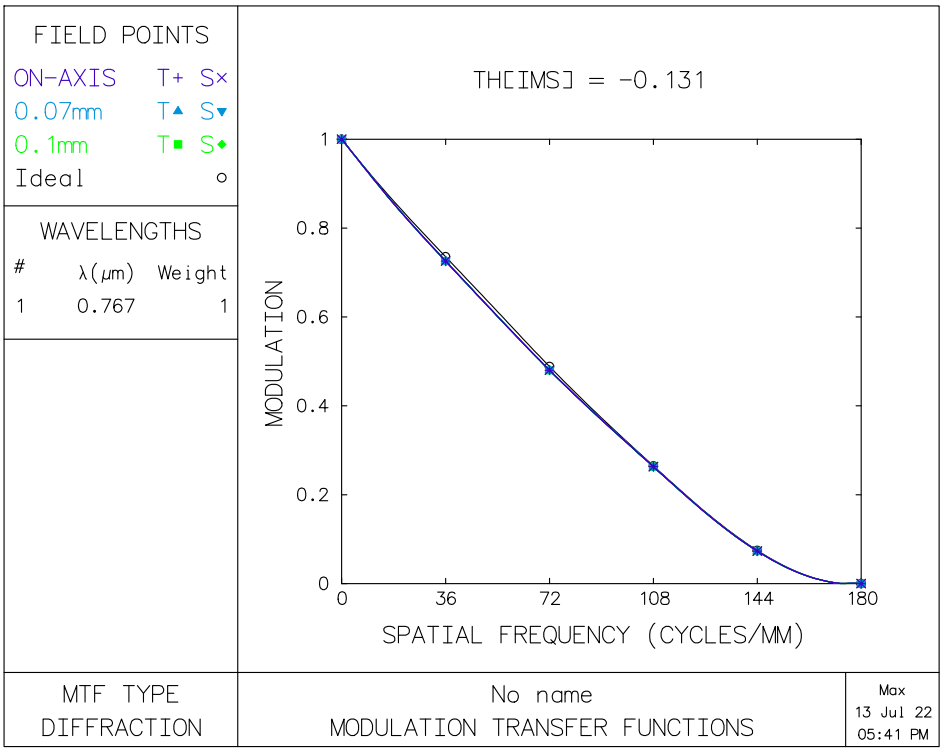


FIGURE 4.8 – MTF du système d'imagerie du BEC

4.3 Réalisation expérimentale, caractérisation et implémentation des systèmes

Il existe différentes méthodes pour caractériser des systèmes optiques :

— La réponse impulsionnelle : Cela consiste à imager un point source placé au centre du plan focal objet. Pour un système sans aberrations, l'image obtenue correspond à la tâche d'Airy. Un objet de taille inférieure à la longueur d'onde du faisceau doit être imagé pour observer la tâche d'Airy.

— L'analyse du front d'onde : Cela consiste à décomposer le front d'onde en une multitude de fronts d'ondes élémentaires et de déterminer leur orientation. Après intégration, nous sommes capables de remonter à la forme du front d'onde et de la comparer à un front d'onde idéal. Cette technique expérimentale permet d'évaluer l'OPD.

— La fonction de transfert de modulation : En imageant un objet qui comporte différentes fréquences spatiales, nous pouvons évaluer le contraste de l'image pour chacune de ces fréquences spatiales.

Parmi ces trois méthodes, la première est difficilement réalisable à la longueur d'onde à laquelle nous travaillons. La seconde nécessite un analyseur de front d'onde que nous ne possédons pas. Il nous reste donc la troisième option qui consiste à imager une mire.

4.3.1 Test mire USAF 1951

Pour la caractérisation de chacun des systèmes d'imagerie, nous avons utilisé une mire USAF 1951. Cette mire, développée par l'armée de l'air Américaine, contient des éléments de différentes tailles. Ces éléments sont regroupés par taille et sont faits de barres espacées régulièrement (3 horizontales et 3 verticales). Les groupes sont identifiés à l'aide de nombres et les objets qui les composent sont rangés de manière à ce que les fréquences spatiales soient croissantes. Pour notre mire, la fréquence spatialement de nos objets varie de 4,0 à 228,1 paires de lignes par millimètre (lp/mm). Les carrés situés sur la mire permettent d'estimer le grandissment du système. La limite de résolution du système est atteinte lorsque les éléments verticaux et horizontaux ne peuvent plus être discernés. La mire utilisée pour la caractérisation du système est une mire négative. Une image de la mire 4.9 prise avec notre système d'imagerie du BEC illustre ce qui est dit précédemment.

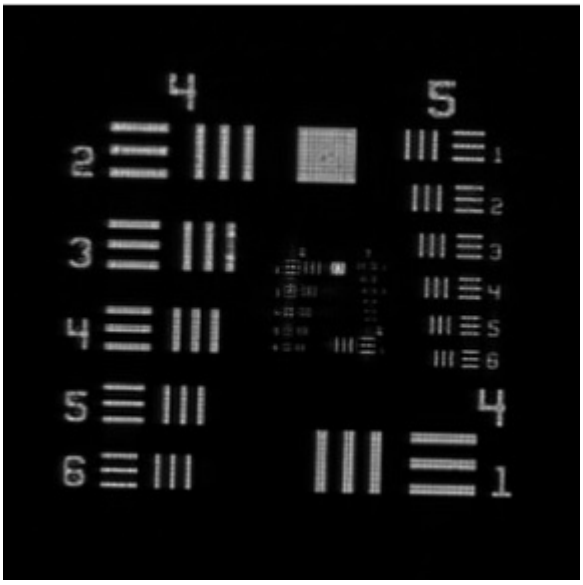


FIGURE 4.9 – Image de la mire zoomée sur les groupes centraux. L'image a été prise avec le système d'imagerie du BEC. Chaque groupe contient 6 éléments numérotés de 1 à 6. Les carrés permettent d'évaluer le grandissment du système. Leur taille est équivalente à 2,5 cycles de l'élément situé à sa gauche.

Système MOT

Une représentation schématique du montage utilisé pour la caractérisation du système d'imagerie du MOT est donné à la figure 4.10. Le montage est composé d'un faisceau, d'une mire, d'un diaphragme, de deux doublets achromatiques et d'une caméra CCD Hamamatsu Orca R2. La mire est éclairée par un faisceau uniforme au niveau des éléments à imager. La mire écrante le faisceau et les objets sont imagés par un système de deux doublets achromatiques sur une caméra CCD Hamamatsu Orca R2. Un diaphragme a

été placé avant la lentille f_1 pour contrôler l'ouverture du système.

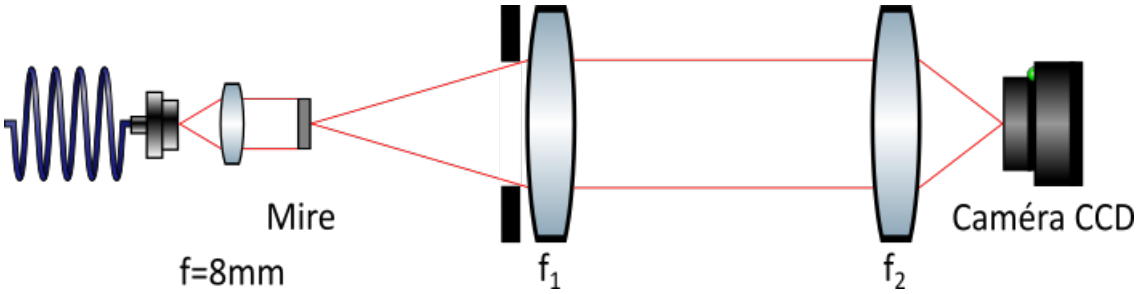


FIGURE 4.10 – Schéma du banc de test du système d'imagerie du MOT. La distance entre la mire et la première lentille est égale à f_1, la distance entre les deux lentilles est égale à f_2 et pour terminer le distance entre la seconde lentille et la caméra vaut f_2 [2]

Le système du MOT est composé de deux doublets achromatiques. Le premier doublet a une focale f_1 de 250 mm et le second a une focale f_2 de 75 mm. Ces doublets sont installés dans des montures de cage et le tout est assemblé avec des cages afin que les lentilles soient centrées de la même manière, soient parallèles entre elles et que l'on puisse déplacer aisément l'ensemble du montage après caractérisation vers l'expérience sans devoir tout réaligner. La caméra a aussi été montée sur une monture de cage pour la centrer par rapport au système optique et est solidaire au système optique.

Pour évaluer la MTF du système, la mire USAF 1951 négative a été montée sur une plateforme de cage avec une vis micrométrique pour ajuster finement sa position. Elle est illuminée par un faisceau laser à 767 nm et est imagée avec le système de deux doublets achromatiques décrit ci-dessus. Après réglage du système, l'image est recueillie par la caméra puis traitée avec le logiciel IGOR. La MTF expérimentale mesurée est représentée à la figure 4.11.

Les objets de la mire sont petits par rapport au MOT. De ce fait, la comparaison avec la mesure doit être faite avec la première simulation (figure4.3). Deux mesures pour deux ouvertures ont été faites. L'une pour 25,4 mm de diamètre d'ouverture, l'autre pour 14 mm. Dans les deux cas, nous pouvons remarquer que la fréquence de coupure expérimentale intervient plus tôt que dans la simulation (25,39 lp/mm). La dynamique de chacune des courbes diffère de la simulation numérique. Ce changement de dynamique peut s'expliquer par le fait que les éléments optiques ne sont pas parfaitement installés comme dans la simulation numérique. Pour tenir compte des imperfections de positionnement de l'objet par rapport au plan focal objet, nous pouvons prendre un cas extrême en décalant de +5 mm la position de l'objet par rapport à la première lentille dans la simulation. Nous pouvons constater un changement de dynamique de la MTF mais le comportement global du système est similaire (Voir annexe A). Nous pouvons voir aussi l'impact de l'ouverture du système sur le contraste. En fermant le système, on réduit les aberrations sphériques longitudinales, ce qui a pour conséquence de "lisser"

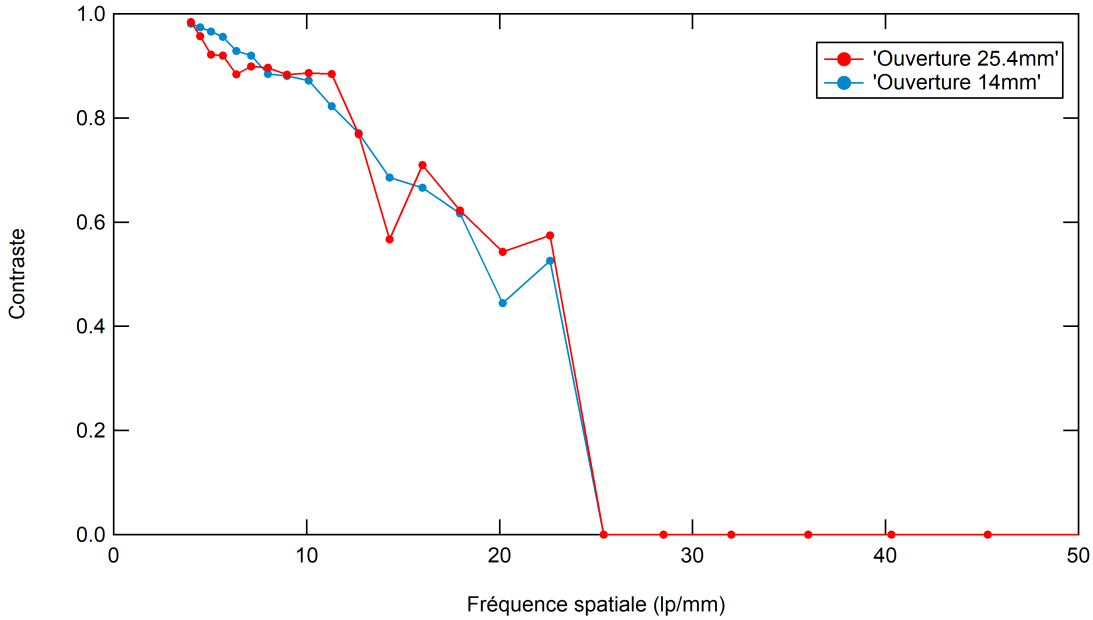


FIGURE 4.11 – MTF expérimentale du système d'imagerie du MOT

la courbe. La limite de résolution du système est de 39,39 µm. La différence de MTF mesurée peut s'expliquer par le fait que la simulation avec le logiciel Oslo ne tient pas compte de l'effet de "pixélisation" de l'image par la caméra.

La mire nous renseigne aussi sur le grandissemment du système. La taille du carré d'un groupe fait 2,5 paires de lignes de côté. Le carré choisi pour la mesure est celui du groupe voisin de 2,2. La fréquence spatiale de ce groupe est 4,49 lp/mm, soit 0,223 mm par paire de lignes. La mesure du carré nous donne 27 pixels ± 1 donc 174,15 $\pm$ 6,45 µm. Le grandissement mesuré est donc M=0,313 $\pm$ 0,0116 pour une grandissement théorique de 0,3.

On peut conclure sur ce système en disant que malgré une dynamique légèrement différente qui peut s'expliquer par des défauts de placement, des imperfections et des aberrations. Le système s'approche tout de même des performances attendues avec une limite de résolution de 39,39 µm mesurée contre 14,3 µm prédits par la simulation. Le grandissement mesuré du système est de M=0,313 $\pm$ 0,0116 contre 0,3 théoriquement, soit un écart de 4,3%.

Système BEC

Le système d'imagerie du BEC diffère un peu de celui du MOT. Etant plus long, il faut le couder pour qu'il puisse passer sur la table optique. Le coude est fait à l'aide d'un miroir placé après la deuxième lentille. La figure 4.12 représente schématiquement le montage. Les doublets achromatiques utilisés sont de même distance focale f_1=f_2=200mm. Mis à part l'ajout du miroir, ce système, communément appelé 4f, a été assemblé et caractérisé de la même façon que le système MOT.

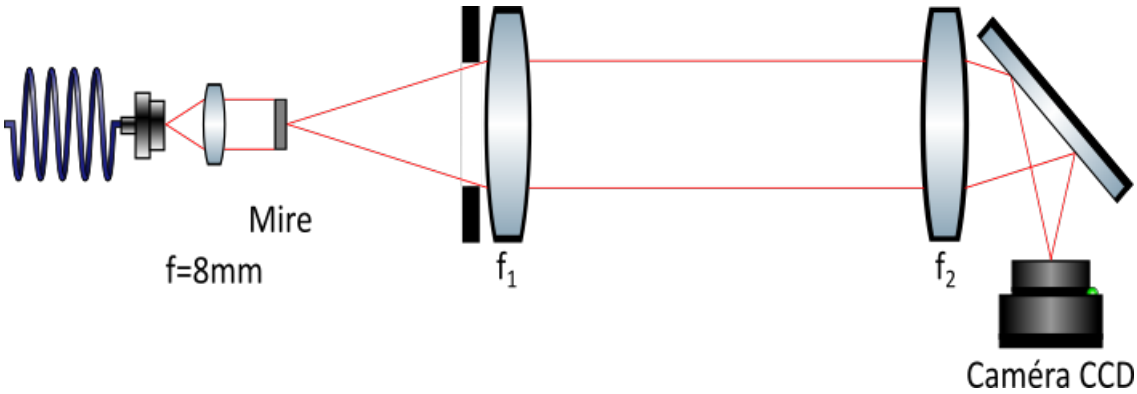


FIGURE 4.12 – Schéma du banc de test du système d'imagerie BEC. La distance entre la mire et la première lentille est égale à f_1, la distance entre les deux lentilles est égale à f_2 et pour terminer le distance entre la seconde lentille et la caméra vaut f_2

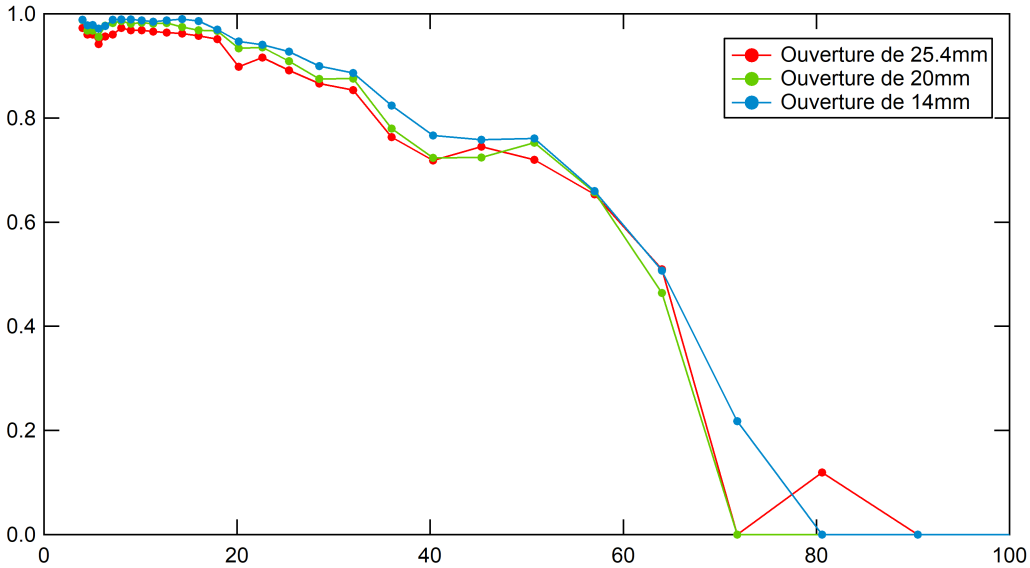


FIGURE 4.13 – MTF expérimentale du système d'imagerie du BEC

La MTF a été relevée pour trois ouvertures : 25,4 mm, 20 mm et 14 mm. Comme pour le MOT, le résultat 4.13 diffère de ce qui a pu être simulé. Le changement d'allure en fonction de l'ouverture laisse à penser que l'aberration sphérique est à l'origine de cette différence. En effet, l'aberration sphérique est une aberration liée à l'ouverture du système. Or, nous remarquons qu'en refermant le diaphragme, la courbe se lisse et nous arrivons même à résoudre une fréquence qui n'était pas discernée. La fréquence de coupure expérimentale est plus petite dans les trois configurations que la simulation numérique. Dans la configuration la plus optimale (ouverture de 14 mm), la fréquence de coupure vaut 80,6 lp/mm, soit une limite de résolution de 12,4

µm. Le grandissment moyen mesuré sur les carrés est de 0,99, ce qui est relativement proche de la valeur théorique 1.

Les performances du système BEC sont en deçà des espérances promises par le logiciel Oslo. La limite de résolution évaluée avec la mesure de la MTF est de 12,4 µm contre les 5,56 µm de résolution données par Oslo. Le grandissement du système mesuré est de 0,99 contre 1 théoriquement. Ces performances sont plus que suffisantes pour imager des objets d'une centaine de µm de taille.

Caméra

Les caractéristiques principales de la caméra Hamamatsu orca R2 sont les suivantes :

- La surface d'un pixel est S=$6,45 \times 6,45$µm²
- La matrice de pixels est constituée de 1344×1024 pixels, dans les directions horizontales et verticales respectivement, soit $8,66mm \times 6,60mm$.
- Le convertisseur analogique numérique peut fonctionner en 12 ou 16 bits. En 12 bits, 4096 niveaux de gris (Ncoups) sont décrits par chaque pixel contre 65536 en 16 bits. Ces niveaux de gris sont aussi appelés coups.
- Le taux de conversion γ est de 4,4 électron/coup en 12 bits et 0,275 électron/coup en 16 bits.
- Le temps d'exposition peut être pris entre 10 µs et 4200 s.
- L'efficacité quantique QE à notre longueur d'onde de travail est de 38%.

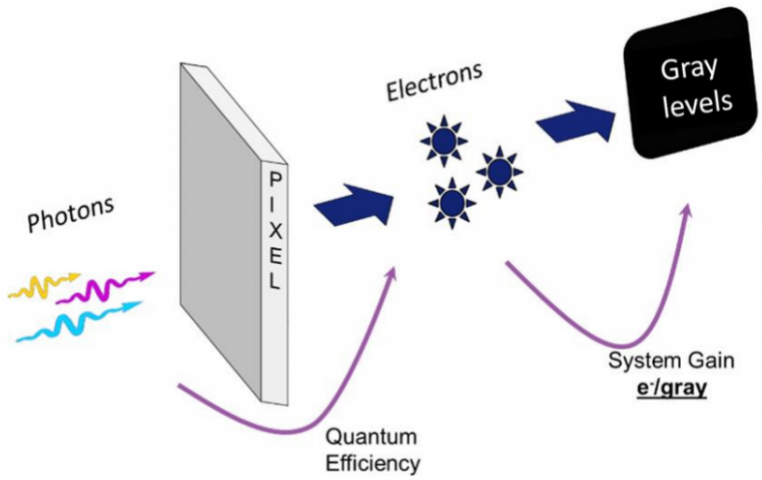


FIGURE 4.14 – Cette image illustre les différentes grandeurs qui interviennent dans la conversion des photons en nuances de gris, image provenant du site commercial Teledyne [87].

Nous avons fait le choix de travailler avec une gamme dynamique de 16 bits. A partir du niveau de gris maximal ($N_{coupmax}$) et du taux de conversion électron/coup (γ) associés à la gamme dynamique de la caméra, nous pouvons en déduire le nombre de photons maximum accepté par pixel. De ce résultat peut être déduit la puissance maximale à utiliser pour ne pas saturer la caméra.

La figure 4.14 montre schématiquement comment s'opère la conversion de photons en niveau de gris par pixel. En partant du niveau maximal de gris, nous pouvons en déduire le nombre maximal de photons pouvant être converti par le pixel :

$$N_{Photons} = \frac{N_{coupmax}\gamma}{QE} = 47427 \tag{4.11}$$

Du nombre de photon maximal, pour un pulse de lumière de durée t_{pulse} de 200 µs, nous pouvons en déduire l'intensité maximale pour ne pas saturer un pixel :

$$I_{max} = \frac{N_{Photons}hc}{\lambda S t_{pulse}} = 0,148\ mW/cm^2 \tag{4.12}$$

avec h la constante de planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde du laser considéré.

L'intensité de saturation du Potassium est de 1,75 mW/cm², nous pouvons être sûrs qu'en utilisant une caméra non saturée, nous serons dans le régime $I \ll I_{sat}$.

Faisceaux d'imagerie

Du début de la séquence jusqu'au chargement du piège croisé, les atomes sont dans l'état $\mid 2,2 >$. Nous avons choisi d'exploiter la transition $\mid 2,2 >$ vers $\mid 3',3' >$ qui est une transition fermée pour imager le nuage. Pour cela, un champ magnétique ainsi que des photons polarisés σ^+ sont necéssaires pour respecter la condition $\Delta m_F = +1$.

Les faisceaux d'imagerie MOT et BEC sont issus du même faisceau laser généré par le banc D2. Ce faisceau est un faisceau repompeur seul qui est décalé en fréquence en espace libre avec l'ordre -1 d'un AOM vers la transition C2. Ce faisceau est injecté et transporté vers l'expérience via une fibre puis séparé avec un coupleur 50/50. Les sorties du coupleur sont montées sur des collimateurs que nous avons réalisé. Les faisceaux ont chacun des diamètres de 20 mm. L'intensité des faisceaux est de $I_1 = 0,02$ mW/cm² pour le faisceau MOT et $I_2 = 0,021$ mW/cm² pour le faisceau BEC.

Le faisceau BEC va vers un système d'imagerie avec un grandissment de 1. La condition $I_2 < I_{max}$ est respectée. Pour le faisceau MOT, le système d'imagerie a un grandissement de 0,3. L'intensité sur la matrice de pixel sera donc

$I_1 = 0,067$ mW/cm². La condition $I_1 < I_{max}$ est aussi respectée.

Enfin pour connaitre le désaccord des faisceaux par rapport à la transition D2, nous avons fait varier la fréquence de l'AOM fibré du repompeur et nous avons mesuré le nombre d'atomes en considérant que $\sigma = \sigma_0$ (de la partie 4.1.1) pour toutes ces fréquences. Le maximum d'atomes correspond à un maximum d'absorption et donc à une fréquence résonante (désaccord nul). Une mesure représentant le nombre d'atomes en fonction de la fréquence de l'AOM fibré est donné à la figure 4.15.

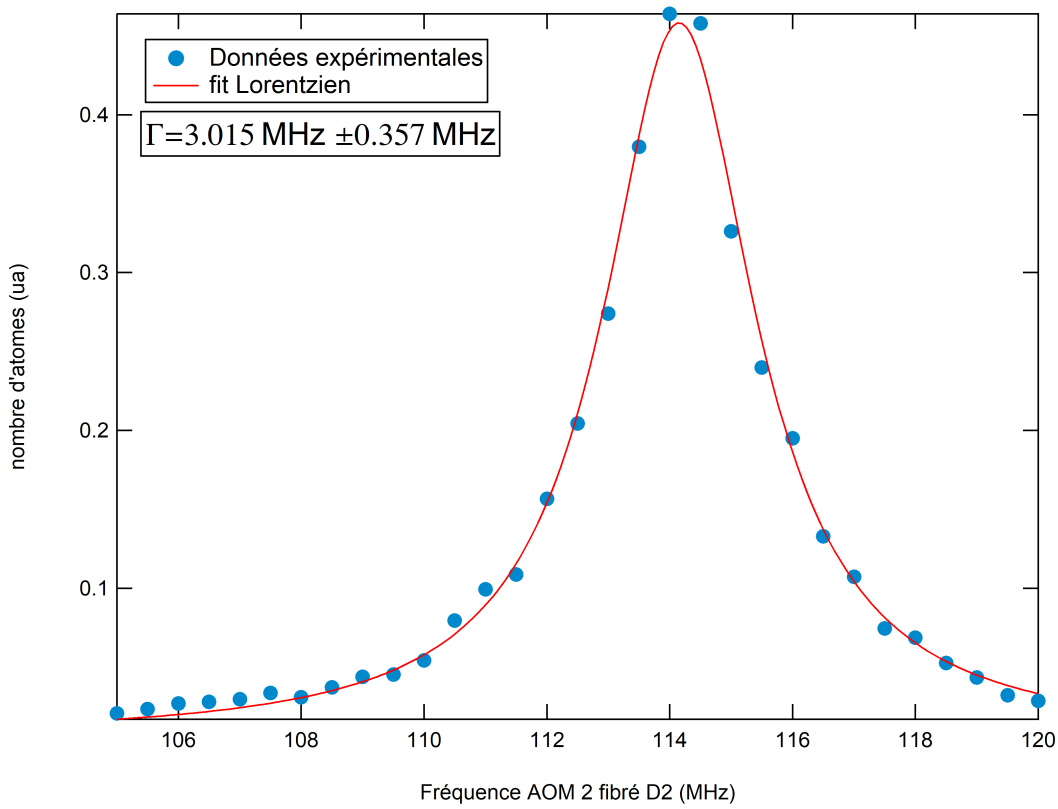


FIGURE 4.15 – Balayage en fréquence de l'AOM2 fibré du banc D2. La résonance que nous observons ici possède une largeur de 3.015 MHz. L'AOM étant installé avant le cristal doubleur, il faut multiplier par deux la fréquence de la largeur mesurée pour connaître sa vraie valeur. La largeur naturelle mesurée est de 6.03MHz $\pm 0.714 MHz$. Cette mesure est en accord avec la valeur de largeur naturelle trouvée dans la littérature [68].

4.3.2 Implémentations sur l'expérience

Procédure d'alignement

La méthode d'alignement a consisté à former un petit nuage de faible densité optique (nuage issu du piège magnétique évaporé) de taille plus grande que la limite de résolution du système et de déplacer l'ensemble du système par rapport au nuage à l'aide d'une translation pour focaliser l'image sur la

caméra.

Suite à cette procédure, une vérification du grandissement par temps de vol est faite. Théoriquement, si on coupe le piège, le nuage chute et sa position verticale varie comme z(t)=$\frac{1}{2}gt^2$. En comparant la mesure de la distance parcourue par le nuage à différents temps par rapport à la distance théorique, on peut remonter au grandissement du système. Un grandissement équivalent permet de valider le bon positionnement du système.

Estimation du nombre d'atomes

Expérimentalement, l'imagerie par absorption d'un nuage d'atomes froids se fait en prenant trois images :

— La première étant une image du faisceau laser en présence du nuage I_{Atomes}.
— La deuxième étant une image du faisceau laser seul I_{Laser}.
— La troisième étant une image sans nuage et sans faisceau laser I_{Fond}.

La première image I_{Atomes} correspond à la mesure du nuage. Les deux autres images sont des images de renormalisation. I_{Laser} va nous permettre de nous renseigner sur la quantité de photons qui ont pu être absorbés. I_{Fond} permet de soustraire la lumière environnante qui ne provient pas du faisceau d'imagerie ainsi que l'offset dû aux dark counts de la caméra.

L'expression 4.2 adaptée aux images recueillies par la caméra nous permet de retrouver la densité optique de chaque pixel via cette relation :

$$ln(\frac{I_{Laser} - I_{Fond}}{I_{Atomes} - I_{Fond}}) = OD_{mes} \tag{4.13}$$

Le nombre d'atomes mesuré expérimentalement correspond alors à :

$$N_{Atomes} = \frac{1}{\sigma_1} \iint OD_{mes} dxdy = \frac{1}{\sigma_1} \sum_{pixelsi,j} OD_{i,j} \times S \tag{4.14}$$

Résultats

Les images de TOF de nuage après évaporation dans le piège magnétique et après condensation recueillies par les dispositifs sont données à la figure 4.16. Les séquences permettant d'obtenir ces nuages seront présentées dans le chapitre suivant. Concernant le nuage pris après évaporation dans le piège quadrupolaire, un TOF de 20 ms a été fait. Le nombre d'atomes estimé est de l'ordre de 50×10^6. Le condensat est produit dans le piège dipolaire croisé avec des atomes dans l'état 1,1. Le TOF avant la mesure d'imagerie est de 27 ms. Nous estimons à 500×10^3 le nombre d'atomes dans le condensat.

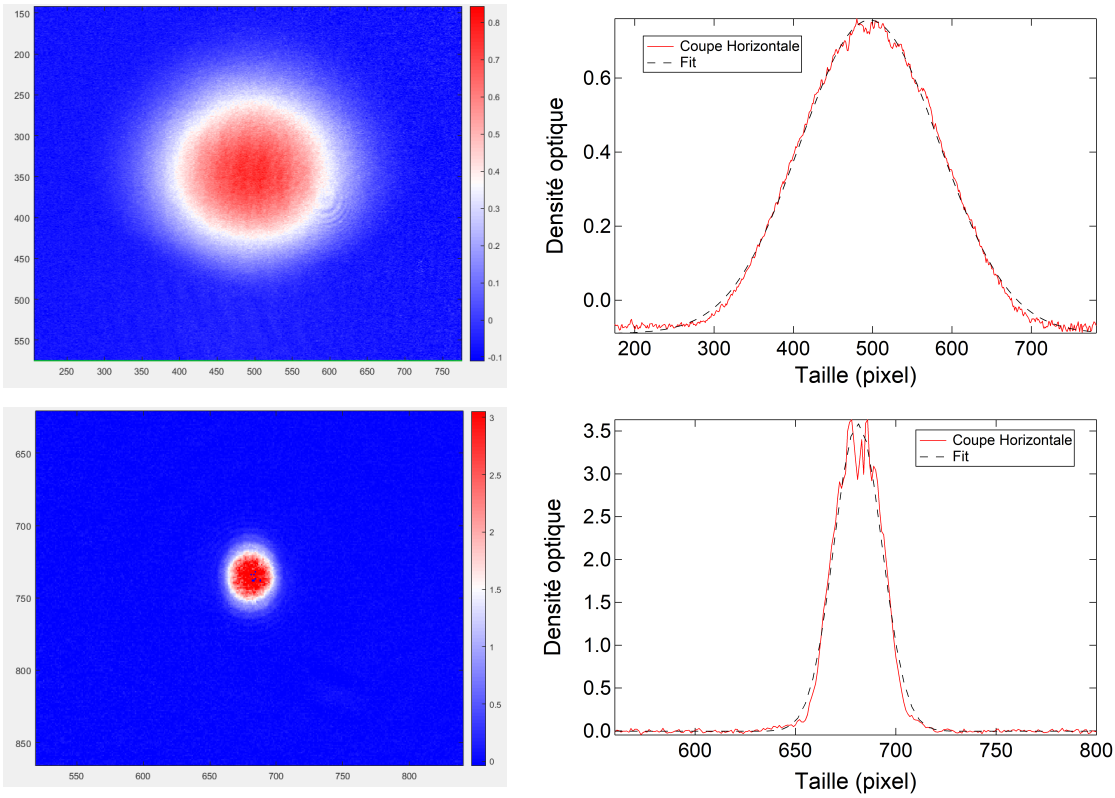


FIGURE 4.16 – Ces deux images représentent les images prises avec les deux systèmes d'imagerie décris dans ce chapitre. L'image du haut est un nuage issu du piège magnétique après évaporation. Le TOF associé est de 20 ms et 50×10^6 atomes occupent ce nuage. L'image du bas est un condensat quasi-pur dans l'état 1,1. Le TOF associé est de 27 ms et 500×10^3 atomes occupent le nuage

Conclusion

Pour conclure ce chapitre, deux systèmes d'imagerie par absorption ont été simulés, conçus et installés sur l'expérience. La simulation de ces systèmes a été réalisée par le logiciel OSLO et leur caractérisation expérimentale avec une Mire USAF 1951. Une fois installés sur l'expérience de condensat, ils nous ont permis d'estimer la température et le nombre d'atomes à chacune des étapes de l'expérience.

Chapitre 5

Séquence expérimentale

Dans ce chapitre, nous parlerons des différentes étapes de la séquence expérimentale menant au Condensat de Bose-Einstein ^{41}K et des résonances de Feshbach observées. La première partie sera consacrée à la description des étapes de refroidissement laser dans notre expérience. La deuxième partie fera état des différentes étapes de refroidissement évaporatif qui nous ont permis d'atteindre le condensat de Bose-Einstein de ^{41}K. Pour finir, des résonances de Feshbach du ^{41}K que nous avons pu observer seront présentées.

5.1 Etapes de refroidissement par laser

Les étapes de refroidissement laser de notre séquence expérimentale sont au nombre de quatre. La première étape est le piège magnéto-optique à 2D (MOT 2D). Le MOT 2D est un dispositif expérimental permettant de générer un faisceau d'atomes lents et pré-refroidits transversalement envoyé vers la chambre de science. Ces atomes sont capturés et refroidis (4 mK) dans la chambre de science par un piège magnéto-optique à 3D (MOT 3D). Le nuage provenant du MOT 3D est ensuite compressé et refroidit davantage (CMOT, 550 µK). Enfin, les atomes issus du CMOT sont refroidis à des températures sub-Doppler (16 µK) avec une mélasse grise. Cette partie est consacrée à la description de ces différentes étapes.

5.1.1 MOT 2D

Le principe du MOT repose sur un piégeage à deux dimensions d'une vapeur atomique. Un champ quadrupolaire à deux dimensions et une paire de faisceaux contrapropageant produisent un piège d'atomes de forme allongée selon l'axe de l'expérience. Selon cet axe, les atomes ne sont pas piégés. Pour envoyer ces atomes vers la chambre de science, nous utilisons un faisceau laser qui pousse les atomes hors du piège générant ainsi un jet collimaté d'atomes passant au travers du trou de pompage différentiel.

Mise en place expérimentale

Le dispositif du MOT 2D a été décrit dans le chapitre 3. Les faisceaux de refroidissement transverses possèdent tous les deux une composante C_2 et une composante R_2. Lors de sa première année de thèse, Charbel CHERFAN

a effectué un travail sur les paramètres lasers permettant d'optimiser le flux d'atomes du MOT 2D. L'ensemble des paramètres est rassemblé dans le tableau 5.1. Les désaccords optimaux de C_2 et R_2 sont respectivement : -4,7 Γ et -3,3 Γ. La puissance en entrée de chaque bras du MOT 2D est de 250 mW. Le faisceau pousseur ne contient que du C_2 désaccordé de $1,74\Gamma$ permettant d'accélérer le flux d'atomes vers le MOT 3D. La puissance en sortie de fibre du faisceau pousseur est de 1,5 mW. Sa présence permet de gagner un facteur 2,6 sur le nombre d'atomes capturés dans le MOT 3D. Le gradient de champ délivré par les bobines du dispositif est de 11 G/cm.

	r	Puissance (mW)	$\delta_C(\Gamma)$	$\delta_R(\Gamma)$	Gradient de B(G/cm)
MOT 2D	0,45	250/bras	-4,7	-3,16	11
Pousseur	0,45	1,5	1,74	X	x

TABLE 5.1 – Paramètres expérimentaux du MOT 2D

5.1.2 MOT 3D

Le piège magnéto-optique à 3D est une étape qui a pour objectif de piéger un maximum d'atomes issu du jet atomique produit par le MOT 2D tout en les refroidissant.

Pour réaliser expérimentalement le MOT 3D, nous utilisons une combinaison de trois paires de faisceaux lasers contra-propageants avec champ magnétique quadrupolaire dont le zéro se trouve au centre de la chambre de science. Les faisceaux lasers polarisés circulairement en configuration σ^+ et σ^- sont disposés dans les trois directions de l'espace et se croisent au centre de la chambre de science. Deux fréquences laser sont utilisées dans cette étape, C_2 et R_2. Le rôle de ces deux fréquences est détaillé dans la partie structure atomique du ^{41}K (Chapitre 2). Ces deux fréquences sont désaccordées vers le rouge par rapport à la transition atomique, ce qui permet de compenser l'effet Doppler lié au mouvement des atomes, quelque soit la direction de leur vitesse.

Mise en place expérimentale

Pour la réalisation expérimentale de notre MOT 3D, un gradient de champ de 5,5 G/cm est produit grâce aux bobines principales. Des faisceaux contra-propageants de 11 mm de rayon fournissent une puissance de 25 mW chacun, soit 2,8 I/I_{sat}. La caractérisation des paramètres du piège magnéto-optique, effectuée avant le début de ma thèse, montre un optimum du nombre d'atomes correspondant à des désaccords de δ_C=-5,5 Γ et δ_R=-4,14 Γ pour un rapport r de 0,45. Dans cette configuration, 3×10^9 atomes à une température de 4 mK sont piégés. Comme nous l'avons mentionné auparavant, cette température est particulièrement élevée par rapport aux températures des MOTs d'autres alcalins (Rb, Cs...). Cela est attribué à l'étroitesse de la structure hyperfine de l'état excité, induisant un fort taux de dépompage et de réchauffement

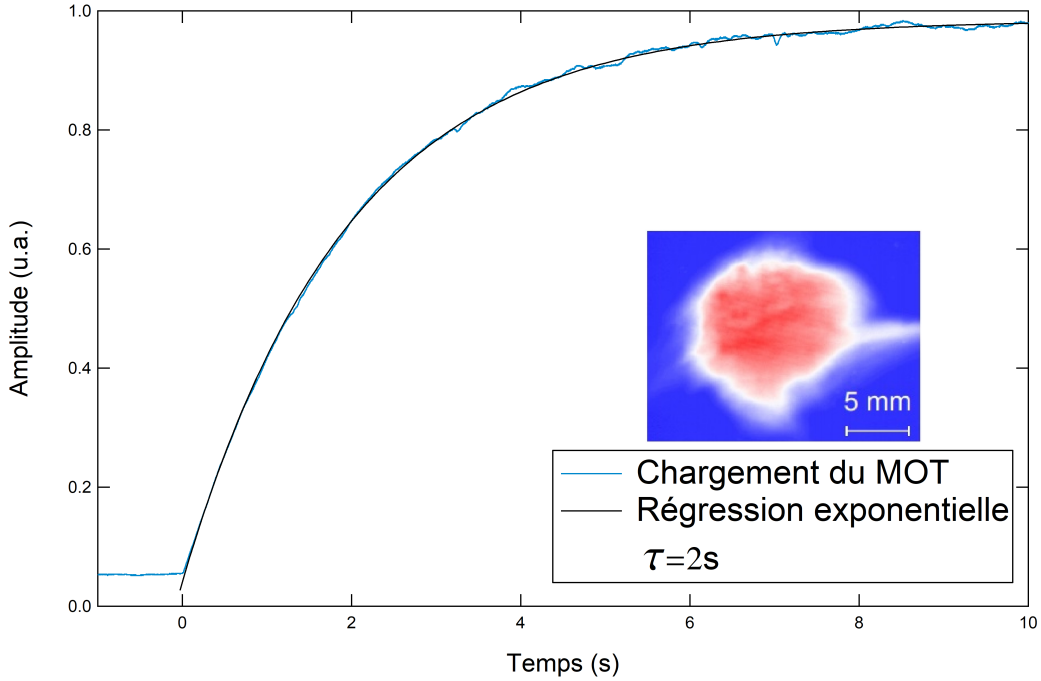


FIGURE 5.1 – Signal de fluorescence du MOT collecté par une photodiode

des atomes. Le temps caractéristique de chargement mesuré sur le signal de fluorescence du MOT de la figure 5.1 est de 2 s. Le tableau 5.2 rassemble les paramètres énoncés du MOT 3D.

	r	I/I_{sat}	$\delta_C(\Gamma)$	$\delta_R(\Gamma)$	Gradient de B(G/cm)
MOT 3D	0,45	2,8	-5,5	-4,14	5,5

TABLE 5.2 – Paramètres expérimentaux du MOT 3D

5.1.3 Compression du MOT 3D

La densité atomique des MOTs est généralement limitée par les processus de diffusion multiple de photons et par les collisions assistées par la lumière [88]. Cette limitation peut être surmontée en modifiant de manière brève les puissances et les fréquences des faisceaux lasers ainsi qu'en augmentant le gradient de champ magnétique. Cette méthode repose sur le fait que les temps caractéristiques des processus susmentionnés soient plus lents que les temps caractéristiques de mouvement des atomes (induit par la compression) dans le piège. Ces changements auront pour conséquence d'augmenter la densité du nuage sans induire de pertes importantes d'atomes. Pour le ^{39}K, cette étape intermédiaire, réalisée avec des lasers sur la raie D2, a permis d'obtenir une densité du nuage trois fois supérieure à celle des nuages issus de MOTs [89]. Pour le ^{39}K également, l'équipe de Thomas BOURDEL à Palaiseau a montré qu'en associant de la lumière D1 et D2, il était possible de refroidir (∼200 µK) et de comprimer davantage le nuage (un facteur 10)

[69]. C'est cette dernière technique que nous avons souhaité implémenter sur l'expérience.

Principe

En général, un CMOT consiste à augmenter le désaccord du faisceau refroidisseur C_2 et diminuer la puissance du faisceau repompeur R_2. Ces modifications conduisent à une diminution des processus de collisions assistées par la lumière permettant ainsi une augmentation du gradient de champ magnétique et donc une compression du nuage.

Le CMOT dit "hybride" élaboré par l'équipe de Thomas BOURDEL consiste à substituer le faisceau refroidisseur D2 par un faisceau refroidisseur D1. La diminution de la température observée dans cette configuration a été interprétée comme suit. Pour les transitions F=2 $\rightarrow$ F'=2, il existe des états insensibles à la lumière, nommés états noirs, pour un champ magnétique nul (centre du piège). De ce fait, l'utilisation de lumière D1 sur la transition F=2 $\rightarrow$ F'=2 désaccordée vers le bleu permet de réaliser des cycles de refroidissement de type Sisyphe. Le faisceau repompeur R_2 désaccordé vers le rouge est utilisé pour repomper les atomes. La combinaison du repompeur R_2 et du champ magnétique conduit à la seule force piégeante de cette configuration. Comme pour le CMOT, le gradient de champ est augmenté. Une compression optimale a été constatée pour une intensité du faisceau repompeur inférieure à l'intensité de saturation car cela permet de réduire la réabsorption de photons (processus qui limite la densité).

Mise en place expérimentale

Nos bancs lasers D1 et D2 ont été conçus de telle sorte à ce que l'on puisse avoir la fréquence C_1 et R_2 seuls. Cette possibilité a été expliquée dans la partie 3.1.5. Suite au chargement du MOT 3D, nous agissons sur les AOMs fibrés pour n'avoir que C_1 et R_2 en sortie des bancs. L'optimisation des désaccords et de la puissance des lasers nous a conduit à utiliser un faisceau C_1 désaccordé vers le bleu ($\delta_{C1} = 1,5\ \Gamma$) à son maximum de puissance (I/I_{sat}=4,5) et un faisceau R_2 désaccordé vers le rouge ($\delta_{R2} = -3,47\ \Gamma$) avec une puissance diminuée d'un facteur 5,5 (I/I_{sat}=0,5). Le faisceau R_2 étant le seul à exercer une force piégeante, une diminution trop importante de sa puissance conduirait à une baisse de la densité.

Dans la séquence expérimentale, juste après l'étape du MOT 3D, les fréquences et puissances des faisceaux sont changées en 500 µs. Le gradient de champ magnétique est augmenté ensuite avec une rampe linéaire pendant 10 ms. Une courbe représentant la température du nuage en fonction de la valeur finale du champ magnétique ainsi que le gain en densité en fonction de cette même valeur finale de champ est représentée figure 5.2.

Le choix de la valeur finale du gradient de champ a été fait en fonction de son impact sur la mélasse grise (voir partie suivante). La figure 5.3 montre

la proportion d'atomes perdus en fonction de la valeur finale du champ. Un gradient de 27,75 G/cm a été pris pour limiter les pertes dans la mélasse tout en ayant un gain d'un facteur 8 et une température de l'ordre de 550 µK à la fin du CMOT. L'ensemble des paramètres du CMOT sont regroupés table 5.3.

CMOT	r	I/I_{sat}	$\delta_C(\Gamma)$	$\delta_R(\Gamma)$
D2	100	0,5	X	-3,47
D1	0	4,5	1,5	X

	Grad. B(G/cm)	t(ms)
CMOT	5,5→27,75	10

TABLE 5.3 – Paramètres du CMOT hybride

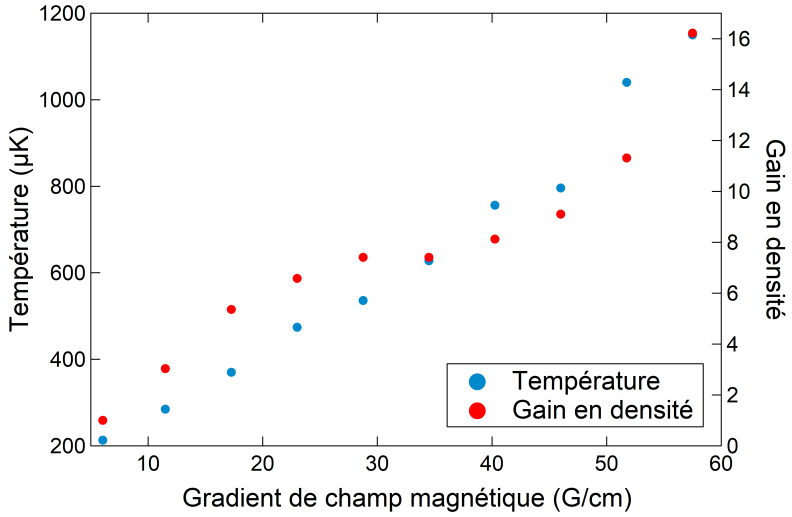


FIGURE 5.2 – Température et densité en fonction de la valeur finale du gradient de champ magnétique B

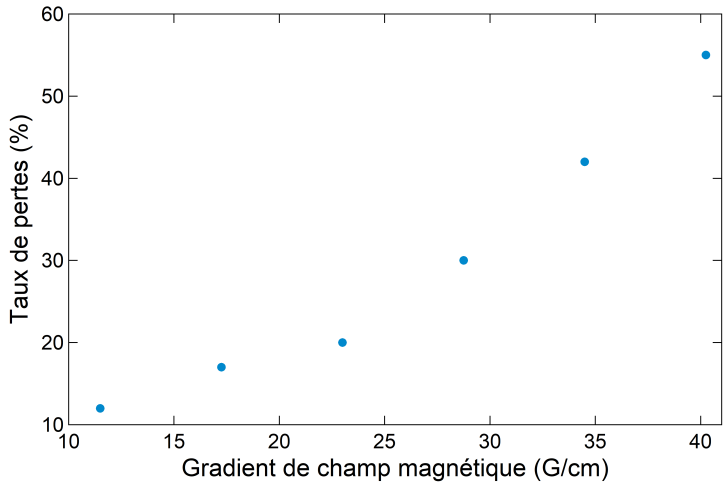


FIGURE 5.3 – Taux de pertes entre le MOT 3D et la mélasse grise pour différentes valeurs de gradient de champ magnétique

5.1.4 Mélasse grise

Le CMOT permet d'augmenter la densité atomique et de diminuer la température du nuage par rapport au MOT 3D. Cependant, les températures atteintes ($\sim$ 550 µK) demeurent bien supérieures à la température Doppler du ^{41}K ($\sim$145 µK). Une technique de refroidissement laser est généralement utilisée pour atteindre des températures sub-Doppler. Il s'agit de la mélasse optique. Cette technique consiste à envoyer trois faisceaux lasers contrapropageants et polarisés circulairement sur le nuage. Les lasers interagissent avec la raie D2. Cette technique est efficace pour une majorité d'atomes alcalins. En revanche, du fait de la structure hyperfine étroite de la raie D2 du ^{41}K, ce mécanisme de refroidissement sub-Doppler est dominé par les effets de chauffage et de dépompage.

Pour remédier à ce problème, l'équipe de Thomas Bourdel a appliqué la technique de mélasse grise au ^{39}K [69]. Cette technique, qui substitue la raie D1 à la raie D2, a initialement été utilisée sur le Césium dans les années 90 [90]. Une température de 6 µK a été atteinte avec cette méthode pour le ^{39}K. L'objectif étant de refroidir au maximum notre nuage, nous avons donc souhaité reproduire cette technique sur notre expérience.

Principe

La mélasse grise est une technique qui combine à la fois un refroidissement Sisyphe et un piégeage séléctif en vitesse dans des états noirs. Si nous considérons un atome à trois niveaux (deux états fondamentaux $\mid g_1 >$ et $\mid g_2 >$ séparés d'une énergie Δ et un état excité $\mid e >$) couplé à un laser bichromatique de fréquences Ω_1 et Ω_2 ayant des désaccords respectifs δ_1 et δ_2. Le désaccord Raman de ce système est $\delta = \delta_1 - \delta_2$. Dans le cas où le désaccord Raman est nul ($\delta = 0$), cet atome à trois niveaux est équivalent à un état fondamental couplé $\mid C >$ à la lumière, un second état fondamental non couplé $\mid NC >$ à la lumière et un niveau excité $\mid e >$ (figure 5.4).

La particularité de ce système réside dans le fait qu'il existe un couplage motionnel (V_m) entre les états fondamentaux $\mid C >$ et $\mid NC >$. Ce couplage motionnel rend possible des transitions Raman spontanées entre ces deux états. La force de couplage entre ces deux états est proportionnelle à la vitesse de l'atome. Plus la vitesse de l'atome dans l'état $\mid NC >$ est basse, moins celui-ci sera couplé à l'état $\mid C >$. Il en résultera que l'atome restera piégé dans l'état $\mid NC >$ lorsque celui aura atteint la classe de vitesse nulle. Cette technique permet donc de refroidir une assemblée d'atomes à des températures très basses en les peuplant dans la classe de vitesse nulle.

Mise en place expérimentale

Une fois l'étape du CMOT terminée, nous éteignons le laser D2 et le champ magnétique. Le laser D1 est maintenu allumé à pleine puissance (I / I_{sat}= 4,5) et le rapport r est modifié. Ces changements sont effectués en 500 µs.

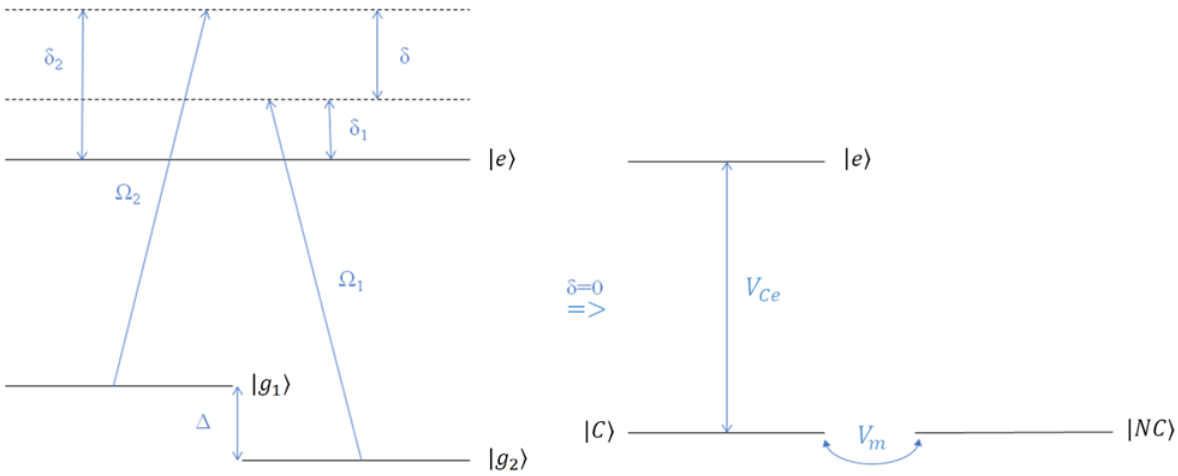


FIGURE 5.4 – Un atome à trois niveaux ($| g_1 >$, $| g_2 >$ et $| e >$) couplé à un laser bichromatique est équivalent à un état fondamental couplé $| C >$ à la lumière, un second état fondamental non couplé $| NC >$ à la lumière et un niveau excité $| e >$ pour un désaccord Raman nul $\delta = 0$. Les états fondamentaux $| C >$ et $| NC >$ possèdent un couplage motionnel V_m qui est proportionnel à la vitesse de l'atome.

L'étape de la mélasse grise est réalisée en deux temps. Dans un premier temps, le nuage est chargé dans la mélasse grise pendant 2 ms avec les lasers à pleine puissance pour capturer un maximum d'atomes provenant du CMOT. Ce transfert s'est révélé optimal pour un désaccord de $\delta_{C1} = \delta_{R1}$=5,2 Γ et pour r=0,15. Dans un deuxième temps, la phase de refroidissement est réalisée. Durant cette phase, l'intensité des lasers est réduite avec une rampe linéaire jusqu'à une valeur finale. Comme le montre la figure 5.5 (A), le minimum de température obtenu est de 16 µK pour une intensité finale de rampe de I/I_{sat}=0,7. Cette valeur de température est atteinte pour une durée de rampe de 15 ms. En effet, de 1 à 15 ms, la température diminue en fonction de la durée de la rampe. A partir de 15 ms, la température se stabilise aux alentours de 16 µK (figure 5.5 (B)). Enfin, un balayage du désaccord Raman (figure 5.5 (C)) montre que la température minimale est bien obtenue pour la condition $\delta = 0$. A la fin de cette étape, nous obtenons $2,4 \times 10^9$ atomes à une température de 16 µK. Les paramètres de la mélasse grise sont rassemblés à la table 5.4.

	r	I/I_{sat}	$\delta_{C1}(\Gamma)$	$\delta_{R1}(\Gamma)$	Gradient B(G/cm)	t(ms)
Capture	0,15	4,5	5,2	5,2	X	2
Rampe	0,15	4,5→ 0,7	5,2	5,2	X	15

TABLE 5.4 – Paramètres de la mélasse grise

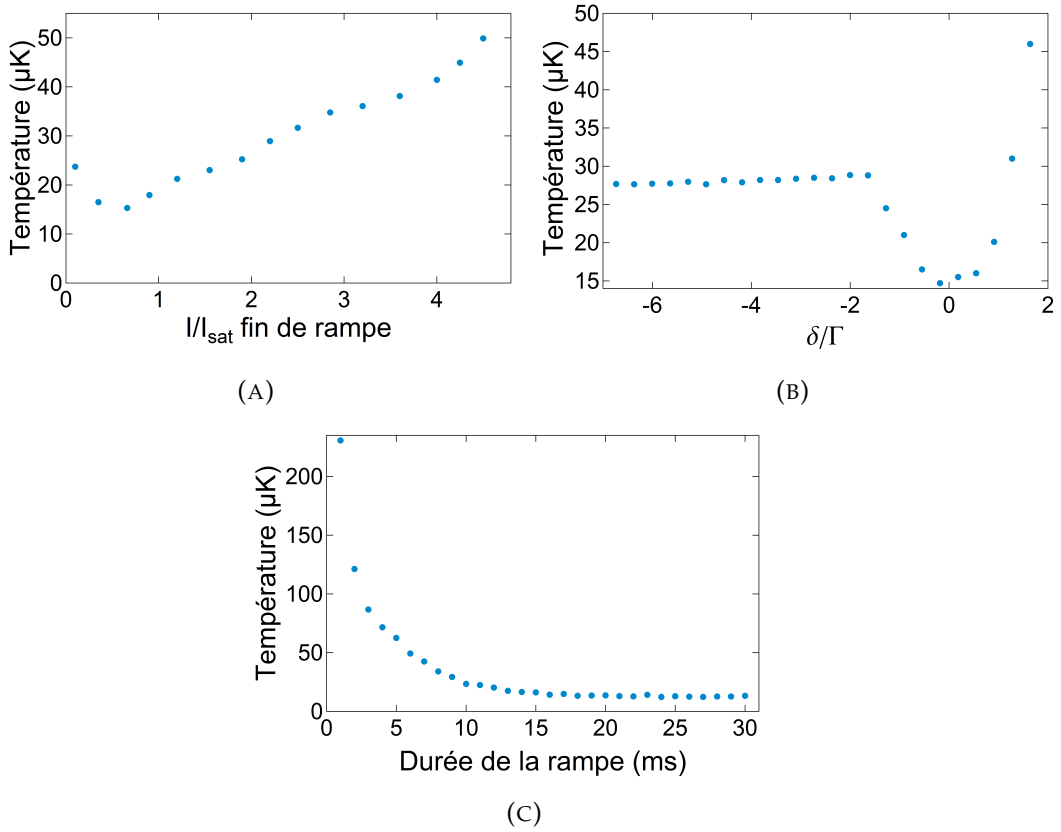


FIGURE 5.5 – Température de la mélasse grise en fonction de différents paramètres expérimentaux

Pompage optique

Nous avons constaté qu'un chargement direct des atomes issus de la mélasse grise vers le piège magnétique induisait beaucoup de pertes atomiques (∼30% des atomes sont piégés). Une façon efficace de remédier à ces pertes est de pomper optiquement tous les atomes dans le sous-état Zeeman souhaité.

Nous avons fait le choix de transférer tous les atomes dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$ (ce choix sera justifié dans la partie du piège quadrupolaire). Les deux ingrédients nécessaires au pompage optique sont un champ magnétique constant et un faisceau laser résonant polarisé σ^+. Le champ magnétique aura pour rôle de séparer les sous-états Zeeman des atomes. Le faisceau laser, composé de C_1 et R_1, est envoyé sur les atomes dans l'axe de quantification fixé par les bobines. La polarisation σ^+ de ce faisceau impose une excitation des atomes vers des états $\Delta m_F = +1$. Un atome dans l'état excité peut se désexciter par émission spotanée vers l'état fondamental avec un $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Un fois arrivé dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$, l'atome ne pourra plus absorber de photon σ^+. Après plusieurs cycles d'absorption et d'émission spontanée, les atomes se retrouvent dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$. Une illustration du mécanisme de pompage est donné à la figure 5.6.

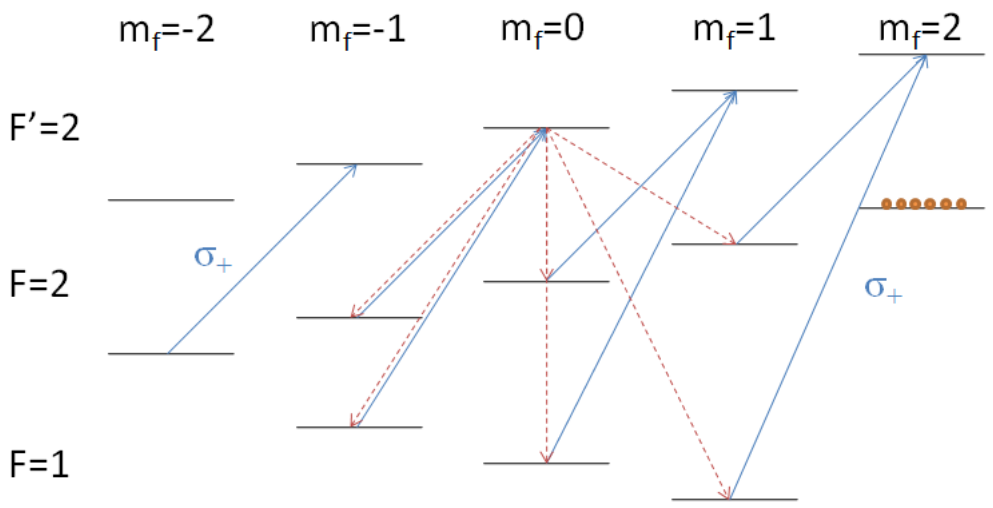


FIGURE 5.6 – Représentation schématique du pompage optique des atomes de Potassium vers l'état $| F = 2, m_F = 2 >$.

Pour la réalisation expérimentale du pompage optique, j'ai construit et installé une paire de bobines en configuration Helmholtz placée dans le même axe que les bobines du MOT. Le champ généré par ces bobines est de 2,3 G. Les caractéristiques techniques de ces bobines sont données dans la partie 3.4.2. Le faisceau laser utilisé pour le pompage optique provient d'une fuite issue du banc D1 passant par l'ordre -1 d'un modulateur acousto-optique alimenté à 143 MHz puis envoyé à l'aide d'une fibre sur les atomes avec un collimateur dans l'axe de quantification des bobines de pompage optique. Ce faisceau laser est appliqué pendant 50 µs, sa puissance est de 1,5 mW (soit $\frac{I}{I_{sat}}$=1,21) et le rapport r est de 0,8.

Le taux d'efficacité de transfert des atomes de la mélasse grise vers le piège magnétique est proche de 100%.

5.2 Etapes de refroidissement évaporatif

Suite au pompage optique, un piège magnétique est allumé. Ce piège consiste à recueillir le nuage d'atomes pré-refroidis par les lasers et le compresser pour augmenter le taux de collisions élastiques. Une augmentation de ces collisions permet un refroidissement rapide opéré à l'aide d'une évaporation RF. Les atomes refroidis sont ensuite chargés dans un piège hybride. Le nuage est transféré du piège hybride vers un piège croisé où la condensation et le contrôle des interaction est possible. Cette partie est destinée à décrire l'ensemble de ces étapes jusqu'à la condensation.

5.2.1 Piégeage magnétique

Considérons un atome soumis à un champ magnétique externe. L'énergie résultante de cette interaction est $E_B = -\vec{\mu}_m.\vec{B}$ avec $\vec{\mu_m}$ le moment magnétique de l'atome. En choisissant un axe de quantification parallèle au champ magnétique, les niveaux d'énergie de notre atome dans un champ magnétique externe suivent la relation :

$$E(m_F) = g_F \mu_B m_F B \tag{5.1}$$

avec g_F le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, m_F la composante suivant z du nombre quantique F.

Comme tout système physique, les atomes en présence d'un champ magnétique vont chercher à minimiser leur énergie. Les atomes dans des états qui remplissent la condition $g_F m_F > 0$ seront décrits comme chercheurs de champs faibles (Low field seekers en anglais), ces états ont besoin d'un minimum local de champ magnétique. Ce minimum local de champ magnétique ressenti par les atomes est réalisable avec un gradient de champ magnétique. En effet, le moment magnétique des atomes suit adiabatiquement le champ magnétique. C'est donc le module du champ qui est perçu et non le champ lui même. Les états remplissant l'autre condition $g_F m_F < 0$, quant à eux, sont appelés chercheurs de champs forts (Strong field seekers). Ces derniers ne peuvent être piégés par un champ magnétique car les équations de Maxwell interdisent d'avoir un maximum de champ en espace libre.

Etats piégeants du ^{41}K

Le calcul du produit $g_F m_F$ permet de connaître le comportement d'un atome dans l'état m_F en présence d'un champ magnétique externe. Pour ce calcul, la connaissance du facteur de Landé de l'atome est nécessaire. Le facteur de Landé est une grandeur qui permet de relier le moment magnétique au moment cinétique d'un état. Le facteur de Landé pour le moment cinétique total F de l'atome peut s'écrire :

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2(F(F+1))} \tag{5.2}$$

avec g_J le facteur de Landé du moment cinétique électronique total, F le nombre quantique associé à l'opérateur de moment cinétique total $\boldsymbol{F}$, I le nombre quantique associé à l'opérateur de spin nucléaire $\boldsymbol{I}$ et J le nombre quantique associé à l'opérateur de moment cinétique électronique total $\boldsymbol{J}$.
g_J se calcule avec la relation suivante :

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2(J(J+1))} \tag{5.3}$$

avec L le nombre quantique associé à l'opérateur de moment cinétique orbital $\boldsymbol{L}$ et S le nombre quantique associé à l'opérateur de spin électronique $\boldsymbol{S}$.

Dans le cas du potassium ^{41}K, le facteur g_J vaut 2. Le facteur g_F des états hyperfins F=1 est $-4/3$ et le facteur g_F des états hyperfins F=2 est $1/2$. Parmi les deux états hyperfins F=1 et F=2, seul trois sous-états satisfassent la condition $g_F m_F > 0$:$\mid F = 1, m_F = -1 >$, $\mid F = 2, m_F = 1 >$ et $\mid F = 2, m_F = 2 >$. Un transfert des atomes vers l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$ est faisable avec un pompage optique. De plus, cet état est celui qui possède la plus grande sensibilité au champ magnétique. Nous avons donc choisi tout naturellement de travailler avec des atomes dans $\mid F = 2, m_F = 2 >$ pour le piège quadrupolaire.

Mise en place expérimentale

Le gradient de champ magnétique est généré par les bobines principales utilisées pour le MOT 3D. Au centre de l'axe de symétrie, le champ est nul. Il croît linéairement à partir de 0 en partance du centre de l'axe de symétrie. L'expression qui le décrit est :

$$|\vec{B}| = B_0 \sqrt{\frac{x^2}{4} + \frac{y^2}{4} + z^2} \tag{5.4}$$

Le courant maximal que nous pouvons faire circuler dans ces bobines est de 200 A. Ce courant maximal génère un gradient de 115 G/cm dans l'axe fort des bobines.

Pour des atomes dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$, la profondeur du piège estimée par $\frac{E(m_F=2)}{k_B}$ est de l'ordre du mK. Il y a donc deux ordres de grandeurs entre la température de la mélasse grise et la profondeur du piège. Le chargement de celle ci dans le piège quadrupolaire n'est donc pas un problème.

Dès lors que la mélasse est terminée, un bref pompage optique est opéré sur les atomes permettant d'avoir un nuage préparé dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$. A la suite de quoi, un gradient de champ magnétique provenant des bobines principales est allumé. La valeur de gradient de 55,5 G/cm à laquelle le piégeage est fait a été choisi vis à vis du nombre optimal d'atomes chargé dans le piège hybride. Le temps de vie mesuré dans ce piège est de 20,3 s comme l'indique la figure 5.7.

5.2.2 Evaporation dans le piège magnétique

L'application d'un important gradient de champ magnétique aura pour conséquence de piéger les atomes chercheurs de champ faible. Le nuage piégé verra sa densité grandement augmenter mais sa température aussi. Cependant, l'utilisation d'un intense gradient de champ magnétique augmente

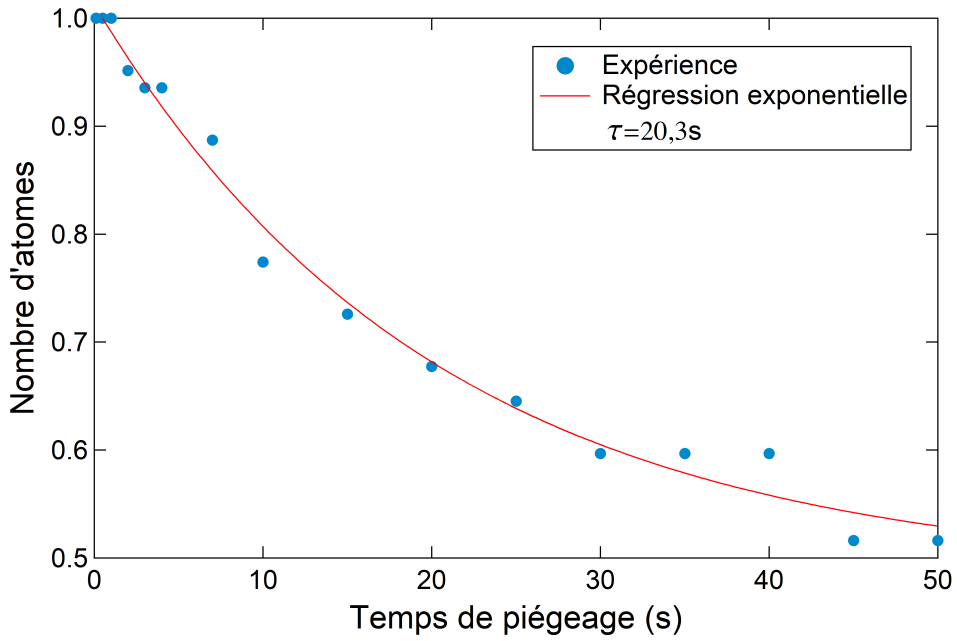


FIGURE 5.7 – Temps de vie du piège magnétique. En ordonnée est représenté le nombre d'atomes normalisé par le nombre chargé initialement dans le piège.

fortement le taux de collisions élastiques (collisions qui assurent la thermalisation du nuage lors du processus d'évaporation). Elles seront dominantes par rapport aux collisions inélastiques (collisions qui induisent des pertes à deux et trois corps). Un refroidissement évaporatif pourra donc être fait en jouant sur la profondeur du piège avec un rayonnement RF. Ce rayonnement fera basculer les atomes les plus chauds d'un état piégeant vers un état anti-piégeant. Les atomes restant dans le piège thermaliseront alors vers une température d'équilibre plus basse. Ce principe de refroidissement dans un piège magnétique est représenté schématiquement sur la figure 5.8.

Confection des antennes

Pour la phase d'évaporation dans le piège, les atomes de $\mid F = 2, m_F = 2 >$ doivent alors être envoyés vers $\mid F = 1, m_F = 1 >$. Pour cela, l'antenne qui génère le rayonnement RF doit fonctionner sur une gamme de fréquence de 254 à 300 MHz. Cette gamme de fréquence permet un troncage de la profondeur du piège de 0 à 2,2 mK.

La première antenne que j'ai conçu est une antenne dipôle demi-onde. Cette antenne est relativement simple à réaliser, seuls deux bruns de câbles dont la longueur totale est égale à la moitié de la longueur d'onde sont nécessaires. Pour une fréquence de résonance choisie au centre de la gamme (277 MHz), la longueur totale des deux brins doit être de 0,54 m.

Comme source d'excitation RF pour cette antenne, nous avons pris un VCO

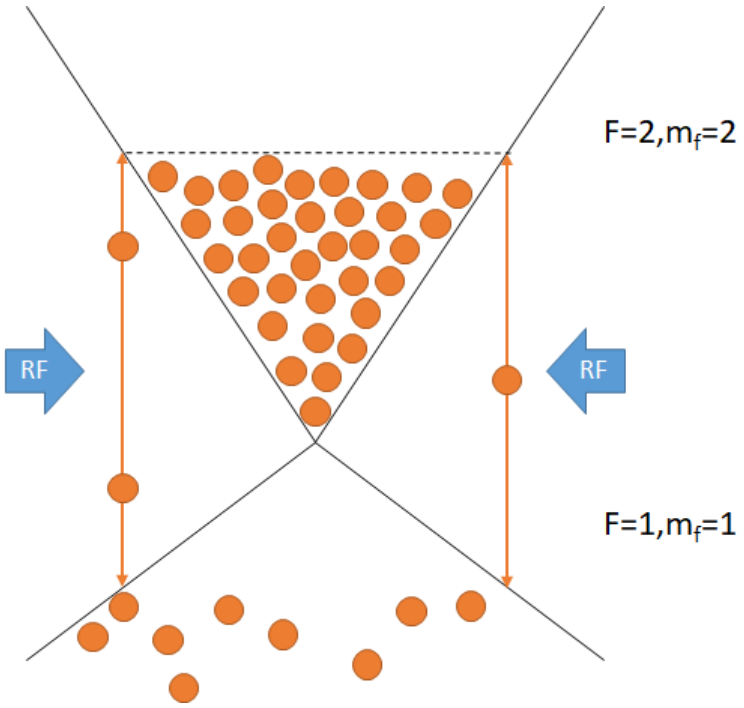


FIGURE 5.8 – Principe du refroidissement évaporatif dans un piège magnétique. L'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$ du ^{41}K est un état piégeant, l'état $\mid F = 1, m_F = 1 >$ est anti-piégeant. La RF appliqué au nuage permet de transferer les atomes d'un état à l'autre. En enlevant les atomes les plus chauds du piège, le nuage se refroidit par thermalisation.

(Mini-Circuits ZOS400+). Il est relié à un switch RF (Mini-Circuits SZSWA-2-50DR+), puis un amplificateur RF 5 W (Mini-Circuits ZHL03-5WF+) avec à sa sortie un circulateur RF (WENTEQ MICROWAVE F2520-0338-67S) permettant de protéger l'amplificateur contre les réflexions dûes à une impédance non adaptée.

La caractérisation de ce montage a été faite en regardant la troisième voie du circulateur RF. En mesurant la réfléxion induite par l'antenne sur un analyseur de spectre RF, nous avons pu voir la réponse à une rampe de fréquence de notre antenne à la figure 5.9. Un rayonnement est émis sur la plage qui nous intéresse. Nous avons ensuite testé l'antenne sur le piège magnétique. Les atomes se sont montrés récéptifs au rayonnement émis par l'antenne.

L'inconvénient de cette antenne est sa taille qui nous empêche de la placer le plus près possible des atomes. Cette première antenne a été utilisée jusqu'à l'obtention des premiers condensats.

Une autre antenne plus compacte a été fabriquée ensuite, il s'agit d'une antenne tire bouchon. Elle a été réalisée à partir d'un brin de fil de cuivre de longueur égale au quart de la longueur d'onde souhaitée. Ce brin de fil de cuivre a ensuite été enroulé pour lui donner la forme d'un tire bouchon. Le

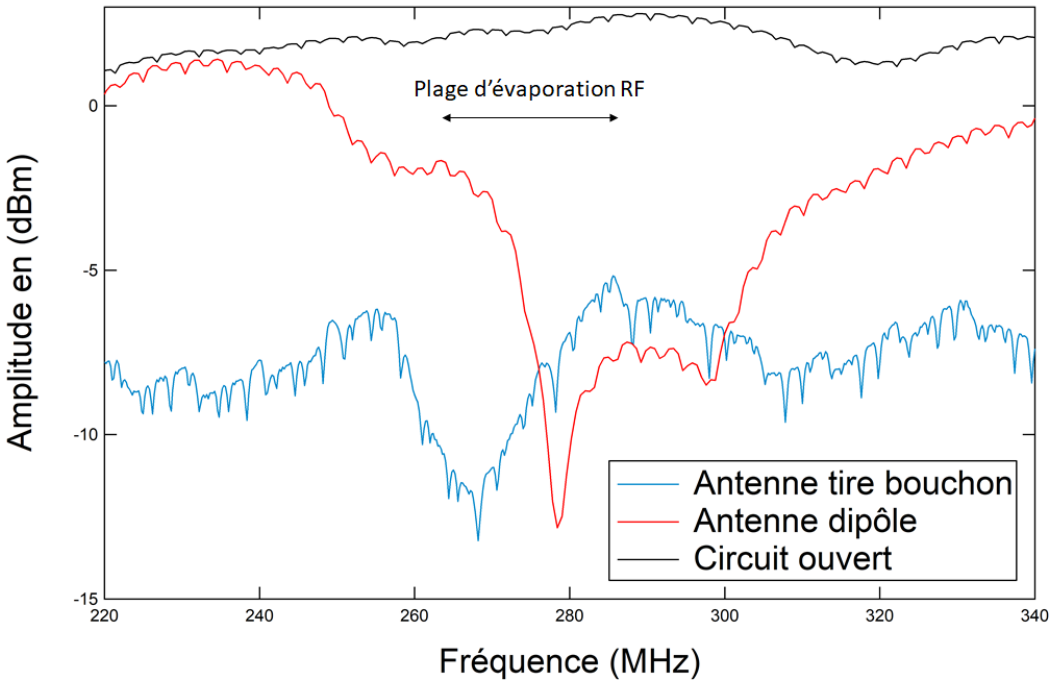


FIGURE 5.9 – Mesure des réflexions des antennes dipôle et tire bouchon comparé à à reflexion induite par un circuit ouvert.

gabarit que nous avons utilisé pour réaliser cette antenne est un piedestal cylindrique Thorlabs de 25,4 mm généralement utilisé pour le support des optiques. La même méthode que pour l'antenne demi-onde a été employée pour caractériser cette antenne. Une comparaison directe de l'efficacité de cette antenne par rapport à l'antenne dipole est faite à la figure 5.9. La compacité de l'antenne tire bouchon a permis un placement plus proche des atomes en la collant sur les hublots de l'expérience. Ce changement d'antenne a permis de réduire de 4 s la séquence d'évaporation par rapport à ce qui était fait auparavant.

Mise en place expérimentale

L'évaporation effectuée dans ce piège magnétique, avec l'antenne dipôle, a d'abord été faite de 285 MHz à 260 MHz avec une rampe exponentielle de constante de temps de 5 s pendant une durée de 9 s. Le nombre d'atomes obtenu était de 30×10^6 pour une température de 34 µK. Le changement de l'antenne demi-onde par l'antenne tire bouchon a permis d'améliorer cette étape en obtenant 53×10^6 d'atomes en 5 s avec une rampe linéaire de fréquence de même début et fin que l'ancienne.

Dans ces deux configurations, descendre en deça de 260 MHz induit d'importantes pertes. Ces pertes Majorana, bien connues dans ce type de piège, empêchent la condensation. La solution qui a été choisie pour pallier à ce problème est le piège hybride.

5.2.3 Piège hybride

En 2009, l'équipe de Trey PORTO au NIST a introduit et mis en place expérimentalement une nouvelle technique de refroidissement évaporatif dans un piège hybride [71]. Cette technique a permis l'obtention de condensats de près de 2×10^6 atomes de ^{87}Rb. D'autres expériences ont pu montrer l'efficacité de cette méthode [67] [91].

Principe

Le piège hybride combine un piège magnétique et un faisceau laser dipolaire désaccordé vers le rouge décalé par rapport au zéro du piège magnétique. Le position décalée du faisceau laser dipolaire par rapport au zéro de champ magnétique permet d'éliminer les pertes Majorana. Ces deux pièges sont allumés en même temps après la phase de pompage optique. A haute température, ce piège est essentiellement magnétique. Cela lui confère une grande profondeur et un grand volume de capture. Lors de l'évaporation RF, la température du nuage décroit, les atomes proches du zéro de champ magnétique "tombent" dans la faussette du piège dipolaire où ils peuvent rester s'ils subissent une collision élastique. Cette probabilité est d'autant plus grande que la température devient faible. A la fin de l'évaporation RF, le gradient de champ magnétique est diminué jusqu'à une valeur juste en dessous de la compensation de la gravité [1] (compensation à 7,2 G/cm dans notre cas). Cela permet de "redresser" le piège optique et aussi confiner suivant l'axe longitudinal du faisceau dipolaire puisque le faisceau dipolaire n'est pas assez confinant dans cette direction et ne permet pas, à lui tout seul, de condenser. A partir de ce moment, une évaporation peut être réalisée en diminuant l'intensité du faisceau laser dipolaire pour atteindre la condensation. Ce piège hybride tire parti des avantages de chacun des pièges qui le compose tout en comblant leurs faiblesses lorsqu'ils sont pris séparément.

Le potentiel de ce piège ressenti par les atomes est le suivant :

$$U_{dip}(x,y,z) = \mu_B B_0 \sqrt{\frac{x^2}{4} + \frac{y^2}{4} + z^2} - U_0 \times exp(-2[x^2 + (z - z_0)^2]/w_0^2) + mgz + E_0 \tag{5.5}$$

avec U_0 la profondeur du piège, w_0 le waist, z_0 le décalage par rapport au zéro de champ magnétique et E_0 correspond à la différence d'énergie entre le minimum du piège magnétique (sans piège optique) et le minimum total induit par la présence du piège optique.

Une simulation numérique du potentiel ressenti par les atomes dans la direction de la gravité a été faite à la figure 5.10. Nous pouvons voir que pour un piège dipolaire seul, la gravité "penche" le potentiel (courbe rose). La combinaison du piège magnétique et du piège dipolaire permet de compenser l'effet de la gravité voir même de redresser ce potentiel (courbe marron).

1. juste en dessous et non pas à la valeur qui compense la gravité sinon les atomes ne chutent pas et lévitent autour du piège

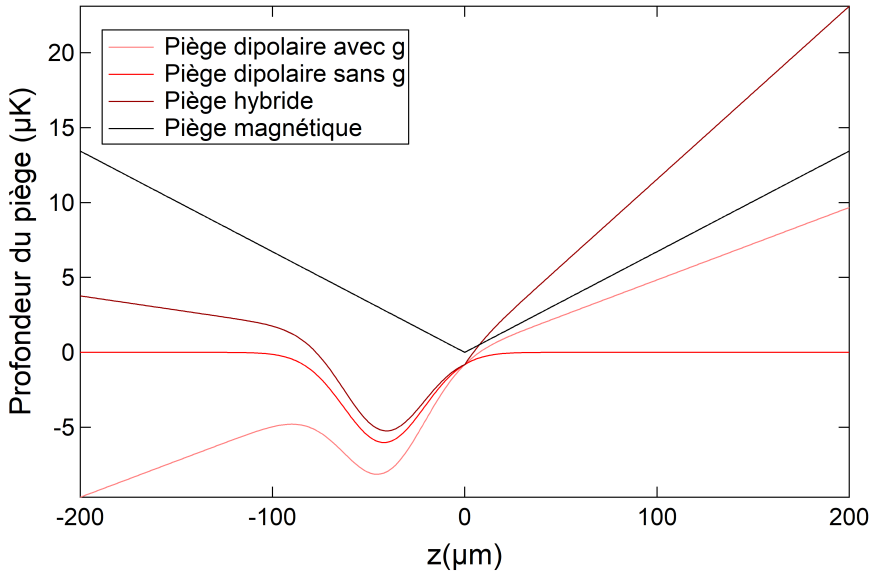


FIGURE 5.10 – Simulation numérique présentant le potentiel ressenti par des atomes de ^{41}K pour le piège magnétique, le piège dipolaire en présence ou non de gravité et pour le piège hybride. Cette simulation est faite pour une puissance laser de 100 mW à une longueur d'onde de 1551 nm et un gradient de champ magnétique de 10 G/cm. La gravité est parallèle à l'axe z et va des z croissants vers les z décroissants.

Mise en place expérimentale

Pour la réalisation expérimentale du piège hybride, les mêmes bobines que pour le piège quadrupolaire sont utilisées. Nous avons choisi un gradient de champ magnétique de 55 G/cm pour le piège magnétique. Ce choix a été fait en regardant le nombre d'atomes chargés dans le piège hybride en fonction de la valeur du gradient de champ magnétique appliqué pendant le piégeage magnétique (figure 5.11). Pour le piège dipolaire, un faisceau laser a dû être ajouté sur l'expérience. Les caractéristiques de ce faisceau sont une longueur d'onde de 1551 nm, un waist de 42 µm et une puissance disponible sur les atomes allant jusqu'à 5 W. La profondeur du piège est de l'ordre de 300 µK à pleine puissance.

Concernant la procédure d'alignement, une procédure similaire à celle décrite dans la référence [91] a été réalisée. Elle consiste à balayer horizontalement et verticalement le faisceau dipolaire autour du zéro de piège magnétique. Lorsque le faisceau passe par dans le zéro de champ magnétique, nous perdons complétement le nuage. Une fois le zéro de champ identifié, nous descendons le faisceau d'un waist sous le piège magnétique. Pour réaliser cette procédure, nous avons au préalable calibré la rotation des vis du dernier miroir avant le piège. Cette calibration permet de savoir précisément de quelle quantité est déplacée le waist du faisceau.

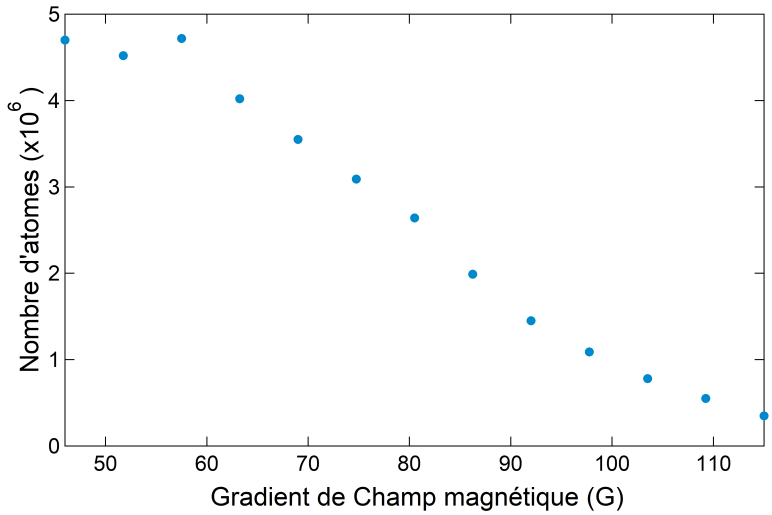


FIGURE 5.11 – Mesure du nombre d'atomes chargés en fonction de la valeur du gradient de champ magnétique du piège quadrupolaire.

Dans la séquence expérimentale, le faisceau dipolaire est allumé à pleine puissance au début du piège magnétique. L'évaporation RF dans le piège magnétique a lieu ensuite. A la fin de l'évaporation RF, le chargement du piège hybride est fait en rampant linéairement pendant 2 secondes la valeur du gradient de champ magnétique de 55 G/cm à 7 G/cm (valeur un peu en dessous de la compensation de la gravité). Le nombre d'atomes chargé dans ce piège en fonction de la puissance du faisceau dipolaire est représenté à la figure 5.12.

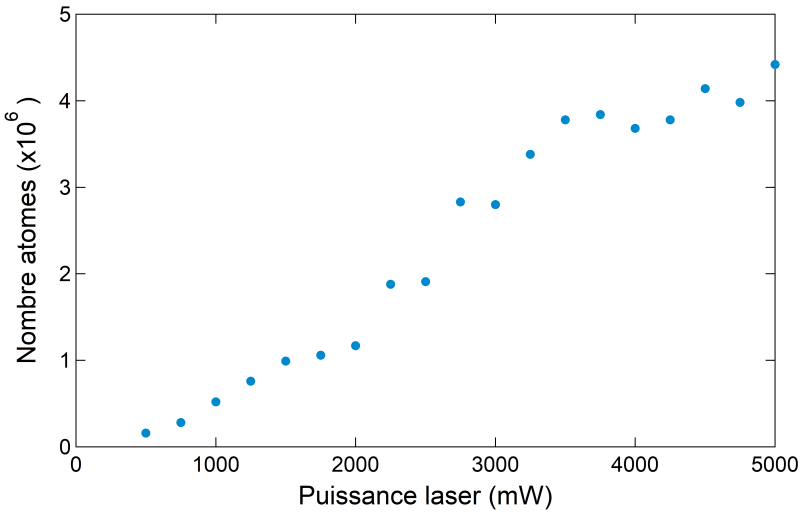


FIGURE 5.12 – Taux de chargement du piège hybride en fonction de la puissance du faisceau dipolaire

Avec la première antenne, $4,2 \times 10^6$ atomes étaient chargés dans le piège hybride sur les 30×10^6 issus du piège magnétique. L'efficacité de transfert était

donc de 14% (la figure 5.13 montre ce transfert). La température du nuage chargé dans le piège était de 25 µK. L'évaporation réalisée dans ce piège est faite en diminuant exponentiellement la puissance du faisceau laser jusqu'à 30 mW en 3 secondes avec un temps caractéristique de 1,1 seconde. Ce piège nous a permis d'obtenir un condensat pur de 60×10^3 atomes dans l'état $| F = 2, m_F = 2 >$.

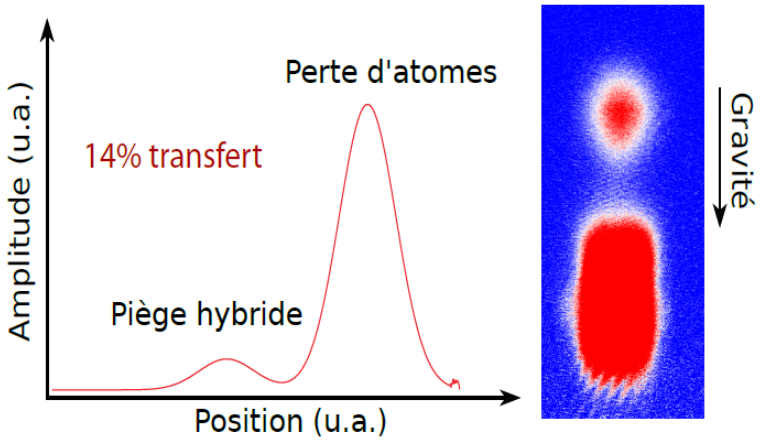


FIGURE 5.13 – Atomes chargés dans le piège hybride à partir du piège magnétique

Suite à la résolution du problème de vide rencontré dans le MOT 2D, au changement d'antenne et à un réalignement du faisceau dipolaire, $5,4 \times 10^6$ d'atomes sur les 53×10^6 ont pu être chargés dans le piège hybride. Ce qui a conduit à des condensats de 250×10^3 atomes. Malgré les améliorations apportées, notre expérience présente de moins bonnes performances que le NIST avec du ^{87}Rb [71](∼ 30% d'atomes issus du piège magnétique chargés). Cependant, les performances sont similaires à celles de l'équipe de Leticia Tarruell [67]. Si un besoin d'avoir de plus gros BEC se fait ressentir dans le futur, une augmentation du waist du faisceau dipolaire pourrait augmenter le volume de capture du piège. En ce qui nous concerne, nous en sommes restés à ce nombre d'atomes car il est suffisant pour nos expériences.

5.2.4 Piège optique croisé

La présence d'un champ magnétique dans le piège hybride empêche le contrôle des interactions via les resonances de Feshbach. Or, ce contrôle est indispensable pour l'étude expérimentale du rotateur frappé en présence d'interactions. Nous avons donc fait le choix de prendre le piège hybride comme intermédiaire de chargement au piège optique croisé. Pour cela, nous avons ajouté un second faisceau laser dipolaire qui croise perpendiculairement le faisceau du piège hybride. Dans ce piège croisé tout optique, la condensation peut être réalisée et le contrôle de la longueur de diffusion en onde s des atomes est possible.

Mise en place expérimentale

Les paramètres de notre second faisceau sont une puissance maximale disponible de 2,2 W, un waist de 118 µm et une longueur d'onde de 1540 nm.

Le chargement du piège dipolaire croisé intervient après le chargement du piège hybride. Une fois le piège hybride chargé, le faisceau du piège dipolaire est allumé à pleine puissance (2,2 W). La puissance du faisceau du piège hybride est rampée exponentiellement jusqu'à 230 mW (puissance à laquelle la profondeur des deux pièges optiques est équivalente, $\sim$ 14 µK) pendant 1 s avec un temps caractéristique de 300 ms. Ensuite, une décompression adiabatique piège magnétique jusqu'à 0 G/cm pendant 900 ms est opérée. Le nombre d'atomes chargé dans le piège est de l'ordre de 3×10^6 et le temps de vie mesuré dans ce piège est de 10,9 s (figure 5.14).

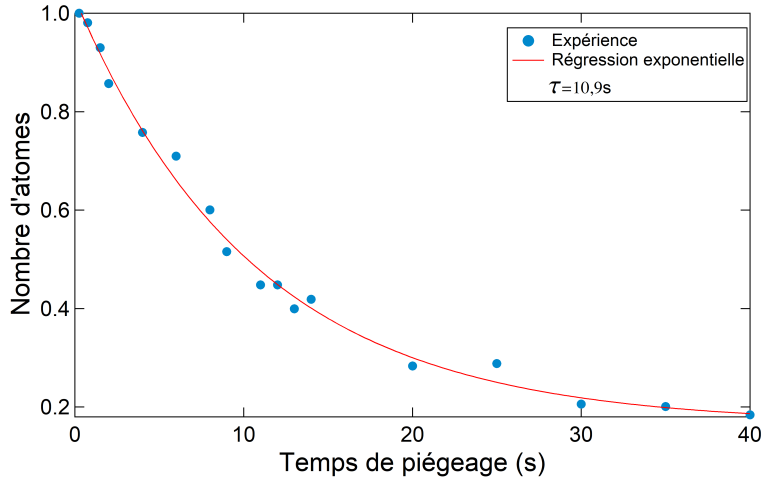


FIGURE 5.14 – Temps de vie du piège croisé

L'évaporation dans ce piège est réalisée en rampant exponentiellement la puissance des deux bras (230 mW $\rightarrow$ 30 mW pour le bras du piège hybride et 1800 mW $\rightarrow$ 270 mW pour le bras du piège croisé). La rampe dure 750 ms avec un temps caractéristique de 375 ms. Avec notre séquence expérimentale finale, nous sommes capables de faire des condensats de Bose-Einstein quasi-purs en $\sim$ 15 s dans trois sous-états : $\mid F = 2, m_F = 2 >$, $\mid F = 1, m_F = 1 >$ et $\mid F = 1, m_F = -1 >$. Les méthodes employées pour le transferts seront détaillées dans la partie suivante. Dans l'état $\mid F = 2, m_F = 2 >$, nous arrivons à obtenir des condensats de 300×10^3 atomes.

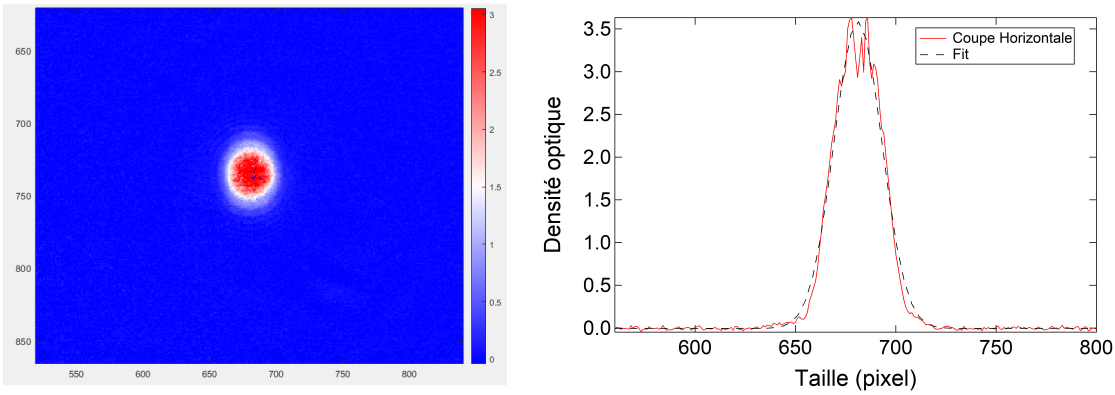


FIGURE 5.15 – Image d'un condensat quasi-pur dans l'état 1,1. Le TOF associé est de 27 ms et 500×10^3 atomes occupent le nuage

5.3 Contrôle des interactions

Une fois le condensat dans le piège croisé obtenu, nous avons souhaité transférer les atomes dans les états dans lesquels des résonances de Feshbach étaient accessibles. Des résonances dans les états $\mid F = 1, m_F = 1 >$ [92] et $\mid F = 1, m_F = -1 >$ [93] ont été identifiées. La largeur de ces résonances est faible : -361 mG dans l'état $\mid F = 1, m_F = -1 >$ et 52 mG dans l'état $\mid F = 1, m_F = 1 >$. Pour effectuer un contrôle avec des faibles largeurs comme celle-ci, un travail de stabilisation peut s'avérer nécessaire. L'objectif de ces travaux a donc été de voir si les résonances pouvaient être identifiées et si le contrôle des interactions était possible.

Pour mener à bien ces travaux, des transferts entre les états hyperfins ont été réalisés. Ces transferts feront l'objet de la première partie de cette section. Dans la deuxième partie seront présentées les résonances de Feshbach observées.

5.3.1 Transferts entre les états hyperfins

La méthode que nous avons utilisé pour le transfert d'un état à un autre est la méthode de balayage Landau-Zener. Elle est réalisé en appliquant un champ magnétique constant pour séparer les sous-états Zeeman des atomes et en balayant la fréquence d'une onde RF autour de la transition.

Mise en place expérimentale

Lorsque les atomes sont chargés dans le piège croisé, avant d'évaporer le nuage, nous procédons au transfert. Pour le transfert de $\mid F = 2, m_F = 2 >$ vers $\mid F = 1, m_F = 1 >$, nous utilisons les bobines principales pour obtenir un champ de 3 G et nous balayons la fréquence de 259,85 MHz à 259,15 MHz pendant 10 ms. Le transfert est efficace à 100%. Le transfert est symbolisé par la flèche bleue de la figure 5.16. Pour nous assurer que ce transfert a bien lieu

efficacement, nous avons mis en place une expérience de Stern et Gerlach qui permet de séparer les atomes dans des états différents. Nous avons été capables de générer des condensats de 500×10^3 atomes dans cet état.

Le transfert vers l'état $| F = 1, m_F = -1 >$ est une prolongation du transfert vers $| F = 1, m_F = 1 >$. Une fois dans $| F = 1, m_F = 1 >$, nous avons fait le choix de partir vers $| F = 2, m_F = 0 >$. Ce passage est fait avec une rampe linéaire de fréquence de 256,12 MHz à 255,88 MHz pendant 20 ms. Le transfert vers $| F = 1, m_F = -1 >$ lui est fait pendant 11 ms avec une rampe linéaire de fréquence de 252,2 MHz à 252,35 MHz. Ce double transfert est illustré par la flèche rouge de la figure 5.16. Le passage vers $| F = 2, m_F = 0 >$ induit beaucoup de pertes. Pour que ce passage soit le plus court possible, nous avons décidé d'utiliser un amplificateur mini circuit de 20 W (ZHL-20W-13SW+). Le nombre d'atomes dans le condensat que nous obtenons dans cet état $| F = 1, m_F = -1 >$ est de 80×10^3 atomes .

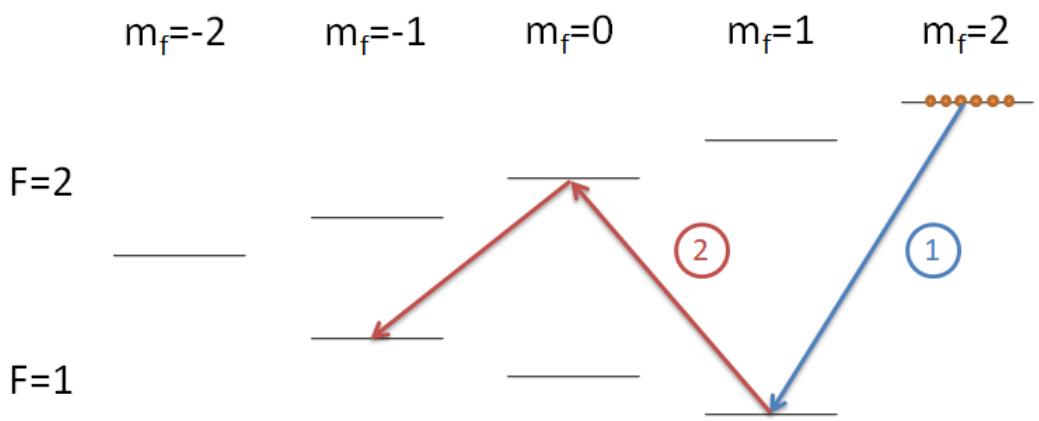


FIGURE 5.16 – Schéma des différents transferts entre les sous-états du ^{41}K. Le transfert numéro 1, symbolisé par la flèche bleue, représente le passage des atomes de $| F = 2, m_F = 2 >$ vers $| F = 1, m_F = 1 >$. Le transfert numéro 2, symbolisé par la flèche rouge, représente le chemin pris par les atomes pour aller de $| F = 1, m_F = 1 >$ à $| F = 1, m_F = -1 >$.

5.3.2 Observation des résonance de Feshbach du ^{41}K

Pour observer expérimentalement les résonances de Feshbach accessibles du ^{41}K, nous avons regardé la perte atomique induite par l'effet des collisions inélastiques à trois corps [61]. Ces pertes se produisent lorsque trois atomes collisionnent. Deux d'entre eux forment alors une molécule et l'énergie dégagée par cette formation est transférée au troisième atome. Ce gain d'énergie expulse alors le troisième atome du piège. Au voisinage d'une résonance de Feshbach, les pertes inélastiques à trois corps sont davantage présentes dû à l'augmentation de molécules formées. Ces pertes sont efficaces pour l'identification de ces résonances. Une température de quelques µK suffit pour les

résoudre. La procédure expérimentale que nous avons suivi commence par la préparation d'un nuage d'atomes ultra-froids dans un piège dipolaire croisé. Ensuite, les atomes sont gardés dans ce même piège et nous appliquons un champ magnétique constant pendant un temps donné. Enfin, nous mesurons le nombre d'atomes qu'il reste dans le piège. L'ensemble de cette procédure est refaite pour différentes valeurs de champ magnétique autour et au travers de la résonance.

La séquence expérimentale permettant l'observation des résonances est la suivante. Une fois le piège optique croisé chargé, une rampe linéaire de puissance est opérée pendant 1 s sur chacun des bras du piège croisé (230 mW→100 mW pour le bras du piège hybride et 1800 mW→900 mW pour le bras du piège croisé). La température du nuage à la fin de l'évaporation est de 760 nK. Un champ magnétique généré par les bobines principales est alors appliqué pendant 500 ms sur le nuage.

Ces séquences nous ont permis d'identifier à l'aide des pertes à trois corps les résonances de Feshbach de l'état $\mid F = 1, m_F = 1 >$ et de l'état $\mid F = 1, m_F = -1 >$. La figure 5.17 représente la résonance de l'état $\mid F = 1, m_F = 1 >$. Les points bleus correspondent aux données expérimentales. Une régression Gaussienne des données nous donne une résonance centrée à 409,18 G, large de 52 mG. La figure 5.18 représente la résonance de l'état $\mid F = 1, m_F = -1 >$. Les points bleus sont aussi associés aux données expérimentales. Une régression Gaussienne de ces données indique que la résonance est centrée à 51,129 G avec une largeur de -361 mG.

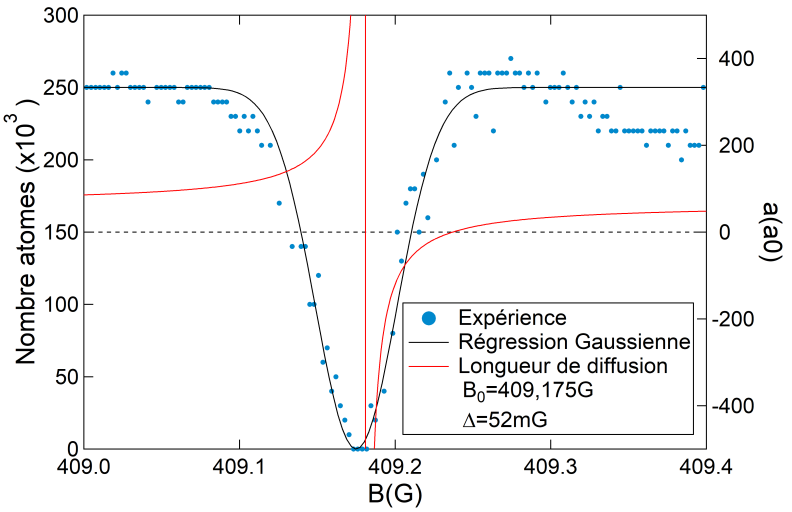


FIGURE 5.17 – Observation expérimentale de la résonances de Feshbach du ^{41}K dans l'états $\mid F = 1, m_F = 1 >$

Malgré l'observation et la résolution de ces résonances, nous n'avons pas été en mesure pour le moment de contrôler finement la longueur de diffusion. La répétition de ces expériences montre une bonne stabilité de champ. La position des résonances ne semble pas bouger et ce même sur des échelles

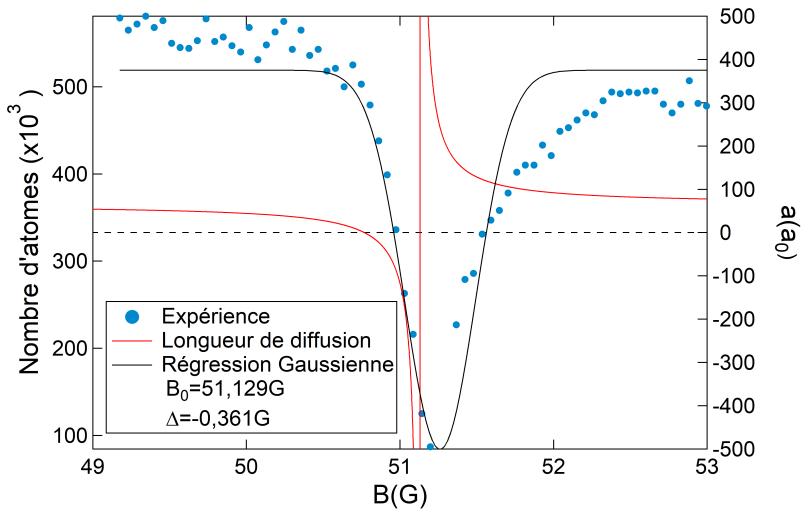


FIGURE 5.18 – Observation expérimentale de la résonances de Feshbach du ^{41}K dans l'états $\mid F = 1, m_F = -1 >$

de temps longues. Je pense que le problème provient plutôt des fluctuations à court terme de champ magnétique. Ces fluctuations peuvent provenir de la stabilité en température des bobines [2] ou de la stabilité en courant de l'alimentation.

Deux options s'offrent alors à nous :

— La première consiste à quantifier les fluctuations de champ et à trouver un moyen de les stabiliser ou les compenser activement à l'aide d'une autre source de courant.

— La seconde pourrait être de travailler avec le ^{39}K qui possède une résonance bien plus large et donc qui serait bien moins sensible à ces fluctuations.

Une résonance de forme à faible champ existe pour le ^{41}K. Nous avons pu en observer une. Cette résonance de forme sera présentée en annexe B.

Conclusion

Dans ce chapitre, les différentes étapes expérimentales permettant de produire des condensats de Bose-Einstein de ^{41}K ont été détaillées. Les premiers condensats ont été observés au milieu de ma deuxième année de thèse. Les développements de la séquence effectués sur l'expérience nous ont permis de générer des condensats dans les sous-états $\mid F = 2, m_F = 2 >$, $\mid F = 1, m_F = 1 >$ et $\mid F = 1, m_F = -1 >$. Après une opération de maintenance et des optimisations de l'expérience, nous avons pu produire des condensats de 500 000 atomes avec une durée de séquence expérimentale de 15 s. Parmi les différents états qui ont été atteints, deux possèdent des résonances de Feshbach que nous avons pu identifier : la résonance de l'état

2. Un changement de température produit un changement de résistance de la bobine. Le courant est donc modifié ce qui engendre un changement de champ magnétique

$| F = 1, m_F = 1 >$ à 409,18 G et la résonance de l'état $| F = 1, m_F = -1 >$ à 51,129 G. Cependant, le contrôle de la longueur de diffusion n'a pas encore été possible. Une étude sur la stabilité du champ pourrait déterminer si l'utilisation de fines résonances de Feshbach est possible. Sinon, l'évolution de l'expérience vers la condensation du ^{39}K permettra d'avoir une résonance bien plus large et la sensibilité au champ magnétique de la longueur de diffusion sera bien moindre.

L'obtention du condensat de Bose-Einstein de ^{41}K constitue la première grande étape permettant d'étudier le rotateur frappé. La seconde est l'onde stationnaire pulsée. La réalisation du système laser de celle-ci sera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 6

Réalisation expérimentale de l'onde stationnaire pulsée

Le rotateur frappé atomique peut être réalisé expérimentalement en soumettant un nuage d'atomes froids à une onde stationnaire lumineuse pulsée périodiquement dans le temps créée par l'interférence de deux faisceaux lasers contra-propageants. Le dispositif expérimental ainsi que la séquence permettant l'obtention du nuage d'atomes froids ont été décrits dans les chapitres précédents. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la réalisation expérimentale de l'onde stationnaire pulsée. Dans un premier temps seront présentés les paramètres de l'onde stationnaire ainsi que les problèmes et limitations qui peuvent être rencontrés avec ce système. Dans un deuxième temps, le développement d'un système laser pulsé proche infrarouge basé sur des technologies télécom et du doublage en fréquence sera détaillé. Ensuite, le montage permettant d'obtenir l'onde stationnaire sera développé. La partie suivante sera consacrée aux fibres optiques utilisées pour le transport des faisceaux vers les atomes. Enfin, la caractérisation de l'onde stationnaire sur les atomes conclura ce chapitre.

6.1 Onde stationnaire pulsée

Nous avons vu dans le premier chapitre que les paramètres K>5 ainsi que $\bar{k} > 1$ devaient être respectés pour être dans un régime de chaos quantique. Pour un système expérimental, ces conditions ne sont pas les seules garantes de l'observation de la localisation dynamique. L'interaction d'un onde lumineuse avec des atomes peut entraîner de l'émission spontannée et donc de la décohérence, qui peut détruire la localisation dynamique. De même, dans le cas d'une onde stationnaire horizontale, des effets d'accélération dûes à des défauts d'horizontalité de l'onde stationnaire peuvent entrainer de la décohérence. D'autres phénomènes peuvent aussi pertuber nos mesures comme la durée limitée des pulses laser (qui ne peuvent pas, en pratique, avoir une durée infiniment courte comme dans le modèle idéal). L'objectif de cette première partie sera d'introduire les paramètres K et $\bar{k}$ expérimentaux et d'étudier chacun des phénomènes qui peuvent nous limiter dans l'étude du rotateur frappé.

6.1.1 Généralités

Pour un atome à deux niveaux dans l'état fondamental, son interaction avec la lumière quasi-résonante peut se séparer en deux forces :

— La force de pression de radiation :

$$\vec{F_{pr}} = \hbar \vec{k_L} \frac{\Gamma}{4} \frac{\Omega^2}{\Delta_L^2} \tag{6.1}$$

— La force dipolaire moyenne :

$$\vec{F}_{dip} = -\vec{\nabla} V_{dip} = -\frac{\hbar}{4\Delta_L} \vec{\nabla} \Omega^2 = -\frac{\hbar \Gamma^2}{4\Delta_L} \vec{\nabla} \frac{I}{I_s} \tag{6.2}$$

Avec $V_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta_L} = \frac{\hbar\Gamma^2}{4\Delta_L}\frac{I}{I_s}$.

La force de pression de radiation est une force dissipative. Le terme en $\frac{1}{\Delta_L^2}$ de la force de pression de radiation est issue des processus d'émission spontanée. Elle est due au déséquilibre entre l'absorption directionnelle des photons du faisceau laser et l'émission spontanée isotrope, dont l'effet est nul en moyenne. La force dipolaire dérive d'un potentiel, cette force est donc conservative. Elle est due à la modification des niveaux atomiques par la présence du laser. Cette force est inversement proportionnelle au désaccord laser. Ainsi, la force de pression de radiation décroit plus rapidement que la force dipolaire lorsque le désaccord laser augmente.

L'émission spontanée est une source de chauffage et donc de décohérence. Pour l'étude du rotateur frappé, nous recherchons à minimiser l'émission spontanée. Idéalement, nous devrions utiliser un désaccord Δ_L le plus grand possible. Cependant, la puissance laser étant limitée, nous devrons trouver un compromis entre un paramètre de stochasticité K suffisant pour nos expériences et un taux d'émission spontanée minimal. Ce compromis est fait avec la valeur du désaccord laser.

6.1.2 Potentiel sinusoïdal pulsé

Sur l'ancienne expérience de Césium, l'onde stationnaire destinée à reproduire le modèle du rotateur frappé était verticale avec une compensation de la gravité. Cette configuration offre des degrés de liberté au système comme le contrôle de la phase de l'onde stationnaire. Ce contrôle de la phase a permis à l'équipe d'étudier le Coherent backscattering (CBS) [94] et le Coherent Forward Scattering (CFS) [11] en produisant des séquences périodiques de phases. Le problème de cette configuration est qu'elle est sensible au bruit de phase induit par la différence de chemin emprunté par les deux faisceaux produisant l'onde stationnaire conduisant à une possible source de décohérence. Il est prévu à long terme de retrouver cette configuration sur le dispositif expérimental de Potassium (j'ai construit et caractérisé le système laser dans ce sens). Cependant, pendant ma thèse, les expériences de rotateur

frappé que j'ai effectué ont été réalisées dans la configuration la plus simple (faisceau rétroréfléchi sur un miroir) qui est plus robuste aux instabilités. Ce choix est d'autant plus judicieux que la source laser développée pour notre expérience est nouvelle et assez différente des sources utilisées par le passé.

Formation de l'onde stationnaire

Dans notre expérience du rotateur frappé, le potentiel lumineux que nous appliquons aux atomes est une onde stationnaire composée de deux faisceaux lasers contrapropageants suivant l'axe x (axe des kicks). Les deux lasers ont la même pulsation : $\omega_L = k_L c$. La somme de leurs champs électriques respectifs E_1 et E_2 vaut :

$$\vec{E} = [E_1 \exp[i(\omega_L t - k_L x + \phi_1(t))] + E_2 \exp[i(\omega_L t + k_L x + \phi_2(t))]]\vec{e_x} \quad (6.3)$$

Avec $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$, les phases des lasers [1].

Pour réaliser l'onde stationnaire, nous prenons des amplitudes de champs électriques équivalentes, soit : E_1=E_2=E_0. Ce qui nous donne :

$$\vec{E} = E_0(t)(\exp[-i(k_L x - \phi_1(t))] + \exp[i(k_L x + \phi_2(t))])\vec{e_x} \quad (6.4)$$

L'intensité ressentie par les atomes est donc :

$$I = |E|^2 = 2|E_0|^2[\cos(2k_L x + \phi_2(t) - \phi_1(t)) + 1] \quad (6.5)$$

Faisceaux contrapropageants

Dans le cas où l'onde stationnaire est produite à partir de deux faisceaux contra-propageants issus d'une même source laser, une différence de phase relative accumulée à partir de la séparation des faisceaux $\Delta\phi$ est à prendre en compte. L'indépendance des faisceaux permet un contrôle de leur phase en modifiant la phase de l'onde RF qui agit sur l'AOM. L'intensité perçue par les atomes est alors :

$$I = |E|^2 = 2|E_0|^2[\cos(2k_L x + \phi_2 - \phi_1 + \Delta\phi) + 1] \quad (6.6)$$

L'onde stationnaire produite par ces deux faisceaux peut être horizontale ou verticale. Si l'onde stationnaire est verticale, un contrôle de la phase devra être opéré afin de compenser la phase quadratique accumulée par la chute du nuage. Cette compensation permet d'avoir le nuage et l'onde stationnaire dans le même référentiel. La disposition verticale offre la possibilité de faire

1. Ces phases dépendent du temps pour que nous puissons tenir compte d'éventuelles dérives de phases des systèmes lasers

de nombreux kicks puisque l'onde stationnaire est orientée dans la direction de chute du nuage. Le contrôle de la phase dans cette dernière configuration offre d'autres degrés de libertés au système.

Faisceau rétroréfléchi par un miroir

Dans le cas où l'onde stationnaire est faite à partir d'un faisceau rétroréfléchi par un miroir, les phases $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$ sont égales. L'intensité alors perçue par les atomes est :

$$I = |E|^2 = 2|E_0|^2[\cos(2k_L x) + 1] \tag{6.7}$$

Dans cette configuration, l'onde stationnaire est horizontale. Son avantage est que la rétroréflexion du faisceau par un miroir rend l'onde stationnaire insensible à la phase du laser. Son inconvénient est que le nombre de kicks asséné au nuage est limité à cause de sa chute verticale induite par la gravité.

Les expériences de rotateur frappé menées dans cette thèse ont été réalisées dans la configuration d'un faisceaux laser rétroréfléchi sur un miroir. Le potentiel de l'onde stationnaire ressenti par les atomes dans cette configuration est :

$$V_{dip} = V_0[\cos(2k_L x) + 1] \tag{6.8}$$

avec $V_0 = \frac{\hbar\Gamma^2}{4\Delta_L}\frac{2E_0^2 sin^2(\omega_L t)}{I_s}$

Dans le modèle du rotateur frappé, l'onde stationnaire est modulée par un peigne de Dirac. Expérimentalement, un peigne de Dirac n'est pas réalisable car nous ne pouvons faire des pulses de durée infiniment fine. En revanche, nous pouvons répéter une fonction porte périodiquement dans le temps. Pour s'approcher de la théorie, la durée de la porte τ doit être petite devant la période de répétition des portes. Cette condition a une conséquence sur la physique du rotateur frappé. Si elle n'est pas respectée, elle peut entraîner un phénomène de "boîte classique", lié au mouvement des atomes pendant le temps d'application des kicks, qui sera présenté plus en détail par la suite. La fonction porte est :

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{si t} \in [0;\tau] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{6.9}$$

Cette fonction est répétée n fois à une période T si l'on veut frapper le nuage n fois.
L'hamiltonien qui découle de ce développement est :

$$\mathcal{H} = \frac{P^2}{2} + V_0 \cos(2k_L x) f(t) \sum_{\text{n=0}}^{+\infty} \delta(t - n) \tag{6.10}$$

6.2 Banc laser pulsé pour l'onde stationnaire

Historiquement, sur son expérience de Césium, l'équipe chaos quantique du Phlam utilisait un laser continu à 852 nm avec un désaccord de 5 000 Γ qui était haché avec des modulateurs acousto-optiques. La durée typique des portes pour l'onde stationnaire pulsée était comprise entre 0,2 et 1 µs pour une fréquence de répétition allant de 33 kHz à 53,3 kHz. Dans d'autres expériences plus récentes faites dans d'autres équipes, la même méthode est utilisée pour la génération des kicks avec des durées de kicks semblables [95] [48].

Pour notre nouveau dispositif, nous avons souhaité réaliser l'onde stationnaire pulsé d'une nouvelle manière. En effet, un laser continu haché par un AOM n'est pas efficace (la lumière n'est appliquée que pendant une fraction du temps). De plus, avec cette méthode, la durée des impulsions est relativement longue (pour avoir de grands K) et le système est limité par le temps de coupure de l'AOM. Un système laser pulsé est plus efficace et résout ces problèmes. Les puissances crêtes de ces lasers sont importantes, bien que la puissance moyenne soit relativement faible. Dans notre dispositif, nous voulons que notre système laser pulsé génère une lumière sur la transition D1 car sa structure hyperfine est moins complexe que la transition D2.

Il n'existe pas de laser pulsé proche IR (∼770 nm). En revanche, il existe des amplificateurs IR télécom dont la durée de pulse est comprise entre 1 et 150 ns à un taux de répétition compris entre 50 kHz et 500 kHz avec des puissances crêtes allant jusqu'au kW. Comme les puissances crêtes sont très grandes, nous pouvons doubler en fréquence efficacement notre laser et avoir un laser pulsé proche IR. Une démonstration de faisabilité de ce genre de système a été faite en 2007 [96]. Ce laser est constitué d'un système télécom pulsé à 1540 nm avec des durées d'impulsion de 136 ns et des puissances crêtes de 360 W. La fréquence de répétition du système peut être variée de 55 kHz à 150 kHz. Ce laser pulsé IR est doublé en fréquence avec un cristal non linéaire donnant ainsi un laser pulsé à 770 nm avec une efficacité de doublage allant de 56 % à 35%. Dans cet esprit, nous avons souhaité concevoir un système laser pulsé basé sur les technologies télécom et du doublage en fréquence avec un cristal non linéaire.

Dans cette partie, nous allons tout d'abord présenter les paramètres $\bar{k}$ et K attendus avec ce genre de système. Ensuite, nous allons présenter et détailler les différents éléments constituant notre nouveau banc laser. Puis, une caractérisation du banc sera faite.

6.2.1 Paramètres $\bar{k}$ et K

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, l'Hamiltonien adimensionné du rotateur frappé est le suivant :

$$\mathcal{H} = \frac{P^2}{2} + K\cos(X)\sum_{n=0}^{+\infty}\delta(t-n) \tag{6.11}$$

Constante de Planck réduite adimensionnée $\bar{k}$

L'expression de la constante de Planck réduite adimensionnée $\bar{k}$ est donnée par :

$$\bar{k} = \frac{(4\pi)^2\hbar T}{m\lambda^2} \tag{6.12}$$

$\bar{k}$ dépend de la fréquence à laquelle nous frappons le nuage, de la masse de l'atome utilisé dans l'expérience et de la longueur d'onde du laser qui crée l'onde stationnaire. L'atome que nous utilisons est le ^{41}K et le laser utilisé agit sur la transition D1, soit une longueur d'onde de 770,216 nm. Pour satisfaire la condition $\bar{k} > 1$, il faut que nous ayons une période de d'impulsion supérieure à 2,42 µs, soit une fréquence inférieure à 412,950 kHz.

Paramètre de stochasticité K

L'expression du paramètre de stochasticité K est la suivante :

$$K = \frac{4\pi^2 T\tau\hbar\Gamma^2 I}{2\Delta_L I_s m\lambda^2} \tag{6.13}$$

Pour déterminer les K attendus, nous fixons arbitrairement des quantités pour savoir les ordres de grandeurs nécessaires des différents paramètres. Le choix de chacun des paramètres sera argumenté dans les parties suivantes. Un $\bar{k}$ de 1,94 nous impose une fréquence d'impulsions de f=212,132 kHz. Une durée d'impulsion de τ=10 ns nous permet d'éviter le phénomène de boîte classique ($p_{max} = 1500 \times 2\hbar k_L$). Une expérience de 1 000 kicks sans photon émit spontanément nécessite un désaccord par rapport à la transition D1 de 10 000 Γ. Un faisceau de 1 450 µm de diamètre (deux fois le waist, 4σ) permet une application de 1 000 kicks sur un condensat de 200 µm avec une variation de K inférieure à 2 %. Enfin, avec une puissance crête de 100 W, le K maximal accessible est de 10,03. Cette valeur de K correspond bien à nos attentes.

Pour respecter ces paramètres, le système laser pulsé doit produire des impulsions lumineuses à 770 nm de 10 ns avec une puissance crête de 50 W minimum à une fréquence de répétition inférieure à 412,950 kHz.

6.2.2 Système laser pulsé à 770 nm

Présentation du système laser

Le système, schématisé en 6.1, est composé d'une diode laser fibrée à cavité étendue Pure Photonics PPCL550 accordable de 1527,6 nm à 1565,5 nm et possèdant une largeur spectrale de 10 kHz. Un modulateur électro-optique (EOM) de 10 GHz (MXER-LN-10) contrôlé par un générateur basse fréquence (GBF) est placé ensuite. Le GBF est le modèle 33600A de chez Keysight. Ce modèle possède une fréquence maximale de 120 MHz et une fréquence d'échantillonnage de 1 GSa/s. Il est capable de générer des signaux d'impulsion de 5 ns avec des temps de montée et de descente de 2,9 ns. L'EOM aura pour rôle de générer un train d'impulsions contrôlables à sa sortie [2]. Un coupleur 90%/10% est placé après l'EOM, les 90 % de lumière vont vers l'amplifiacteur et les 10% vont vers un système de protection que j'ai développé et qui sera présenté par la suite.

L'amplificateur pulsé télécom est un amplificateur à fibre dopées en Erbium qui est capable d'amplifier des pulses de 1 à 50 ns à des amplitudes allant jusqu'à 1,4 kW crête pour une fréquence de répétition de 100 à 500 kHz.

Le faisceaux issu de cet amplificateur est ensuite envoyé vers une lentille pour focaliser le faisceau à un waist de 80 µm au niveau d'un cristal doubleur PPLN. Ce cristal est régulé à une température de 124,2 °C à l'aide d'un four et d'un contrôleur thorlabs TC 200. Le faisceau sortant du cristal est filtré à l'aide d'un miroir dichroïque.

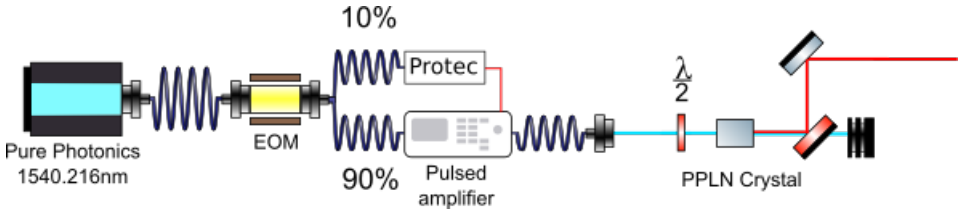


FIGURE 6.1 – Schéma du système laser pulsé 770 nm

Performances du banc

La puissance directement mesurée sur ce banc avec un mesureur de puissance est la puissance moyenne. Or, ce qui nous intéresse pour notre système est la puissance crête. La relation entre la puissance moyenne et la puissance crête est :

$$P_{moy} = \tau f P_c \tag{6.14}$$

2. Dans notre système, la durée d'impulsion est limitée par le GBF. Comme nous souhaitons travailler avec des impulsions de 10 ns, nous ne serons donc pas limité avec notre système.

La puissance mesurée en sortie de cristal PPLN en fonction de la fréquence de répétition des impulsions lumineuses est représenté à la figure 6.2. Cette mesure a été réalisée avec une durée de 10 ns et un temps de montée et de descente de 2,9 ns par impulsion.

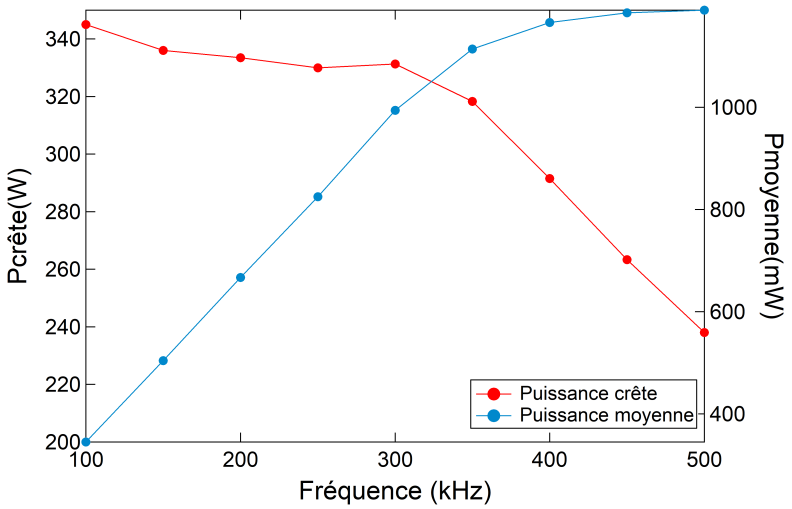


FIGURE 6.2 – Puissance crête proche infrarouge en sortie de banc en fonction de la fréquence de répétition des impulsions lumineuses à une puissance moyenne infrarouge de 1,368 W (courant des diodes de pompe de 5 A).

A basse fréquence, nous constatons que la puissance crête (courbe rouge) est à son maximum. Nous pouvons voir que cette puissance crête varie très peu jusqu'à 300 kHz. A partir de 300 kHz, une diminution de la puissance crête se produit à mesure que la fréquence augmente. Cela s'explique par le fait que le doublage en fréquence arrive à saturation comme le montre la puissance moyenne (courbe bleue). L'efficacité de doublage atteint les 86% avec ce système. L'efficacité de doublage mesurée ici est bien supérieure à celle mesurée sur les banc D1 et D2. Cela s'explique par le fait que les puissances crêtes sont très grandes devant les puissances des lasers continus. De plus, la puissance moyenne en sortie de l'EDFA pulsé est de 1,368 W, soit l'équivalent du régime à basse puissance des EDFAs des bancs D1 et D2. De ce fait, les effets thermiques dans le cristal sont faibles et donc les effets de désaccord de phase sont peu présent. Ceci qui permet d'avoir une efficacité de doublage élevée.

Dérive de phase induite par l'amplificateur

La stabilité de phase est un paramètre important pour le rotateur frappé. Dans le cas d'une onde stationnaire formée par la rétroréflexion d'un faisceau, la stabilité de phase est garantie par la stabilité mécanique du miroir. Cependant, il est intéressant de quantifier les dérives de phases qui ont lieu au sein de l'impulsion.

Nous avons fait une mesure pour regarder le comportement de la phase du laser au sein de l'impulsion lumineuse. Pour faire cette mesure, nous avons fait 3 prélèvements : Un en amont de l'amplificateur, un en sortie directe d'amplificateur et un dernier après le cristal PPLN. Chacun des prélèvements a été mélangé à l'aide d'un coupleur 50/50 avec un laser continu d'une fréquence proche pour faire un battement. Les champs électriques des lasers continu ($\vec{E_c}$) et pulsé ($\vec{E_p}$) sont les suivants :

$$\begin{cases} \vec{E_c} = E_{c1} sin(\omega_0 t)\vec{e_x} \\ \vec{E_p} = E_{p1}(t) sin[\omega_1 t + \phi_1(t)]\vec{e_x} \end{cases} \tag{6.15}$$

Avec ω_0 la pulsation du laser continu, ω_1 la pulsation du laser pulsé et $\phi(t)$ la phase du laser pulsé.

La mesure faite par le photodétecteur est proportionnelle à $|\vec{E_c} + \vec{E_p}|^2$, soit :

$$S \propto E_{c1}^2 + E_{p1}^2(t) + E_{c1}E_{p1}(t)[cos[\Delta\omega t - \phi(t)] - cos[(\omega_0 + \omega_1)t + \phi(t)] \tag{6.16}$$

Avec $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1$, la différence de pulsation entre les deux lasers.

La bande passante de la photodiode utilisée pour les mesures était de 25 GHz. L'écart de fréquence choisit pour $\Delta\omega$ est inférieur à $2\pi \times 25$ GHz. Le second terme en $cos[(\omega_0 + \omega_1)t + \phi(t)]$ n'est pas détéctable car la fréquence du signal est en dehors de la bande passante. De ce fait, nous mesurons :

$$S \propto E_{c1}^2 + E_{p1}^2(t) + E_{c1}E_{p1}(t)cos[\Delta\omega t - \phi(t)] \tag{6.17}$$

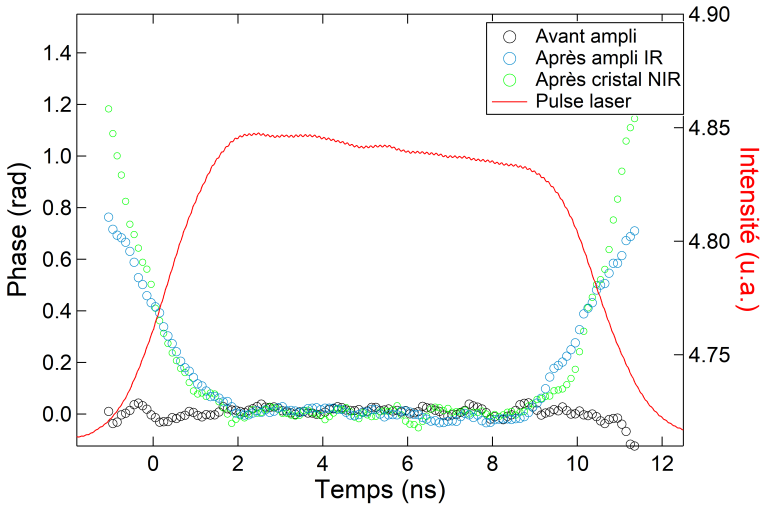


FIGURE 6.3 – Mesures de la dérive de phase au sein de l'impulsion avant amplification (courbe noire), après amplification par l'EDFA (courbe bleue) et après doublage par le cristal PPLN (Courbe verte).

Une regression sinusoïdale appliquée au signal de battement des impulsions nous permet de connaître la valeur de ϕ à chaque instant dans celles-ci. Le résultat de ce traitement de données est visible à la figure 6.3. La figure montre que la phase ϕ de l'impulsion est constante avant de traverser l'amplificateur (courbe noire). Après avoir parcouru l'amplificateur, nous constatons qu'un changement de phase s'opère au niveau des fronts montants et descendants (courbe bleue). L'amplificateur est à l'origine d'une dérive au sein du pulse. Dans une étude datant de 2000 menée sur les EDFAs, il a été montré que les ions d'Erbium étaient à l'origine de ces dérives de phase et que ces dernières étaient dépendantes de l'intensité du laser (chose qui est confirmée par notre mesure) [97].

Système de protection

L'amplificateur ne possède pas de système de coupure en cas d'extinction du laser qui arrive en entrée. Un manque de puissance à son entrée se soldera par des dommages irréversibles causés à celui-ci. Dans le but de prévenir ce problème, un système a été développé pour évaluer la puissance qui va vers l'entrée de l'amplificateur. La voie 10% du coupleur en sortie de l'EOM (figure 6.1) est envoyé vers une photodiode thorlabs. Le signal pulsé est transformé en signal continu et ce signal est contrôlé en permanence par une carte arduino uno R3. Cette carte converti la tension analogique mesurée en une valeur numérique et l'affiche sur un écran LCD. Elle contrôle aussi, par le bias d'un relai, l'interlock de l'amplificateur. L'écran permet de savoir si il y a de la puissance en entrée et si elle est suffisante. Le contrôle de l'interlock permet, quant à lui, d'autoriser l'allumage de l'amplificateur. Pour une puissance peu suffisante ou non présente, l'interlock est ouvert. Sinon il est fermé. Les détails de ce système dont le code et le schéma du montage sont donnés en annexe C.

L'ensemble du système laser a été décrit ici, nous allons maintenant nous intéresser au montage de l'onde stationnaire.

6.3 Montage de l'onde stationnaire pulsée

Le montage de l'onde stationnaire à partir du banc laser pulsé a été fait dans le but d'avoir un maximum de degré de liberté quant à la réalisation du rotateur frappé.

La configuration la plus riche consiste à séparer en deux le faisceau laser issu du banc pulsé tout en gardant un contrôle de la proportion de puissance dans chacun des bras. Si la majeure partie de la puissance est envoyée vers un bras, nous pouvons travailler avec un faisceau rétroréfléchi sur un miroir. Sinon, on équilibre la puissance dans chacun des bras pour avoir deux faisceaux contrapropageants équilibrés en puissance. Cette solution, bien que simple, se révèle efficace pour passer d'une configuration à l'autre.

Une autre question reste en suspend : Quel moyen allons-nous utiliser pour transporter les faisceaux vers les atomes ?

Nous allons détailler les moyens mis en oeuvre pour séparer le faisceau puis nous répondrons à la question soulevée.

6.3.1 Préparation des faisceaux

Le système laser a été installé sur la table optique principale où se trouve le système à vide. Les différents éléments qui préparent les faisceaux ont été installés au plus près de l'expérience. La préparation des faisceaux commence avec une lame demi-onde et un cube polarizeur qui permet de séparer en deux le faisceau du banc. Les deux faisceaux sont ensuite respectivement injectés dans des AOMs qui permettront un contrôle de l'amplitude et de la phase de chaque faisceau (figure 6.4).

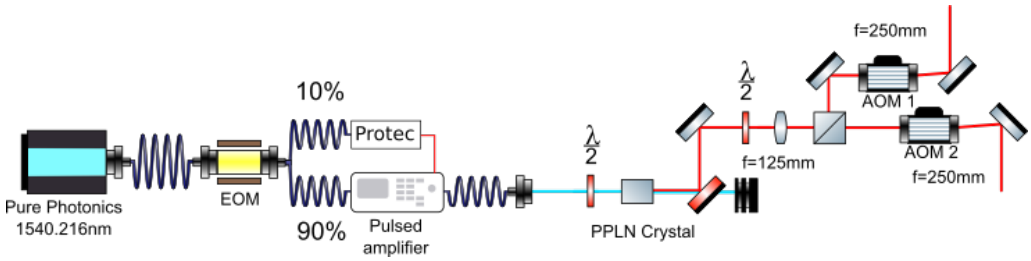


FIGURE 6.4 – Schéma du montage illustrant comment sont séparés les faisceaux.

Deux méthodes de transport des faisceaux vers les atomes s'offrent à nous : Un transport en espace libre et un transport fibré. Des tests dans chacune des configurations nous a permis de faire notre choix.

6.3.2 Choix pour le transport des faisceaux

Le faisceau laser issu du banc pulsé est séparé en deux à partir du cube. Le choix du transport de faisceau va reposer sur un critère, il faut que la différence de marche accumulée du cube jusqu'aux atomes soit la plus petite possible.

Evaluation de la différence de marche

Le diagnostique que nous avons utilisé pour quantifier la différence de marche accumulée par chaque faisceau est semblable à la mesure de phase intrapulse. Nous regardons ici comment se comporte la phase relative entre les deux faisceaux en les recombinant. En choisissant deux ordres opposés sur les AOMs en espace libre 1 et 2 (figure 6.4), les faisceaux vont battre l'un

avec l'autre et nous pourrons en déduire la phase à chaque pulse. En adaptant l'équation 6.16 à notre battement, le signal que nous mesurons a cette forme :

$$S \propto E_{p1}^2(t) + E_{p2}^2(t) + E_{p1}(t)E_{p2}(t)cos[\omega_B t - \phi(t)] \tag{6.18}$$

avec E_{pi} l'amplitude du champ électrique de chaque pulse, $\omega_B = \omega_{AOM1} - \omega_{AOM2}$ la pulsation du battement associée aux deux fréquences des AOMs de chaque bras.

Nous avons donc d'abord testé une recombinaison des faisceaux après une certaine distance parcourue en espace libre. Nous avons fait ensuite la même mesure avec un coupleur PM à 770 nm. Le transport du laser pulsé en espace libre s'est révélé bien plus sensible que pour le transport avec des fibres (voir figure 6.5).

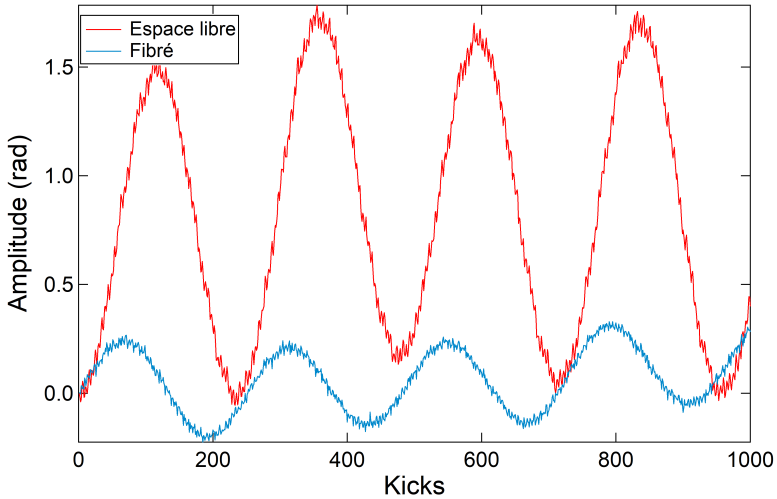


FIGURE 6.5 – Comparaison entre la différence de marche induite par un système en espace libre et un système fibré pour le transport des faisceaux vers les atomes.

Les oscillations que nous pouvons voir ont la même période pour chacun des montages. Après une petite étude, nous avons pu remonter à son origine. Il s'agissait du ventilateur d'un oscilloscope qui générait des vibrations sur notre table de test. Les vibrations étaient à 893 Hz. Cela nous a permis de nous rendre compte de la sensibilité de chacun des montages et des précautions que nous avions à prendre.

Amélioration possible des montages

Pour orienter notre choix, nous nous sommes demandés les axes d'améliorations possibles des deux montages :

— Pour le montage espace libre, il faut remplacer tous les éléments opto-mécaniques par des éléments anti-vibrations.

— Pour le système fibré, une isolation des fibres dans de la mousse est envisageable.

Nous avons opté pour le montage fibré. Il nous offre une facilité de transport, son isolation avec de la mousse est moins chère et rapidement réalisable.

6.3.3 Caractérisation du montage fibré

Isolation des fibres

Le schéma du montage final fibré est donné à la figure 6.6.

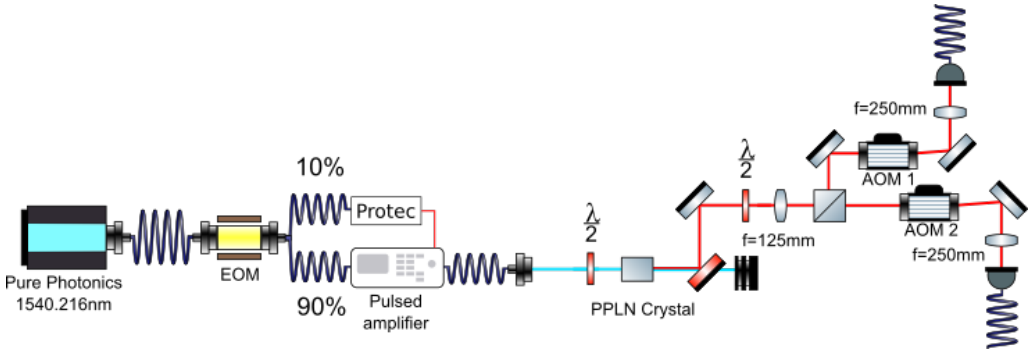


FIGURE 6.6 – Schéma du montage final permettant de générer notre onde stationnaire à deux faisceaux indépendants

Des boîtes permettant l'isolation des fibres ont été réalisées à partir de goulottes dans lequel de la mousse a été placée. Ces boîtes nous ont permis de nous isoler davantage du monde extérieur comme le montre la figure 6.7.

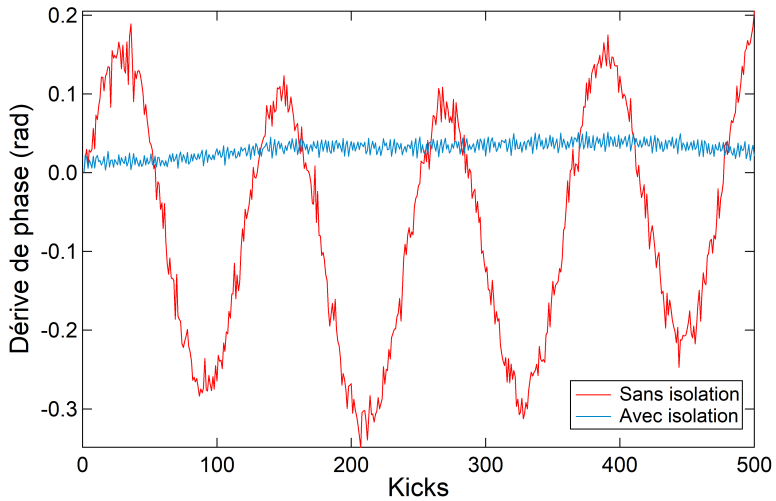


FIGURE 6.7 – Effet de l'isolation de la fibre sur le système

Plusieurs séries de tests nous ont montré que nous avions des fluctuations

de phases de moins de 0,1 radian d'amplitude sur 1 000 kicks. Regardons quel peut être l'impact de ces fluctuations sur notre modèle.

Impact des dérives de phase sur la localisation dynamique

Afin de savoir si ces fluctuations sont limitantes sur notre système, nous avons mesuré dix séquences de 1 000 kicks. Nous avons simulé notre rotateur frappé en ajoutant directement dans l'onde stationnaire pulsée la phase associée à chacun des kicks. Après avoir obtenu nos 10 courbes d'énergie cinétique, nous les moyennons et les comparons à la courbe obtenue sans ajout de la phase.

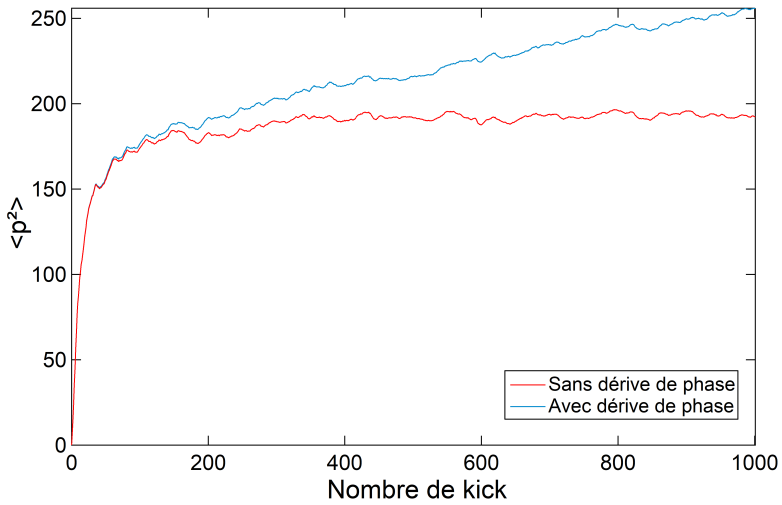


FIGURE 6.8 – Simulation numérique permettant de comparer un rotateur frappé idéal (courbe rouge) et un rotateur dans lequel une phase est induite suite à la différence de marche des faisceaux de l'onde stationnaire (courbe bleue). Les paramètres du rotateur frappé sont K=7, kbar=1,94 et les courbes moyennées sur 100 conditions initiales.

La figure 6.8 nous montre qu'une pente subdiffusive est induite par la différence de marche des deux faisceaux. Comme pour le problème d'horizontalité de l'onde stationnaire (développé ensuite), le modèle est considéré comme pseudo-aléatoire et le bruit de phase associé induit de la décohérence [98].

Tous ces tests ont été faits avec des faibles puissances dans des coupleurs 99%/1% monomodes PM à 770 nm dont la longueur fait 0,8 m. L'augmentation de la puissance pour les essais suivants a laissé place à un phénomène bien connu dans le domaine des fibres optiques, la Diffusion Brillouin Stimulée.

6.4 Fibres utilisées pour le montage

L'apparation de la Diffusion Brillouin Stimulée n'était pas quelque-chose que nous attendions. Dans la première sous-partie, nous allons tout d'abord parler de ce phénomène. Nous allons ensuite présenter sa découverte dans notre système ainsi que de sa caractérisation. Dans la seconde sous-partie, nous détaillerons la façon dont nous avons contourné ce problème.

6.4.1 Coupleurs 99%/1% monomodes à maintien de polarisation à 770 nm

Diffusion Brillouin Stimulée

La Diffusion Brillouin Stimulée (SBS) est un processus physique non linéaire. Un faisceau intense est envoyé dans un milieu. Via l'effet d'électrostriction, les variations de champ électrique induisent des ondes acoustiques dans ce milieu. Les ondes acoustiques induisent un changement local d'indice de refraction. Ce phénomène induit une rétrodiffusion (Onde Stokes) du faisceau incident (Onde pompe). En négligeant l'effet de déplétion de la pompe [99], on peut montrer que l'intensité de l'onde Stokes (I_s) croît exponentiellement dans la direction contrapropagative de la pompe :

$$I_s(0) = I_s(L)e^{(g_B P_0 L)} \tag{6.19}$$

Avec g_B le gain Brillouin, P_0 la puissance de pompe et L la longueur parcourue par l'onde Stokes.

Une caractéristique du faisceau rétrodiffusé est son changement de fréquence. Par effet Doppler, un décalage de fréquence lié à la vitesse de propagation du son dans le milieu est subit par le faisceau rétrodiffusé. Le décalage en fréquence de l'onde Stokes peut être évalué via cette relation :

$$\nu_B = 2n\frac{V_A}{\lambda_p} \tag{6.20}$$

Avec V_A la vitesse de l'onde sonore dans le milieu m/s, n l'indice de refraction du milieu et λ_p la longueur d'onde du faisceau pompe.

Découverte de la SBS dans notre système

La découverte de ce phénomène dans notre système a eu lieu lorsque nous avons augmenté la puissance injectée dans notre coupleur et que nous avons constaté une diminution de l'efficacité de transmission de puissance au travers de ce coupleur (voir figure 6.9, courbe verte). Au vu des puissances crêtes utilisées, un phénomène non linéaire était soupçonné. Après identification d'un faisceau rétrodiffusé sur la table optique, nos soupçons se sont portés sur la Diffusion Brillouin Stimulée.

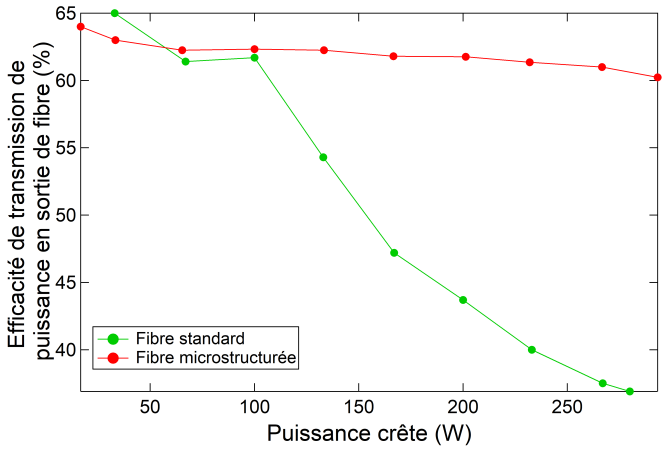


FIGURE 6.9 – Efficacité de transmission au travers d'un coupleur avec l'augmentation de la puissance incidente (courbe verte) et au travers d'une fibre microstructurée (courbe rouge).

Mise en évidence de la diffusion Brillouin stimulée

En régime de haute puissance, nous avons suivi le chemin inverse du faisceau et nous avons trouvé une fuite au niveau du cube polariseur. Pour nous assurer qu'il s'agissait bien d'une rétrodiffusion Brillouin stimulée, nous avons tout d'abord regardé sa puissance en fonction de la puissance injectée dans la fibre (représenté à la figure 6.10). La mesure est faite pour des pulses de 10 ns de durée à une fréquence de 212,132 kHz.

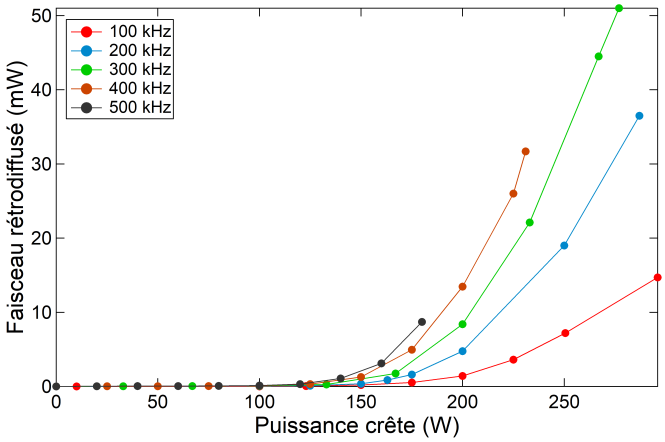


FIGURE 6.10 – Puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance de l'onde de pompe pour différentes fréquence de répétition des impulsions.

Le comportement exponentiel donné à l'équation 6.19 est observé sur les mesures présentées en 6.10.

Pour confirmer l'hypothèse de la SBS, nous avons regardé si un décalage en fréquence entre le faisceau pompe et le faisceau Stokes était présent. Nous

avons fait cette mesure à l'aide d'un analyseur de spectre optique.

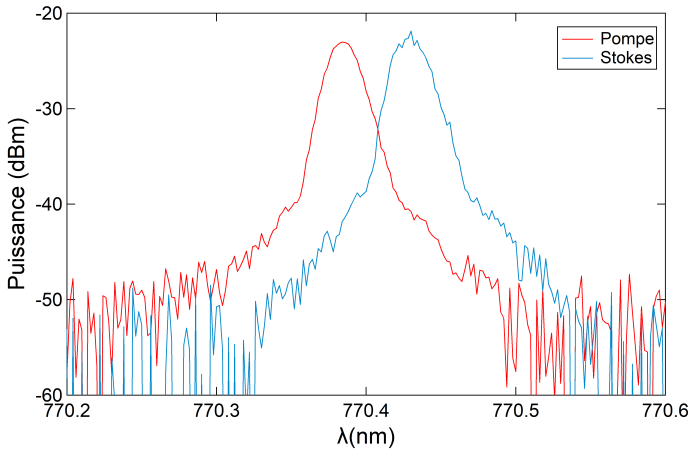


FIGURE 6.11 – Mesure des longueurs d'onde des faisceaux pompe (courbe rouge) et Stokes (courbe bleue). Le décalage en fréquence mesuré entre les deux faisceaux est de 23,2 GHz.

La mesure faite à l'analyseur de spectre optique (figure 6.11) montre bien un décalage en fréquence d'un faisceau par rapport à l'autre. Ce décalage est mesuré à 23,2 GHz. Une application numérique de l'équation 6.20 nous donne 22,53 GHz. Ces mesures nous confirment qu'il s'agit de rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Nous avons fait une dernière mesure qui nous montre l'impact de la rétrodiffusion Brillouin sur les impulsions lumineuses transmises par le coupleur. Cette mesure est présentée à la figure 6.12. Pour une bonne mise en évidence, la durée des impulsions a volontairement été rallongée à 20 ns.

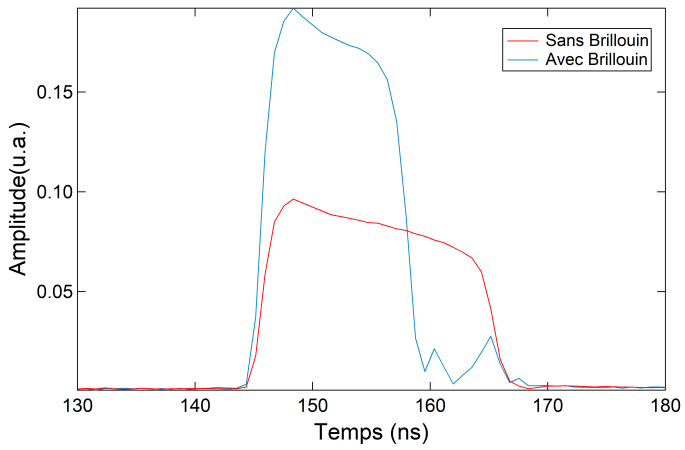


FIGURE 6.12 – Mesure de l'impact de la SBS sur des impulsions lumineuses de 20 ns. L'impulsion rouge possède une puissance crête sous la puissance seuil du SBS et l'impulsion bleue est au delà de ce seuil.

Bien que ce phénomène puisse se révéler utile dans l'étude de propriétés de matériaux, il est handicapant pour nous car il nous empêche d'atteindre une certaine gamme de puissance et nuît à la stabilité de nos impulsions. Nous avons donc dû considérer l'utilisation d'autres fibres pour le transport de la lumière.

6.4.2 Fibres à Cristal Photonique

Les fibres à cristal photonique sont des fibres qui possèdent une microstructuration périodique à 2D de leur gaine. Le coeur de la gaine correspond à un défaut de la périodicité du réseau. Cette structure empruntée au domaine de la physique du solide permet de générer des bandes interdites qui donneront des fibres infiniment monomode avec des aires effectives plus grandes que les fibres standard.

Comparaison Coupleur/fibre microstructurée

Nous avons fait des tests avec ce type de fibres et nous avons constaté que le seuil de SBS a été repoussé. En effet, la puissance seuil de SBS est dépendante de l'aire effective et de la longueur effective de la fibre [100], soit :

$$P_{th} \propto \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \tag{6.21}$$

avec $A_{eff} = \pi \times d^2/4$ où d le diamètre du coeur de la fibre et $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ la longueur effective de la fibre où L est la longueur de la fibre et α le coefficient de perte par km.

Les paramètres de la fibre du coupleur sont : d=4,4 µm ; α=3 dB/km et L=0,8 m. Les paramètres de la fibre microstructurée sont : d=14,8 ± 0,8 µm ; α= 8 dB/km et L=5 ± 0,2 m. Avec ces paramètres, nous pouvons évaluer le facteur entre la puissance seuil de la fibre microstructurée P_{thm} et la puissance seuil de la fibre standard P_{thc} : $\frac{P_{thm}}{P_{thc}} = 1,84$. Pour constater que le seuil a été repoussé, nous avons mesuré l'efficacité de puissance transmise dans la fibre microstructurée en fonction de la puissance incidente et nous l'avons comparé à la mesure faite avec le coupleur 99%/1% à la figure 6.9. Cette mesure montre une efficacité de transmission constante par rapport au coupleur. Pour le coupleur, le seuil de puissance est pour une puissance crête de 100 W. Pour la fibre microstructurée, le seuil de puissance attendu devrait être à 184 W. Or, celui-ci a été repoussé plus que prévu puisqu'il n'est pas décelable avec nos puissances crêtes incidentes. Cela peut s'expliquer par le fait que le calcul fait précédemment minimise le nouveau seuil de puissance. En effet, en tenant compte des tolérances données sur la fibre microstructurée, pour L= 4,8 m et d= 15,6 µm, le rapport $\frac{P_{thm}}{P_{thc}}$ vaut 2,12. Ne connaissant pas les tolérances du coupleur thorlabs, nous ne pouvons pas estimer le seuil maximal. En revanche, l'absence de faisceau rétrodiffusé et l'efficacité

de puissance transmise qui ne se dégrade pas en augmentant la puissance nous indiquent qu'un réel gain est fait avec cette fibre microstructurée. Le transport des faisceaux vers les atomes est donc fait par le biais de fibres microstructurées.

Le système a été conçu pour faire des ondes stationnaires dans différentes configurations. La configuration la moins sensible aux perturbations est celle réalisée à partir d'un faisceau rétroréfléchi sur un miroir. Les signaux obtenus à partir de cette configuration pourront alors servir de base pour les autres expériences plus complexes. Avant d'étudier les signaux obtenus, nous allons regarder les sources de décohérence et limitations expérimentales de notre système.

6.5 Sources de décohérence et limitations expérimentales

La localisation dynamique est un phénomène purement quantique. Son observation pourrait être compromise si des précautions ne sont pas prises. En effet, la décohérence a pour effet de détruire les interférences quantiques ce qui aura pour conséquence de redonner au système une dynamique diffusive.

6.5.1 Sources de décohérence

Emission spontanée

Lorsqu'un atome à deux niveaux est dans son état excité, il peut se désexciter spontanément ou se désexciter en étant stimulé par un autre photon. Quand la désexcitation de l'atome se fait spontanément, aucune direction d'émission du photon n'est privilégiée. Nous pouvons évaluer le nombre de photon émis spontanément à partir de la population de l'état excité. La population de cet état est égale à $\Pi_e = \frac{\Omega^2}{4\Delta_L^2}$ [101]. L'atome étant soumis à une onde stationnaire pulsée, nous en déduisons aisément le taux d'émission spontanée (TES) par kick de cette onde stationnaire :

$$\Pi = \frac{\Gamma\Omega^2\tau}{4\Delta_L^2} \tag{6.22}$$

Pour simuler l'impact d'une émission spontanée dans le rotateur frappé, il faut tout d'abord décrire le comportement de l'atome lors d'un cycle de fluorescence :

— Un photon est absorbé, l'atome passe dans un état excité et encaisse une impulsion de recul dans l'axe de l'onde stationnaire de $\pm\hbar k_L$

— Un photon est émis dû à la désexcitation de l'atome dans une direction aléatoire. L'impulsion de l'atome change à nouveau d'une quantité de $\hbar k_L$ mais dans une quelconque direction.

Projeté sur l'axe de l'onde stationnaire, la quantité de mouvement de l'atome lors d'un cycle de fluorescence varie alors de $\pm\hbar k_L \pm a\hbar k_L$. Le a correspond à un coefficient de projection pris entre -1 et 1. L'atome peut donc subir un changement d'impulsion compris entre $+2\hbar k_L$ et $-2\hbar k_L$. Des simulations incluant ces cycles ont été faites pour différents TES par impulsion. Les simulations consistent à prendre après chaque kick une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1. Si cette valeur est inférieure à Π alors on décale notre distribution en impulsion d'une quantité prise aléatoirement entre $\pm 2\hbar k_L$. Sinon, on effectue une propagation libre comme nous avons l'habitude de faire. Cette routine n'est valable que pour une classe de quasi-impulsion. Il faut donc reproduire la simulation plusieurs fois pour voir l'impact de l'émission spontanée sur la localisation dynamique. Le résultat des simulations est présenté à la figure 6.13.

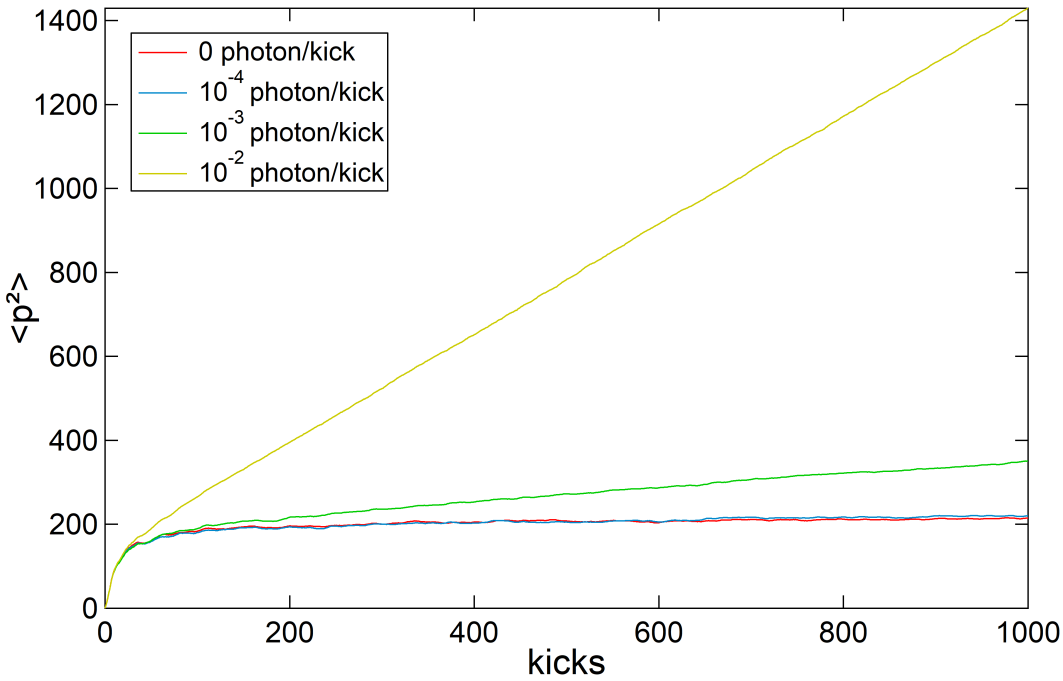


FIGURE 6.13 – Simulation de l'impact du taux d'émission spontanée sur la localisation dynamique avec K=7 et $\bar{k} = 1,94$

Le résultat des simulations montre que nous avons tout intérêt à avoir le désaccord le plus grand possible. Pour un TES de 1 photon émis tous les 10 000 kicks, l'effet sur la localisation dynamique est négligeable. A mesure que l'on augmente ce TES, on constate une augmentation de la subdiffusion. Celle-ci devient énorme lorsque plus d'un photon est émis sur une séquence de 1000 kicks. En prenant un K=7 et un $\bar{k} = 1,94 : 7,214 \times 10^{-4}$ photon/kick

est émis. Soit 1 photon est émis spontanément tous les 1386 kicks.

Un autre point est critique en ce qui concerne la décohérence. Il s'agit de l'horizontalité de l'onde stationnaire. C'est de cela que nous allons discuter dans la prochaine sous-partie.

Impact de la gravité sur notre système

Expérimentalement, notre système n'est pas complétement isolé du monde extérieur. En effet, une fois le nuage produit dans notre piège dipolaire croisé, nous devons couper le piège pour soumettre le nuage à l'onde stationnaire. La présence de la gravité terrestre a plusieurs influences sur notre système.

Premièrement, le nuage chute verticalement pendant l'application des impulsions ce qui peut induire une inhomogénéité de K perçu par le nuage au fil de l'expérience. Cette problématique est dépendante de la taille du nuage et du diamètre du (ou des) faisceau(x) utilisé(s). La réponse à ce problème arrivera donc au moment du choix fait pour les caractéristiques des faisceaux de l'onde stationnaire.

Deuxièmement, si l'onde stationnaire n'est pas complétement horizontale alors un terme correctif prenant en compte la gravité doit être ajouté à l'Hamiltonien du rotateur frappé. Nous allons regarder quel pourrait être l'impact de ce terme correctif sur notre système.

L'hamiltonien qui tient compte de l'horizontalité de l'onde stationnaire dans le rotateur frappé [102] s'écrit :

$$\mathcal{H} = \frac{P^2}{2} + \eta_g X + Kcos(X) \sum_{n=0}^{+\infty} \delta(t-n) \tag{6.23}$$

avec $\eta_g = -\frac{mgT\sin\alpha}{2\hbar k_L}\bar{k}$, le terme de gravité en unités adimensionnées. Ce terme comprend g l'accélération de la pesanteur, α l'angle formé entre l'onde stationnaire et la direction horizontale. Ce terme s'interprète comme une impulsion $mgT\sin\alpha$ transférée au atomes entre deux kicks qui est comparée à la zone de brillouin $2\hbar k_L$.

Une réécriture du système dans le référentiel de la chute libre (référentiel accéléré)[103] conduit à l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = \frac{P^2}{2} + Kcos(X + \frac{\eta_g t^2}{2}) \sum_{n=0}^{+\infty} \delta(t-n) \tag{6.24}$$

Sauf si η_g vérifie une condition de résonance (rationnel avec 2π), $\frac{\eta_g t^2}{2}$ (modulo 2 π) suit une séquence pseudo-aléatoire [102] [104]. Le terme agira alors comme un bruit de phase aléatoire dans l'onde stationnaire qui aura pour

conséquence de conduire à un comportement diffusif [98]. Comme le montre la figure 6.14, le coefficient de diffusion résiduel est d'autant plus marqué que l'angle α est important. Il faudra donc veiller à minimiser tant que possible cet angle pour réduire l'effet de la décohérence.

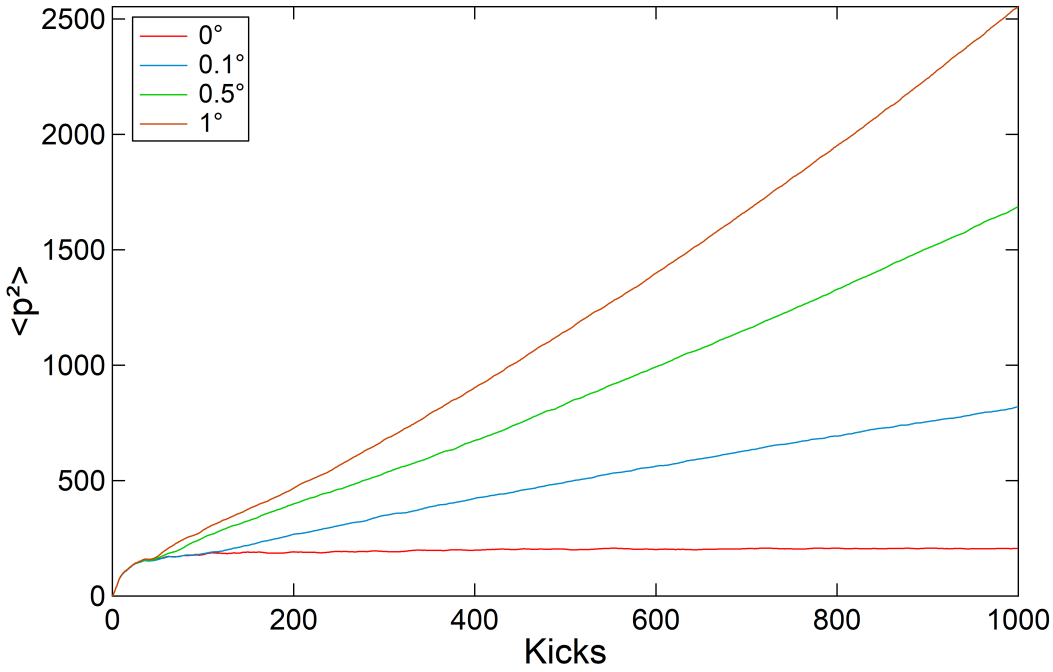


FIGURE 6.14 – Simulation numérique du rotateur frappé avec K=7 et kbar=1,94 pour une onde stationnaire présentant différents angles avec la direction horizontale.

6.5.2 Limitations expérimentales

Boîte classique

Dans le modèle théorique du rotateur frappé, l'onde stationnaire pulsée est appliquée sur un temps infiniment court. Dans l'expérience, les kicks ont une durée finie, les atomes sont donc en mouvement pendant leur application. Ces limitations conduisent à un phénomène de "boîte classique". Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'impulsion est élevée et conduit expérimentalement à une diminution (jusqu'à l'annulation) du coefficient de diffusion à grande vitesse, et donc à un "cut-off" en impulsion.

Prenons le rotateur frappé classique dans un régime chaotique (K>5). Chaque coup asséné à la particule lui transfère une quantité de mouvement. Si la durée du pulse est infiniment courte alors il est légitime de négliger le mouvement de la particule durant l'application des kicks. Maintenant, considérons que les pulses aient une durée finie. Alors la particule va pouvoir parcourir une partie de l'onde stationnaire à chaque coup. Or, plus son impulsion

est grande, plus la particule parcourt une partie importante de l'onde stationnaire. Lorsque la particule atteint une vitesse telle qu'elle parcourt une période complète de l'onde stationnaire, elle ne recevra alors plus d'énergie. Ce phénomène limite donc à une énergie cinétique maximale accessible par la particule. La distance parcourue par la particule est $d = p\tau/m$, nous pouvons en déduire la quantité de mouvement maximale atteignable :

$$p_{max} = \frac{m\lambda_{OS}}{\tau} = \frac{m\lambda_{laser}}{2\tau} \tag{6.25}$$

Pour le rotateur frappé quantique, la dynamique de notre système idéal se fait entre 0 et la valeur d'impulsion à laquelle la localisation dynamique se produit (p_{loc}). Si nous nous assurons que $p_{loc} \ll p_{max}$, la dynamique du système ne sera aucunement impactée par la boîte classique. Pour des kicks de 10 ns, le p_{max} vaut $1500 \times 2\hbar k_L$, soit près de 150 fois le p_{loc} des expériences standard ($p_{loc} \sim 10 \times 2\hbar k_L$).

Inhomogénéité de K

Une inhomogénéité de K ressentie par les atomes dans notre expérience peut intervenir de deux manières :

— La première étant la taille du nuage par rapport à la taille du faisceau. Le faisceau laser, issu d'une fibre optique monomode, envoyé sur le nuage est gaussien dans le mode TEM(0,0). Son waist doit être grand devant le waist du nuage afin que les atomes puissent ressentir la même intensité et donc le même K.

— Pour la seconde, dans le cas d'un onde stationnaire horizontale, le nuage chute verticalement pendant la séquence de kicks à cause de la gravité. Durant cette chute, il peut ressentir une variation d'intensité lumineuse à un partir d'un moment. Pour un nombre de kicks souhaité à un $\bar{k}$ donné, il faut que le waist du faisceau soit suffisamment grand pour que le nuage ressente la même intensité laser tout au long de la séquence.

Le premier point est valable pour des ondes stationnaires générées par un faisceau laser rétroréfléchi sur un miroir ou deux faisceaux lasers contrapropageants. Ce point est généralement rempli dans notre expérience car les nuages (thermiques ou BEC) issus du piège optique croisé ont une taille de quelques centaines de µm. Le deuxième point ne concerne que les ondes stationnaires horizontales et est plus restrictif que le précédent car il dépend de la durée de la séquence de kicks. C'est donc ce deuxième point qui sera considéré.

Si nous prenons un condensat de diamètre de ∼200 µm et un faisceau laser de 1 450 µm de diamètre, l'inhomogénéité ressentie est inférieure à 1 %. Pour une séquence de 1000 kicks avec l'onde stationnaire horizontale et un $\bar{k}$=1,94. La séquence de kicks dure 4,7 ms, soit une chute de 108 µm. Dans

cette configuration, la variation de K ressentie au fil de la séquence est de 2%. Nous pouvons donc considérer qu'un faisceau de 1 450 µm de diamètre n'induira pas d'inhomogénéité de K sur les atomes.

La prise en compte de ces paramètres nous permet de réduire les sources de décohérence et repousser les limites de l'expérience. La prochaine partie est consacrée à l'interaction de notre nouvelle onde stationnaire avec les atomes et des premiers signaux de rotateur frappé qui ont résulté.

6.6 Rotateur frappé expérimental

La première grande étape de l'implémentation de l'onde stationnaire pulsée sur l'expérience va consister à choisir un collimateur pour le faisceau puis aligner ce faisceau sur les atomes. Ensuite, nous verrons la méthode employée pour évaluer K sur les atomes. Nous parlerons après de la stabilité de K. Puis nous terminerons avec l'évaluation de la décohérence.

6.6.1 Installation et alignement de l'onde stationnaire sur les atomes

Faisceau vers les atomes

Un collimateur Thorlabs TC 18 APC est utilisé pour collimater le faisceau en sortie de la fibre microstructurée. Notre faisceau possède un diamètre de 1450 µm en sortie de collimateur. Le faisceau issu du collimateur est envoyé sur deux miroirs pour avoir un maximum de degrés de liberté quant à son positionnement sur les atomes.

Alignement du faisceau sur un MOT

Pour aligner notre faisceau sur les atomes, il est plus simple de commencer avec un MOT. Le MOT fait plusieurs mm de diamètre. Nous avons donc ajusté la longueur d'onde du faisceau de telle sorte à ce qu'elle soit résonante avec la raie D1 du ^{41}K. La présence d'un faisceau résonant sur le MOT le fait gonfler, c'est le constat que nous avons fait avec le faisceau de pompage optique. C'est ce phénomène que nous avons recherché en premier.

Alignement du faisceau sur un BEC

Une fois que le faisceau intéragit avec le MOT, nous basculons sur un travail avec un condensat de Bose-Einstein. Le condensat est un objet beaucoup plus petit (∼centaine de µm). Le travail réalisé ici est plus fin. Nous avons ajouté un miroir qui rétroréfléchit notre faisceau pour générer l'onde stationnaire. Notre diagnostique pour l'alignement de l'onde stationnaire avec un condensat de Bose-Einstein est le signal de diffraction résultant de l'interaction lumière-matière. En effet, la matière est diffractée lorsqu'elle est soumise à une onde stationnaire. Ce phénomène, connu sous le nom de diffraction

de Kapitza-Dirac, est couramment utilisé pour évaluer la profondeur des réseaux optiques appliqués à des atomes. Notre objectif est de maximiser l'effet de l'onde stationnaire pulsée sur le BEC. Nous avons répété différentes expériences en baladant verticalement puis horizontalement le faisceau allant aux atomes. (Nous avons pris soin de réinjecter le faisceau avec le miroir de retour à chaque prise). Un fois le signal de diffraction maximisé, nous avons augmenté le désaccord avec la raie D1 et nous avons reproduit plus finement ces étapes jusqu'à ce que nous percevions plus de changement.

6.6.2 Evaluation expérimentale de K

Un condensat de Bose-Einstein soumis à un flash d'onde stationnaire lumineuse se voit séparé en différents ordres de diffraction bien distincts et espacés de $2\hbar k_L$. La fonction régissant l'évolution de la population de chaque ordre diffracté est la suivante [105] :

$$P_n = J_n^2(\frac{\Omega^2\tau}{2\Delta_L}) \tag{6.26}$$

avec $J_n(x)$ le fonction de Bessel de première espèce et Ω la fréquence de Rabi du faisceau laser.

Exprimée dans les unités du rotateur frappé, cette fonction devient :

$$P_n = J_n^2(\frac{K}{\bar{k}}) \tag{6.27}$$

Une représentation visuelle de cette fonction est donnée à la figure 6.15. Nous sommes capables grâce à cette fonction d'estimer la valeur de K sur les atomes pour un niveau de répartition entre les ordres de diffraction et un $\bar{k}$ donné.

L'objectif que nous nous sommes fixé pour évaluer K est de rechercher l'équilibre entre les ordres 0 et ± 1, ce qui correspond à un rapport $\frac{K}{\bar{k}} = 1,434$. Connaissant $\bar{k}$ qui est fixé par la fréquence des pulses, on est déduit aisément K.

6.6.3 Stabilité de K

Nous avons aussi évalué la stabilité en intensité de notre système laser. Pour ce faire, nous nous sommes placés à l'équilibre entre les ordres 0 et ± 1. Nous avons ensuite répété 50 fois notre expérience et regardé comment fluctue cet équilibre. Ce point étant critique, il nous donne les fluctuations de $\frac{K}{\bar{k}}$ et donc de K. Nos mesures nous ont montré que notre système non asservi présente une fluctuation de moins de 5% de K.

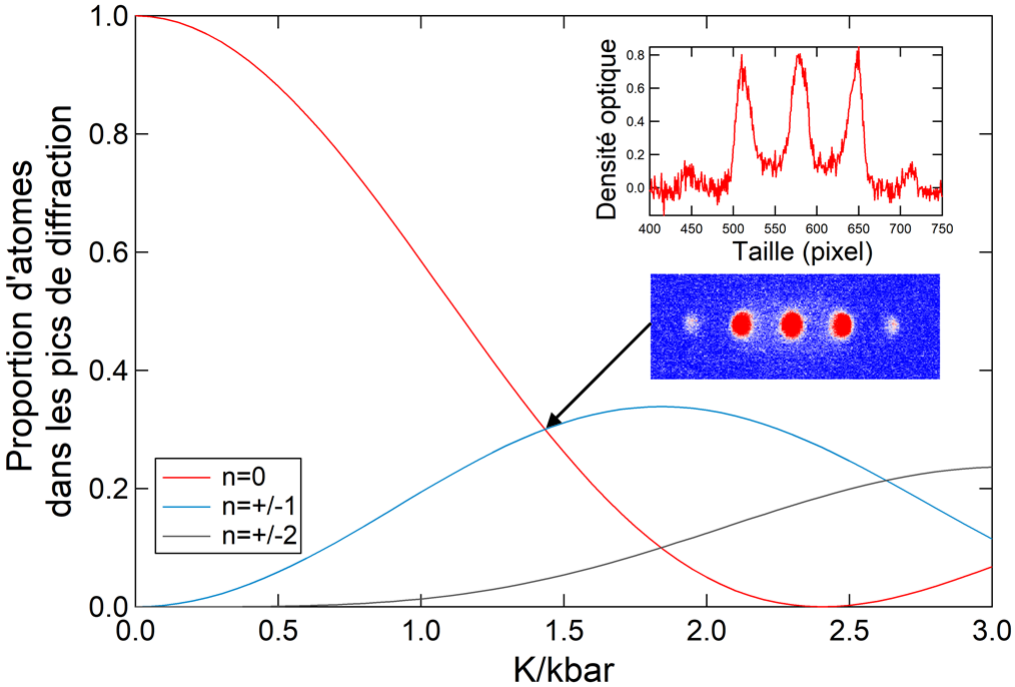


FIGURE 6.15 – Evolution des populations des différents ordres diffractés du condensat de Bose-Einstein en fonction des paramètres du rotateur frappé. L'image et la coupe associée correspondent à un kick asséné au condensat par l'onde stationnaire pour rapport $\frac{K}{k} = 1,434$.

6.6.4 Evaluation de la décohérence

Pour évaluer la décohérence, nous avons décidé de réaliser des expériences de rotateur frappé sur un nuage thermique avec 500 kicks. Afin de rendre l'onde stationnaire la plus horizontale possible, de multiples aller-retours verticaux visant à minimiser la pente résiduelle de $<p^2>$ ont été faits. A la figure 6.16 est représentée la confrontation de la courbe moyennée sur trois réalisations du rotateur frappé expérimental et la simulation numérique pour les mêmes paramètres. Nous pouvons constater que malgré toutes les précautions qui ont été prises, un certain degré de décohérence est présent dans notre système. Le temps de cohérence de notre dispositif est estimé à $\sim$ 600 kicks pour ces paramètres.

Parmi les sources de décohérence connues, nous avons l'émission spontanée et le défaut d'horizontalité. Pour évaluer l'effet du taux d'émission spontanée sur la décohérence, nous avons multiplié par deux le désaccord du laser. Nous n'avons pas constaté d'amélioration sur le signal, il semblerait donc que l'émission spontanée ne soit pas la principale source décohérence. Le défaut d'horizontalité sur l'expérience est plus difficile à évaluer. L'inclinaison du faisceau est réglée en jouant sur les vis des miroirs (un réglage fin peut s'avérer difficile). Une solution envisageable pour contrôler plus finement

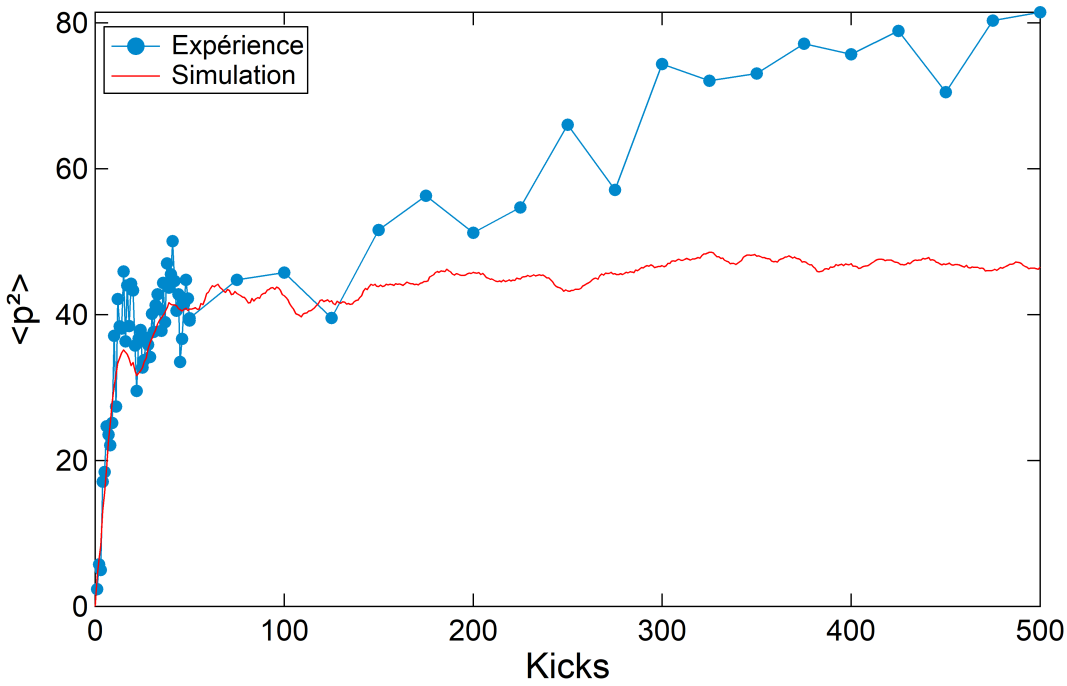


FIGURE 6.16 – Confrontation entre la simulation (courbe rouge) et l'expérience (courbe bleue) du rotateur frappé visant à estimer la décohérence. Les paramètres du rotateur frappé utilisés pour cette mesure sont K=5,51 et $\bar{k} = 1,94$

l'horizontalité serait de prendre deux faisceaux contra-propageants contrôlés indépendamment par des AOMs à la place du faisceau rétroréfléchi par un miroir. Le contrôle de la phase d'un faisceau par rapport à l'autre permettrait de compenser la phase induite par un défaut d'horizontalité. Ce contrôle plus fin pourrait être favorable à une diminution de la décohérence. Un autre avantage de cette configuration est que le temps de cohérence de l'expérience pourrait être mesuré de la même manière que pour l'expérience de césium en réalisant des séquences de kicks plus complexes [106]. Cette dernière configuration présente tout de même un désavantage car la différence de chemin emprunté par les faisceaux induit des dérives de phases et donc de la décohérence. Des travaux sur les sources de décohérence de ce système sont encore à mener.

Conclusion

Ce chapitre a résumé les travaux expérimentaux qui ont été entrepris sur l'onde stationnaire pulsée. Dans la première partie ont été introduits les fondamentaux de l'onde stationnaire pulsée. Dans la deuxième partie, les différents paramètres du rotateur frappé et le nouveau système laser pulsé répondant à nos besoins ont été décrits. Ce système laser pulsé fonctionnant à 770 nm peut générer des pulses de 5 à 50 ns à une fréquence comprise entre 100 kHz et 500 kHz avec des puissances allant jusqu'à 345 W crête. Dans la

troisième partie, une comparaison du transport des faisceaux en espace libre et par fibre de l'onde stationnaire pulsée a montré qu'il était plus favorable d'utiliser des fibres pour notre système. Dans la quatrième partie, nous avons vu que l'utilisation du banc à haute puissance a fait apparaitre de la diffusion brillouin stimulée dans des fibres standard limitant ainsi la puissance disponible sur les atomes. Le remplacement de ces fibres par des fibres microstructurées à résolu la limitation de puissance. Dans la cinquième, les précautions à prendre pour réduire les effets de décohérence ainsi que les limitations de l'expérience ont été présentées. Dans la sixième et dernière partie, l'implémentation de l'onde stationnaire pulsée sur l'expérience a été détaillée. Cette partie s'est conclue par un signal de rotateur frappé expérimental qui permet de se rendre compte de la décohérence présente dans notre système. En plus d'évaluer la décohérence de notre système, ces mesures constituent le premier signal de rotateur frappé pour 500 kicks avec notre expérience.

Le dispositif expérimental étant assemblé et caractérisé dans son ensemble, l'étude du rotateur frappé est désormais possible. Pour étudier ce modèle en présence d'interactions, un travail doit encore être effectué sur le contrôle des interactions. En revanche, l'accès à un plus grand nombre de kick permet d'étudier la transition d'Anderson à 4 dimensions. L'étude de cette transition n'était pas accessible avec l'ancienne expérience de Césium. L'équipe a donc décidé d'explorer cette transition avant de reprendre les travaux sur le contrôle des interactions.

Chapitre 7

Perspectives

Le dispositif expérimental a été réalisé pour l'étude du modèle du rotateur frappé en présence d'interactions. Pour explorer ce nouveau modèle, il est préférable que notre expérience soit convenablement caractérisée. Nous avons donc fait le choix de reproduire l'expérience qui a permis de mesurer l'exposant critique de la transition d'Anderson à trois dimensions. Partir de cette expérience bien connue par l'équipe nous permettra de nous familiariser avec notre nouveau dispositif. A la suite de quoi, une tentative de mesure de l'exposant critique de la transition d'Anderson à quatre dimensions pourra être réalisée. Cet exposant ne pouvait pas être mesuré sur l'ancienne expérience. Sa mesure serait une première et permettrait de répondre à des questions soulevées par des physiciens spécialistes des modèles d'Anderson. Une fois ce travail effectué, l'étude expérimentale du rotateur frappé en présence d'interaction pourra être envisagé.

L'objectif de ce chapitre est de détailler le travail qui est réalisé actuellement sur le rotateur frappé ainsi que de présenter brièvement les études à venir.

7.1 Transition d'Anderson à trois et quatre dimensions

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, Abrahams et al. ont prédit qu'il existait, en dimension supérieure à deux, une transition de phase métal/isolant dans les systèmes désordonnés [19]. Cette transition, appelée transition d'Anderson, est dépendante du paramètre d'ordre W/T du système, où W est l'amplitude du désordre et T le couplage entre niveaux voisins. Pour de forts désordres ($W/T \gg 1$), les particules quantiques sont localisées et le système se comporte alors comme un isolant. Si le désordre passe sous un niveau critique, la localisation disparaît laissant place à un comportement métallique du système.

Lorsque $W/T > W_c/T$, à temps long, le système ne dépend que de la longueur de localisation l. Cette longueur de localisation diverge selon une loi de puissance quand W tend vers W_c [107] :

$$l \sim (W/T - W_c/T)^{-\nu} \tag{7.1}$$

avec W l'amplitude du désordre, W_c le désordre critique et ν l'exposant critique de la transition de phase.

Lorsque $W/T < W_c/T$, le système est diffusif et il est caractérisé par un coefficient de diffusion D. Au voisinage de la transition du côté diffusif, le coefficient de diffusion suit la loi [102] :

$$D \sim (W_c/T - W/T)^{(d-2)\nu} \tag{7.2}$$

avec d la dimension du système.

7.1.1 Transition d'Anderson à trois dimensions

L'équipe chaos quantique de l'Université de Lille a été la première à observer la transition d'Anderson à trois dimensions et à mesurer l'exposant critique associé[10]. Pour ce faire, ils ont utilisé le modèle du rotateur frappé quasipériodique (QPKR) . Dans ce modèle, les atomes intéragissent avec un potentiel sinusoidal dont l'amplitude est modulée à des fréquences ω_2 et ω_3 incommensurables. L'Hamiltonien de ce système est le suivant :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2} + K(t)cos\hat{x}\sum_{n\in\mathbb{N}}\delta(t-n) \tag{7.3}$$

avec $K(t) = K[1 + \epsilon cos(\omega_2 t)cos(\omega_3 t)]$.

Lorsque $\epsilon = 0$, nous retrouvons le modèle standard du rotateur frappé. Lorsque $\epsilon \neq 0$, deux fréquences incommensurables sont ajoutées au système. Il a été montré que ce système est équivalent au modèle d'Anderson et l'ajout de fréquences incommensurables permet d'augmenter la dimensionnalité du système [108]. Ainsi, les deux fréquences ω_2 et ω_3 prises incommensurables rendent le QPKR équivalent au modèle d'Anderson 3D.

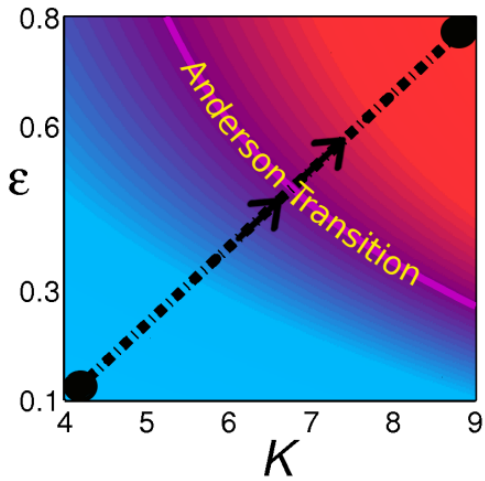


FIGURE 7.1 – Diagramme de phase du rotateur frappé quasipériodique. Image extraite de [102].

Dans le modèle du rotateur frappé, le paramètre de stochasticité K correspond à l'amplitude de saut T du modèle d'Anderson. De ce fait, faire varier K, revient à faire varier T et donc le paramètre de désordre W/T. En choisissant judicieusement les paramètres du système, il est possible de passer d'un régime localisé (zone bleue de la figure 7.1) à un régime diffusif (zone rouge de la figure 7.1). Le passage d'un régime à l'autre permet de passer au travers de la transition de phase prédite numériquement et représentée par la ligne violette à la figure 7.1.

L'étude expérimentale qu'ils ont mené a consisté à prendre des couples de K et ϵ en suivant la ligne en pointillés noirs (figure 7.1) pour explorer les deux régimes en passant par la transition. L'évolution de $< p^2 >$ a été évaluée en mesurant la classe de vitesse nulle Π_0 de la distribution en impulsion car $\Pi_0^{-2} \propto < p^2 >$. La figure 7.2 représente les données expérimentales de $< p^2 >$ dans trois régimes : le régime localisé (courbe bleue), le régime critique (courbe violette) et le régime diffusif (courbe rouge). Dans le régime fortement désordonné (faible K), le système se localise après un temps de localisation ($\sim$12 kicks) à une longueur de localisation p_{loc}. Lorsque le désordre est faible (grand K), Π_0^{-2} évolue linéairement avec le nombre de kicks t, ce qui est caractéristique d'un comportement diffusif. Enfin, dans le régime critique, Π_0^{-2} évolue comme $t^{2/3}$. Cette diffusion anormale est prédite par la théorie d'échelle de la localisation.

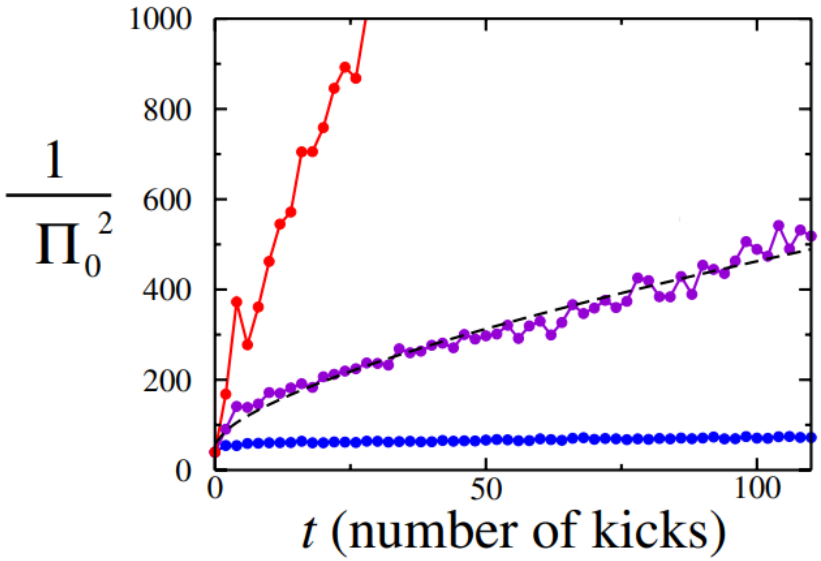


FIGURE 7.2 – Observation expérimentale de l'évolution de $\Pi_0^{-2} \propto < p^2 >$ en fonction du nombre de kicks dans trois régimes : Le régime localisé (courbe bleue), le régime critique (courbe violette) et le régime diffusif (courbe rouge). Image provenant de [10].

La longueur de localisation autour du point critique est très grande devant

la taille du système. L'expérience ne pouvant aller au delà de 150 kicks, la transition ne pouvait être observée. Pour remédier à ce problème, l'équipe a adapté une méthode de renormalisation spatiale (finite-size scaling) au rotateur frappé. Cette méthode, appelée finite-time Scaling (FTS), consiste à déduire la loi d'échelle qui extrapole la longueur de localisation mesurée à un échantillon de taille infini. Cette loi d'échelle fait apparaître un paramètre d'échelle ξ. Dans le régime localisé, ξ correspond à la longueur de localisation l. Dans le régime diffusif, ξ évolue comme l'inverse de la constante de diffusion. Ce paramètre croît fortement aux alentours de la transition et lorsque K tend vers K_c, $\xi \sim |K - K_c|^{-\nu}$. Grâce à cette méthode, la transition a pu être observée à des temps plus courts (150 kicks). Les données expérimentales du paramètre d'échelle en fonction de K sont présentées à la figure 7.3.

La divergence observée est lissé à cause du nombre limité de kicks et de la décohérence du système. Pour prendre en compte ces effets, un terme de coupure β a été ajouté à la divergence :

$$\frac{1}{\xi} = \alpha \, |K - K_c|^{\nu} + \beta \tag{7.4}$$

Une régression des données expérimentales avec la formule 7.4 a donné un exposant critique $\nu = 1,4 \pm 0,3$.

La valeur de l'exposant critique n'a pas toujours fait l'unanimité. La valeur de cet exposant obtenue avec la méthode de Finite Size Scaling prédit un exposant ν=1,57 [109] alors que la théorie auto-cohérente prédit un exposant critique ν=1 [110]. La mesure expérimentale de cet exposant confirme donc la valeur prédite par la méthode de Finite Size Scaling.

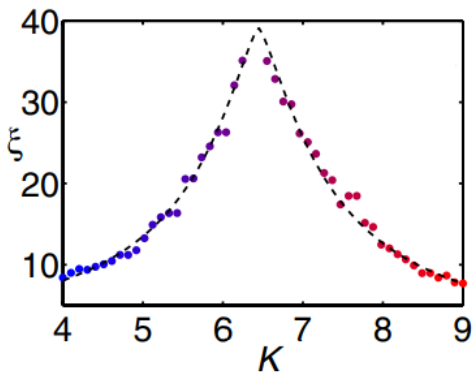


FIGURE 7.3 – Paramètre d'échelle en fonction de K. La divergence du paramètre d'échelle est lissée expérimentalement à cause du nombre limité de kicks et de la décohérence. Une régression des données expérimentales avec l'équation 7.4 donne l'exposant critique de la transition d'Anderson à trois dimensions. Image provenant de [10].

Expérimentalement, ce système ne demande pas de matériel supplémentaire sur notre dispositif. Pour le reproduire, il nous suffit de réaliser une modulation d'amplitude de l'onde stationnaire. Cette reproduction nous permettrait de caractériser notre expérience pour le modèle du rotateur frappé.

7.1.2 Transition d'Anderson à quatre dimensions

Une fois le modèle à trois dimensions reproduit, nous pourrons étendre notre étude au modèle à quatre dimensions en ajoutant une fréquence incommensurable au système.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'observation de la transition à trois dimensions produisait des MOTs de Césium. Ces MOTs étaient frappés par une onde stationnaire horizontale. Pendant l'application des kicks, le nuage chutait à cause de la gravité. Au bout de 150 kicks, le nuage commençait à sortir de l'onde stationnaire générant ainsi des inhomogénéités de K. L'observation de la transition d'Anderson à quatre dimensions nécessite plus de temps ($\sim$ 500 kicks) que la transition à trois dimensions [1]. Il n'était donc pas possible d'observer la transition.

Le dispositif présenté dans cette thèse permet de produire des MOTs de Potassium. Le Potassium étant plus léger, pour un temps d'application des kicks et un $\bar{k}$ équivalant à l'expérience de Césium, le nombre de kicks est multiplié par 3. Avec ces nouveaux paramètres, l'observation de la transition semble désormais envisageable. Pour évaluer le temps nécessaire, la méthode de FTS développée dans [111] a été appliquée au système. Dans le cadre de cette méthode, $< p^2 >= t^{2/d} F[(K - K_c)t^{1/(d\nu)}]$ avec d la dimension du système. Ainsi, on peut introduire :

$$\Lambda = \frac{< p^2 >}{t^{2/d}} \tag{7.5}$$

De cette quantité Λ peut être obtenue l'exposant critique ν en faisant une regression linéaire des données brutes de $\ln \Lambda(K, t)$. En effet, aux alentours de la transition la fonction d'échelle $F \equiv lnf$, donnant :

$$\ln \Lambda = \ln f[(K - K_c)t^{1/(d\nu)}] = F[(K - K_c)t^{1/(d\nu)}] \tag{7.6}$$

La fonction d'échelle F peut être développée autour de K_c car $\ln \Lambda$ est une fonction analytique pour un temps fini :

$$\ln \Lambda(t) \sim \ln \Lambda_c + (K - K_c)t^{1/(d\nu)} F_1 + ... \tag{7.7}$$

où $\ln \Lambda_c \equiv F[0]$ et $F_1 = dF(x)/dx|_{x=0}$.

1. Dans le rotateur frappé, le temps t est équivalent au volume d'un échantillon du modèle d'Anderson : $t \equiv L^d$. Pour observer la transition d'une dimension d=4, un temps plus long est nécessaire que pour la dimension d=3 [102]

Si nous traçons $\ln \Lambda$ en fonction de K pour différents temps, les courbes se croisent en un point commun $(K_c, \ln \Lambda_c)$. Ce point correspond à l'endroit où a lieu la transition de phase métal/isolant. Afin de savoir si la transition à quatre dimensions était visible à des temps raisonnables, j'ai réalisé une simulation en prenant les paramètres de la transition à trois dimensions et j'ai ajouté une fréquence incommensurable $\omega_4 = 2\pi\sqrt{17}$. La simulation est réalisée pour des temps de t=150 à t=1500 (figure 7.4). Le croisement est obtenu à $K_c = 5,6$ à quatre dimensions.

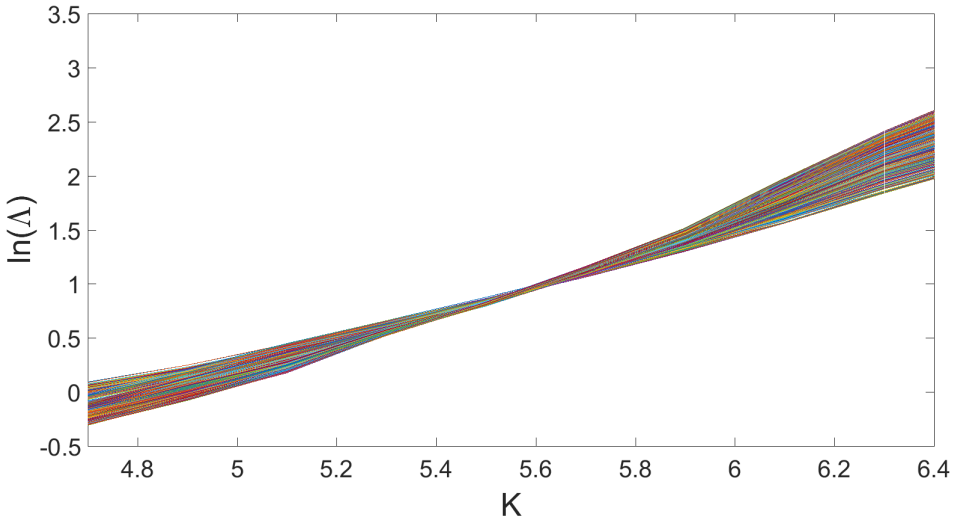


FIGURE 7.4 – Dynamique du rotateur frappé quasi-périodique aux alentours de K_c à 4 dimensions.

Avec cette méthode, l'exposant critique peut être déterminé en mesurant la pente de $\ln \Lambda$ en fonction de $\ln t$ à K_C :

$$(\ln \Lambda)'(K_c, t) \equiv \left.\frac{\partial \ln \Lambda(K,t))}{\partial K}\right|_{K=K_c} \propto t^{1/(d\nu)} \tag{7.8}$$

La courbe correspondant à $\ln \Lambda$ en fonction de $\ln t$ est donnée à la figure 7.5. Nous pouvons constater que pour des temps jusqu'à t=215 ($\ln 215 = 5,37$), le temps n'est pas encore suffisant pour l'observation de la transition. Le comportement linéaire de $(\ln \Lambda)'(K_c) = f(\ln t)$ prédit par la FTS survient à partir de 215 kicks. Nous pouvons donc extraire l'exposant critique en tenant compte des données à partir de 215 kicks.

La simulation indique un exposant de 1,093 ± 0,067. La valeur de l'exposant critique à quatre dimensions avec la méthode de renormalisation spatiale est prédite entre 1,03 et 1,156 [112], ce qui est en accord avec la simulation. Cette simulation montre qu'il est possible de mesurer cet exposant pour des temps compris entre t=215 et t=500 kicks ($\ln 500$=6,21, figure 7.5).

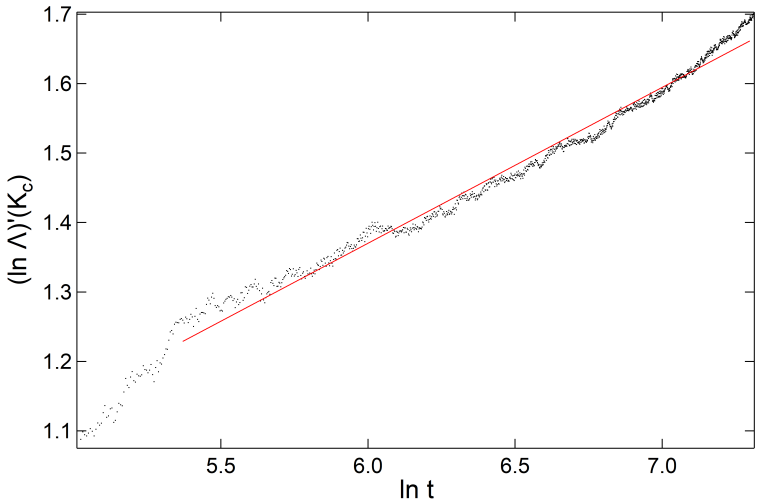


FIGURE 7.5 – Mesure de l'exposant critique pour une transition de phase à quatre dimensions.

Comme pour la transition à trois dimensions, la valeur de l'exposant critique à quatre dimensions ne fait pas l'unanimité. En utilisant la théorie auto-cohérente, l'exposant attendu est $\nu = 0.5$ [113]. La théorie auto-cohérente prédit aussi que la dimension quatre est la dimension critique supérieure de la localisation d'Anderson. La dimension critique supérieure est la dimension d'espace à partir de laquelle l'exposant critique tend vers la valeur de champ moyen (soit $\nu_{4D} = \nu_{5D} = ... = \nu_{\infty D}$ pour la théorie auto-cohérente). Cette prédiction contredit celle de la méthode de renormalisation spatiale qui prévoit une dimension critique infinie [112] [113]. Une mesure expérimentale de l'exposant critique de la transition à quatre dimension permettrait de trancher sur ce débat.

7.2 Rotateur frappé en présence d'interactions

Très récemment des travaux expérimentaux rapportant l'observation de l'effet des interactions sur la localisation dynamique ont été publiés.

7.2.1 Résultats d'autres expériences parus durant ma thèse

Les deux articles publiés récemment proviennent d'expériences indépendantes menées à l'université de Santa Barbara dans l'équipe de D. Weld [95] et à l'université de Washington dans l'équipe de S. Gupta [48]. Ces deux équipes ont observé une brisure de la localisation dynamique laissant place à un régime subdiffusif. La façon d'étudier le rotateur frappé a été différente pour les deux équipes.

Université de Santa Barbara

L'équipe de D. Weld a utilisé des condensats de ^{7}Li pour ses expériences. La variation des interactions a été faite en contrôlant la longueur de diffusion en onde s des atomes avec une résonance de Feshbach. L'onde stationnaire pulsée est horizontale. Durant la phase de kicks, les atomes ne sont pas piégés. Les mesures des exposants de subdiffusion ont donné des exposants compris entre 0,4 et 0,6. La comparaison de cette expérience et des simulations numériques prédisant les exposants de subdiffusion présente tout de même des limites. Du fait de l'absence de confinement transverse des atomes, le système n'est pas réellement à une dimension. Cela a pour conséquence une redistribution d'énergie non négligeable sur les axes transverses par rapport à l'onde stationnaire.

Université de Washington

De son côté, l'équipe de S. Gupta a étudié la dynamique du système sur des condensats de ^{147}Yb piégés dans des tubes. Le contrôle des interactions était fait en jouant sur le confinement transverse du nuage. Les exposants mesurés ont donné des valeurs comprises entre 0,4 et 0,8. L'étude faite avec leur expérience n'a pas mis en évidence de tendance particulière des exposants par rapport à K ou aux interactions.

7.2.2 Expériences envisagées

Les résultats avancés par ces deux expériences permettent de confirmer une partie des hypothèses avancées par les simulations numériques faites sur le sujet.

Rotateur frappé en présence d'interactions

Cependant, dans les deux études présentées précédemment, les valeurs de K utilisées étaient en dessous de 5 [2]. De ce fait, les systèmes étudiés n'étaient pas complétement chaotiques. Dans ces régimes, le système présente des orbites périodiques dans son espace des phases. La localisation observée pourrait être dûe à ces orbites et non au phénomène de localisation dynamique. De nouvelles mesures pourraient être faites dans un régime complétement chaotique.

Ensuite, les mesures d'exposants de subdiffusion s'étalent sur des plages de valeurs relativement grandes. Il pourrait être intéressant de mesurer avec plus de précision ces exposants de manière à comprendre s'il existe une universalité. Dans ce contexte, l'équipe pourrait approfondir les recherches sur la détermination des exposants.

2. En réalité, les valeurs de K étaient en dessous de 5 pour 9 des 10 sets de données.

Gaz de Tonks Girardeau kické

Des études datant de 2004 ont démontré l'existance des gaz de Tonks-Girardeau [114][115]. L'obtention de ce gaz se fait en deux étapes. Tout d'abord, il faut charger un condensat de Bose-Einstein dans une série de tubes formés par un réseau optique à deux dimensions. Ensuite, une résonance de Feshbach est utilisée pour avoir de fortes interactions répulsives et atteindre le régime de Tonks-Girardeau [116].

Le gaz de Tonks-Girardeau kické n'a toujours pas été étudié expérimentalement. Pour effectuer cette expérience avec notre dispositif, un contrôle des interactions doit être possible et l'ajout d'un réseau optique bi-dimensionnel est nécessaire. L'étude de ce système est envisagée par l'équipe.

Conclusion

Ce chapitre était consacré aux travaux qui sont menés et envisagés sur l'expérience. Dans la première partie, nous avons vu comment la transition d'Anderson d'un système à trois dimensions a été observée expérimentalement avec le modèle du rotateur frappé. Une reproduction de cette expérience est en cours sur notre dispositif. Une extension de cette expérience à quatre dimensions est prévue. L'observation de cette transition à quatre dimensions serait inédite et la mesure de l'exposant critique permettrait de trancher sur sa valeur. Dans la deuxième partie, les deux expériences de rotateur frappé en présence d'interaction parues en septembre 2022 ont été présentées. Malgré la parution de ces articles, des études sur le rotateur frappé avec des interactions sont toujours envisagées. Enfin, le gaz de Tonks-Girardeau kické n'a toujours pas été étudié expérimentalement. L'implémentation d'un réseau optique bi-dimensionnel et le contrôle des interactions permettront à l'équipe de réaliser ce modèle.

Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude expérimentale du rotateur frappé en présence d'interactions. L'objectif de ma thèse a été de construire un dispositif permettant de produire des condensats de Bose-Einstein de ^{41}K. L'assemblage de l'expérience a commencé avant mon arrivée. J'ai rejoint l'équipe après l'obtention de premiers pièges magnéto-optiques à trois dimensions.

Durant ma première année, j'ai participé à l'élaboration d'un banc laser qui produit des fréquences agissant sur les transitions de refroidissement D1 du ^{41}K. L'originalité de ce banc réside dans la génération des fréquences utiles en amont de l'amplification à haute puissance et du doublage en fréquence. En sortie de ce banc, 2,8 W de puissance est disponible permettant ainsi de réaliser les dernières étapes de refroidissement laser. En parallèle de ces travaux, j'ai conçu deux systèmes d'imagerie. Le premier système a été conçu pour l'observation de gros objets tels que le nuage dans le piège magnéto-optique. Le second a été réalisé pour imager des objets plus petits tels que le condensat de Bose-Einstein. Ces systèmes nous ont permis de quantifier la température, le nombre d'atomes et la densité du nuage à chacune des étapes de refroidissement.

Au cours de ma deuxième année, j'ai réalisé un banc laser pulsé pour l'onde stationnaire du rotateur frappé. Ce banc est composé d'un laser pulsé télécom amplifié en puissance et doublé en fréquence. Ce banc produit un laser pulsé à 770 nm avec des impulsions de 10 ns, une fréquence de répétition comprise entre 100 kHz et 500 kHz et des puissances crêtes allant jusqu'à 345W. Le développement des étapes de refroidissement évaporatif auquel j'ai participé en parallèle nous a permis d'obtenir notre premier condensat de Bose-Einstein de ^{41}K au milieu de ma thèse. Les travaux sur le transfert entre les états hyperfins qui j'ai menés ensuite nous ont permis d'identifier deux résonances de Feshbach du ^{41}K avec notre expérience. La première se situe dans l'état $\mid F = 1, m_F = -1 >$ et fait -361 mG de large. La seconde se trouve dans l'état $\mid F = 1, m_F = 1 >$ et fait 52 mG de large. Un contrôle de la longueur de diffusion avec ces résonanes n'a pas encore pu être réalisé pour le moment.

Au début de ma troisième année, le remplacement d'un hublot sur le MOT 2D a été opéré. Cette opération de maintenance a donné lieu à des optimisation sur les différentes étapes de refroidissement donnant des condensats

peuplés de 500 000 atomes. L'installation de l'onde stationnaire et de sa caractérisation a permis de donner les premiers signaux de rotateur frappé expérimentaux de notre expérience.

Afin de caractériser au mieux l'expérience, nous avons fait le choix de reproduire l'étude de la transition d'Anderson à trois dimensions avec le rotateur frappé quasi-périodique faite par le passé. Une fois la caractérisation faite, nous souhaiterions étendre cette étude à la transition à quatre dimensions qui n'a encore jamais été observée. A plus long terme, lorsqu'un contrôle des interactions sera possible sur l'expérience, une étude du rotateur frappé en présence d'interaction pourra être menée.

Annexe A

Système d'imagerie

L'objet de cette annexe est d'apporter des éléments supplémentaires à l'étude du système d'imagerie du MOT présenté au chapitre 4. Dans la première partie, le choix des doublets achromatiques par rapport à des lentilles plano-convexes sera détaillé. Dans la deuxième partie, l'étude du défaut de placement d'une lentille dans le système sera discuté.

A.1 Système d'imagerie du MOT avec des lentilles plano-convexes

La simulation du système d'imagerie avec des lentilles plano-convexes a été réalisée avec un objet de 5 mm de taille et des lentilles de 250 mm (lentille thorlabs : LA1301-B) et 75 mm (lentille thorlabs : LA1145-B). Une fois le système assemblé sur le logiciel OSLO, nous avons accès aux outils de caractérisation du système : RIC (figure A.1), OPD (figure A.2) et MTF (figure A.3). Le tableau A.1 rassemble les performances du système d'imagerie MOT basé sur des doublets achromatiques et du système d'imagerie MOT basé sur des lentilles plano-convexes. Les données de ce tableaux sont directement extraite des RIC, OPD et MTF de chacun des sytsèmes. Nous pouvons voir qu'un gain d'un facteur 2 est réalisé sur toutes les grandeurs avec des doublets achromatiques. C'est pour cette raison que nous avons fait le choix d'utiliser des doublets achromatiques pour notre système.

	Doublets achromatiques	Lentilles Plano-convexes
Distortion	2,5%	5%
OPD RMS	1,45λ	2,4λ
MTF	20 lp/mm	11 lp/mm
Astigmatisme Plan sagital	$\sim 0,25$ mm	$\sim 0,5$ mm
Astigmatisme Plan tangentiel	~ 1 mm	~ 2 mm
Aberration sphérique	$\sim 1,5$ mm	$\sim 2,5$ mm

TABLE A.1 – Comparaison entre un système d'imagerie basé sur des doublets achromatiques et un système d'imagerie basé sur des lentilles plano-convexes.

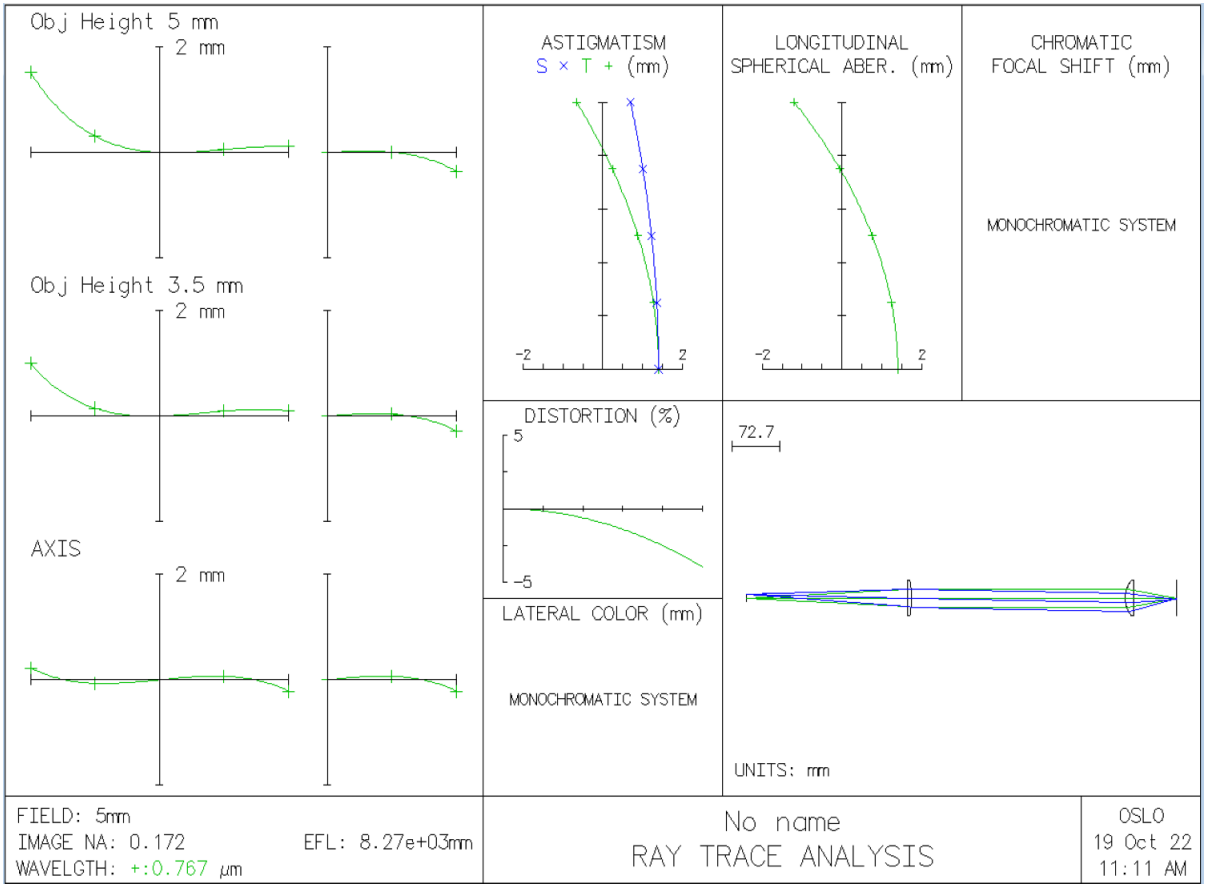


FIGURE A.1 – RIC du système d'imagerie MOT avec des lentilles plano-convexes pour un objet de taille réelle

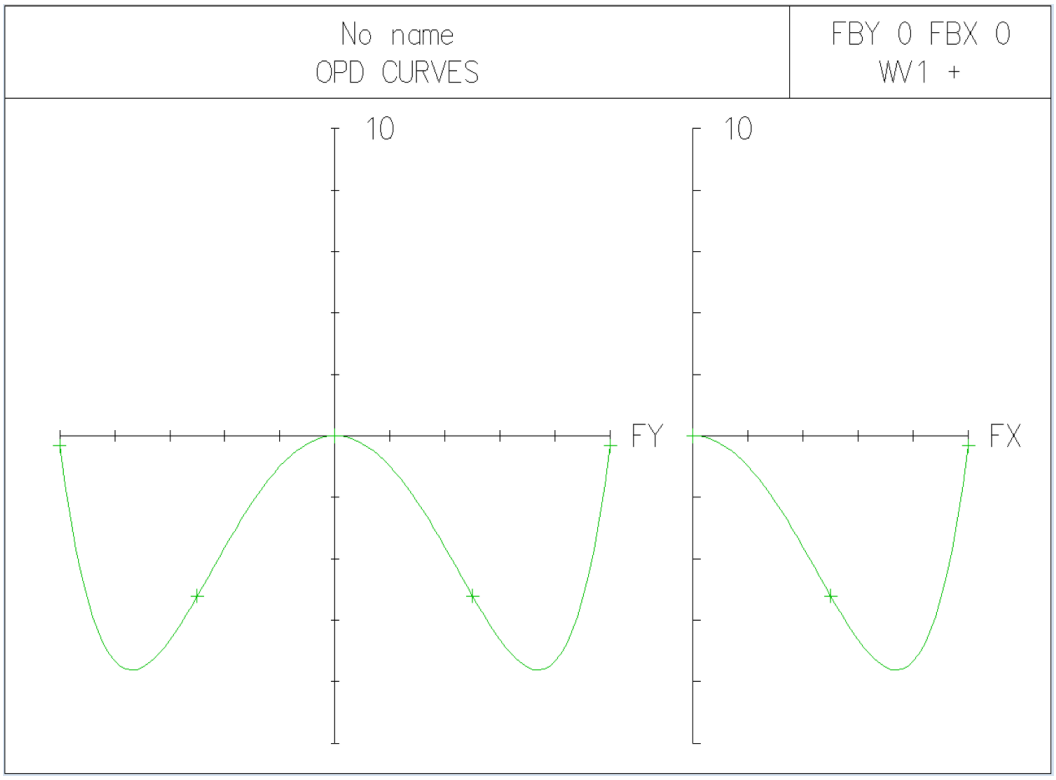


FIGURE A.2 – OPD du système d'imagerie MOT avec des lentilles plano-convexes pour un objet de taille réelle

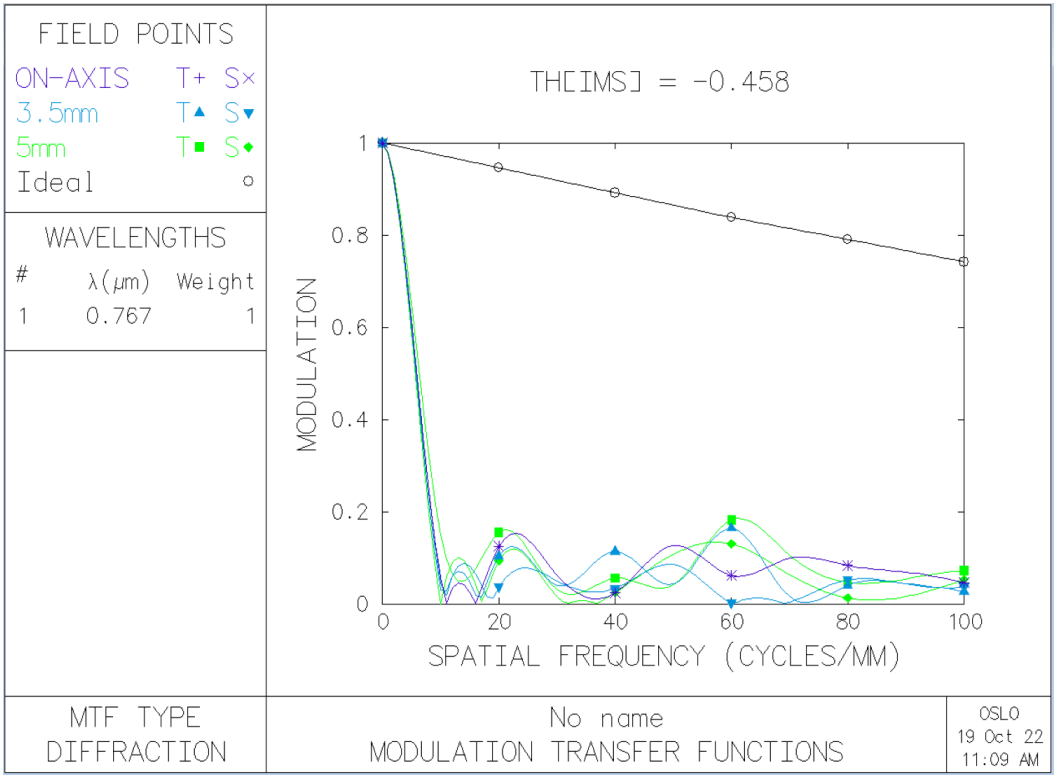


FIGURE A.3 – MTF du système d'imagerie MOT avec des lentilles plano-convexes pour un objet de taille réelle

A.2 Système d'imagerie du MOT décalé de 5 mm

Cette simulation a été réalisée avec un objet de 5 mm de taille et un système d'imagerie identique au système MOT présenté au chapitre 4. La première lentille est décalée de +5 mm par rapport à l'objet. Ce décalage permet d'évaluer le comportement du système lorsqu'un élément optique est mal positionné. La caractérisation est faite avec les outils : RIC (figure A.4), OPD (figure A.5) et MTF (figure A.6). Le tableau A.2 rassemble les performances du système d'imagerie MOT avec un bon placement des éléments optiques et ce même système avec un décalage de +5 mm de la première lentille. Nous pouvons voir une dégradation de l'OPD et une augmentation de la fréquence de coupure pour le système donc la lentille est décalée. Malgré un décalage de la fréquence de coupure sur la MTF, aucun gain n'est réalisé sur le contraste. De ce fait, les performances des deux configurations restent semblables. Un défaut de placement n'est donc pas dramatique.

	Doublets achromatiques	Décalage de 5 mm
Distortion	2,5%	2,5%
OPD RMS	1,45λ	1,72λ
MTF	20 lp/mm	50 lp/mm
Astigmatisme Plan sagital	$\sim 0,25$ mm	$\sim 0,25$ mm
Astigmatisme Plan tangentiel	~ 1 mm	~ 1 mm
Aberration sphérique	$\sim 1,5$ mm	$\sim 1,5$ mm

TABLE A.2 – Comparaison entre le système d'imagerie du MOT avec des éléments optiques bien positionnés et le même système avec la première lentille décalée de 5 mm.

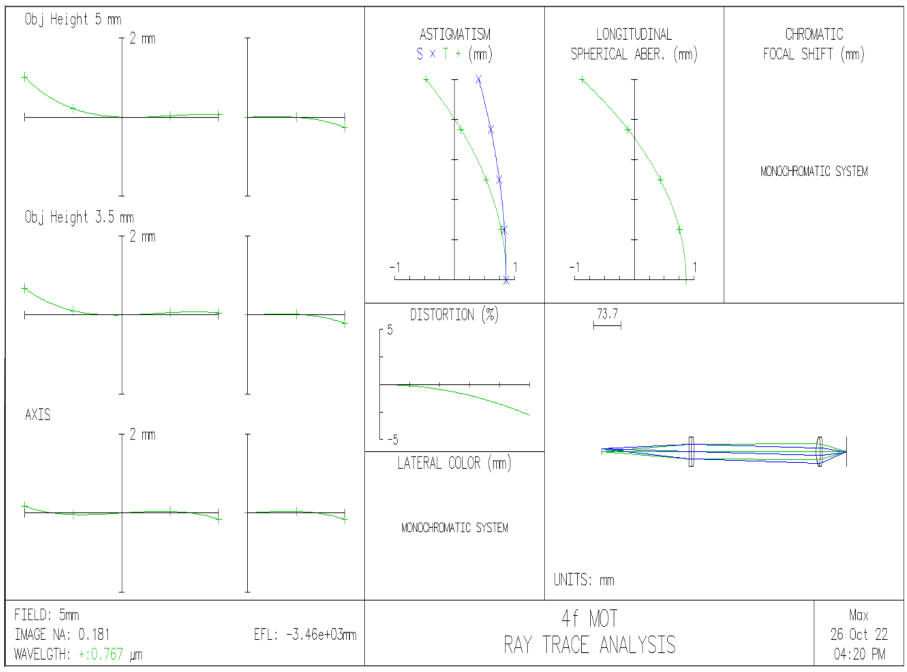


FIGURE A.4 – RIC du système d'imagerie MOT décalé de 5mm par rapport à l'objet.

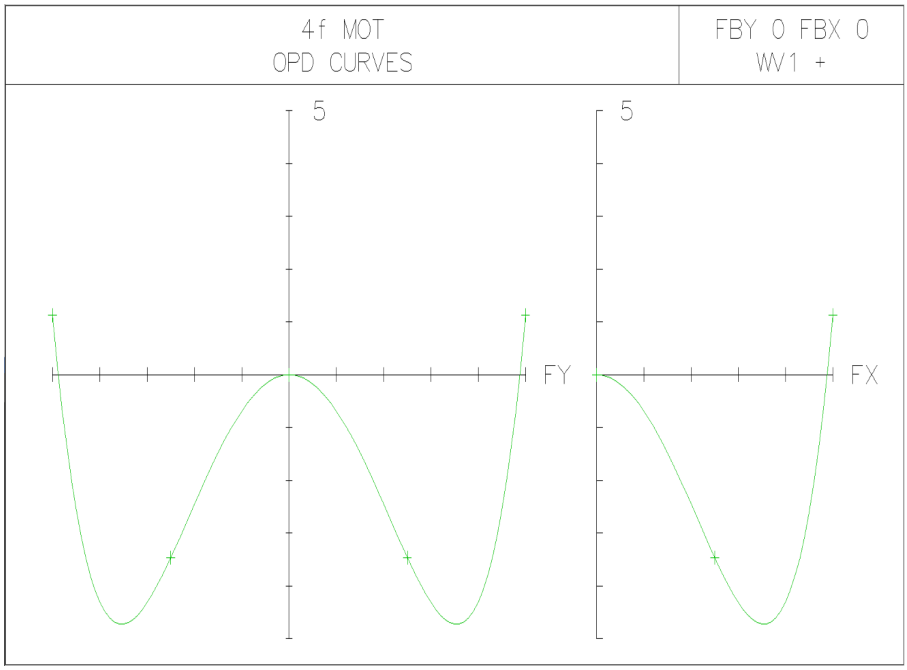


FIGURE A.5 – OPD du système d'imagerie MOT décalé de 5mm par rapport à l'objet.

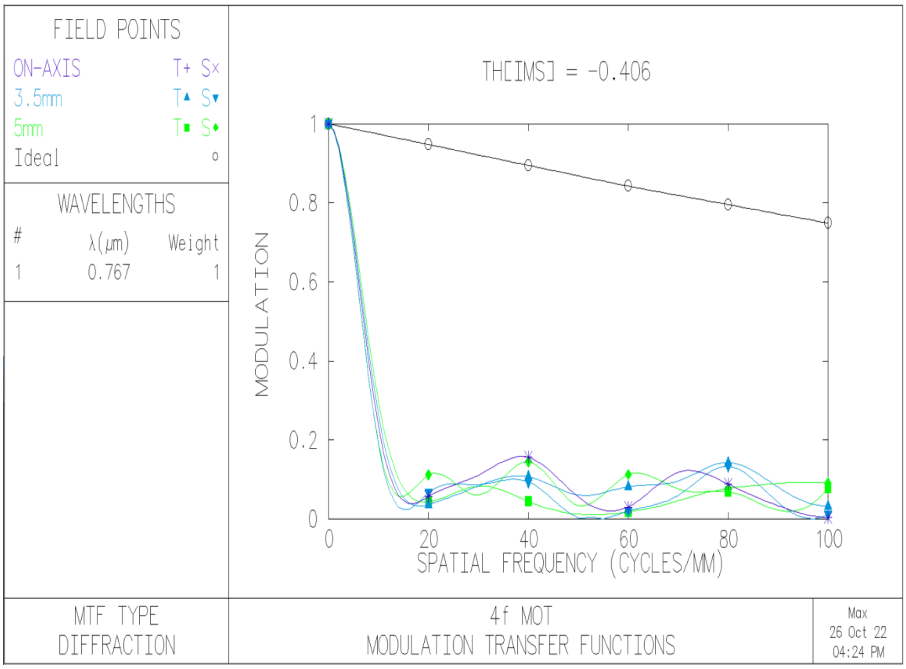


FIGURE A.6 – MTF du système d'imagerie MOT décalé de 5mm par rapport à l'objet.

Annexe B

Résonance de forme

L'objet de cette annexe est de présenter la résonance de forme qui a été observé avec notre expérience.

B.1 Résonance de forme

Une étude faite par Volz et al (2005) a permis d'observer pour la première fois une résonance de forme avec du ^{87}Rb [117]. Plus récemment, c'est avec le ^{41}K que Yao et al ont étudié cette résonance [118].

B.1.1 Principe

La différence entre une résonance de Feshbach et une résonance de forme est que la première est une résonance en onde s (moment cinétique l=0) alors que la seconde est une resonance en onde d (moment cinétique l=2). Cette différence a pour conséquence une modification du potentiel interatomique dû à la présence d'un potentiel centrifuge dominant à grandes distances. Le potentiel résultant présente une barrière centrifuge qui autorise des états liés aux faibles valeurs de r. La hauteur de la barrière centrifuge du ^{41}K est proche de 95 µK. Dans un régime ultra-froid, la température des atomes est telle qu'ils n'ont pas d'autre choix que de passer cette barrière par effet tunnel pour former des molécules si leur énergie cinétique leur permet.

L'autre différence avec la résonance de Feshbach est le rôle du champ magnétique externe. Dans le cas de la résonance de Feshbach, l'énergie de l'état lié du canal fermé est ajustée à l'aide du champ magnétique pour coincider avec l'énergie du canal d'entrée. Pour la résonance de forme, il n'est pas question d'un autre canal. Le champ magnétique permet d'ajuster l'énergie de l'état lié induit par le potentiel centrifuge à l'énergie des atomes en collision.

Enfin, la résonance de forme n'est pas caractérisée par une longueur de diffusion mais par un hypervolume de diffusion. La dépendance au champ magnétique de cet hypervolume est :

$$D = D_{bg}(1 - \frac{\Delta}{B - B_0}) \tag{B.1}$$

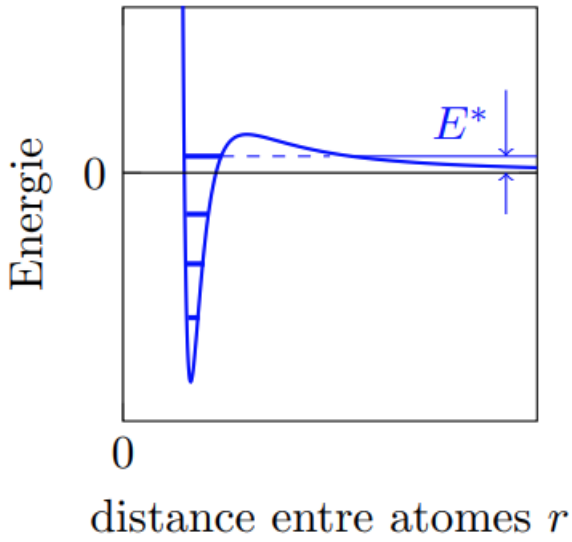


FIGURE B.1 – Potentiel interatomique déformé par une barrière centrifuge. Illustration extraite du cours du collège de France de 2021 de Jean Dalibard sur les interactions entre atomes dans les gaz.

avec D_{bg} l'hypervolume de diffusion de fond, Δ la largeur de la résonance et B_0 le centre de la résonance.

B.1.2 Observation

Il existe une résonance de forme dans $\mid F = 1, m_F = 1 >$. Il s'agit de la résonance qui a été observée récemment. Pour l'identifier, nous avons utilisé la même méthode de pertes à trois corps que celle présentée pour les résonances de Feshbach.

Le principal argument qui permet d'affirmer qu'il s'agit d'une résonance de forme est la dépendance en température de la résonance. En effet, plus les atomes sont chauds, plus ils ont d'énergie cinétique pour franchir par effet tunnel la barrière de potentielle.

Comme nous pouvons le voir sur la figure B.2, la résonance change de forme avec la température. La première résonance en bleu a été mesurée pour un nuage de 1 µK de température. La seconde a été observée pour une température inférieure à 300 nK. Nous pouvons constater que la forme de la résonance dépend bien de la température comme ce qui était attendu.

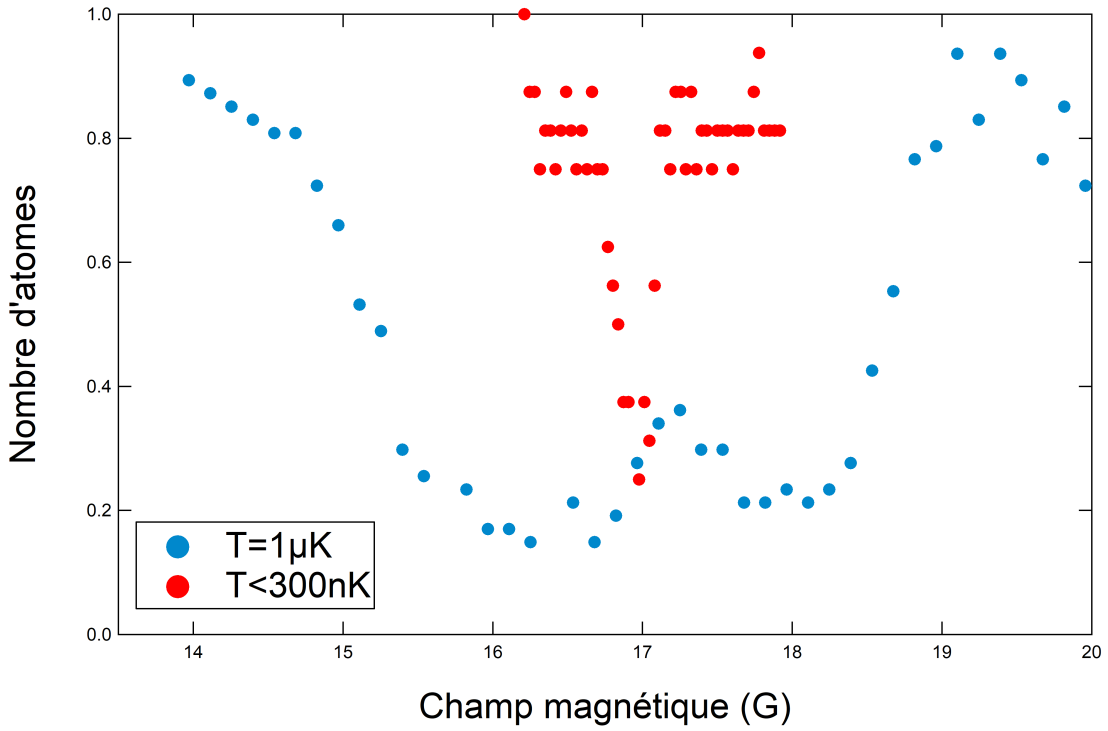


FIGURE B.2 – Observation expérimentale de la résonance de forme du ^{41}K dans l'état $| F = 1, m_F = 1 >$ pour deux températures. Le nombre d'atome est normalisé par rapport au nombre d'atomes contenus dans le piège hors résonance.

Annexe C

Protection de l'amplificateur pulsé

L'objectif de cette annexe est de détailler le montage permettant de protéger l'amplificateur pulsé.

C.1 Système de protection

Problématique

L'amplificateur laser de notre système pulsé ne possède pas d'affichage, ni de système de protection en cas d'absence de puissance qui va vers son entrée. Or, s'il n'y a pas de puissance optique à son entrée, un allumage de celui-ci conduira à des dommages irréversibles.

Fonctionnement du système de protection

Pour résoudre ces soucis, j'ai conçu un système de protection de l'amplificateur avec une carte Arduino Uno R3. Ce système permet aussi d'afficher la puissance allant vers l'entrée de l'amplificateur.

Pour réaliser ce système, un coupleur 90/10% est placé après l'EOM en amont de l'amplificateur (figure C.1). La voie 10% du coupleur est installée sur une photodiode et le signal pulsé est transformé en signal continu puis envoyé sur une entrée de l'Arduino. La tension continue est convertie en une valeur numérique par l'arduino [1]. Cette valeur est affichée sur un écran LCD. Pour la protection du système, la carte Arduino contrôle un relais qui relie les deux pins de l'interlock. Ainsi, s'il y a de la puissance en entrée de l'amplificateur, le relais se ferme et nous pouvons utiliser l'amplificateur laser. Sinon, le relais s'ouvre et empêche l'allumage de l'amplificateur. La puissance optique minimale qui est issue de la voie 10% du coupleur correspond à une valeur numérique de 200. La valeur numérique seuil pour l'ouverture/fermeture du relais a été choisie dans le code à 150. Sous ces 150, le relais s'ouvre, une diode rouge s'allume et un message "Danger" est affiché sur l'écran LCD. Au delà des 150, le relais se ferme, une diode verte s'allume et un message "Puissance ok" est affiché.

1. Les entrées analogiques de l'arduino peuvent mesurer des tensions de 0 à 5 V avec une précision de 10 bits, soit une précision de 4,9 mV

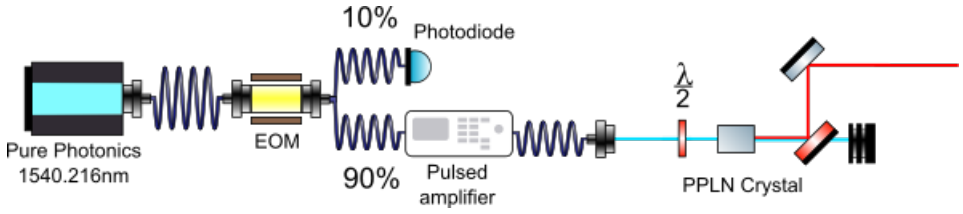


FIGURE C.1 – Banc laser pulsé

C.2 Matériel système de protection

— 1 Arduino UNO R3
— 1 Photodiode Thorlabs DET01CFC
— 1 Led rouge
— 1 Led verte
— 3 Résistances de 1kΩ
— 1 Résistance de 220 Ω
— 1 Afficheur LCD (16x2)
— 1 relais Celduc D31A3100

C.3 Schéma du système de protection

Le schéma du montage du système de protection est donné à la figure C.2. L'entrée analogique A0 est dédiée à la réception du signal de la photodiode. Le câblage de l'afficheur LCD est fait pour un transfert de données à 4 bits [2]. La valeur de la résistance R1 contrôle le rétroéclairage de l'afficheur. Cette résistance a été prise à 1 kΩ. La valeur de la résistance R2 branchée sur l'écran permet de contrôler le contraste des caractères. Cette résistance vaut 220 Ω donnant un contraste maximal à l'afficheur. Les résistances R3 et R4 sur le circuit diodes rouges et vertes valent 1 kΩ. Enfin, la sortie numérique 11 est dédiée au contrôle du relais relié à l'interlock.

2. Pour plus de détails sur l'utilisation des écrans LCD avec une carte Arduino, le site internet [119] est très bien fait.

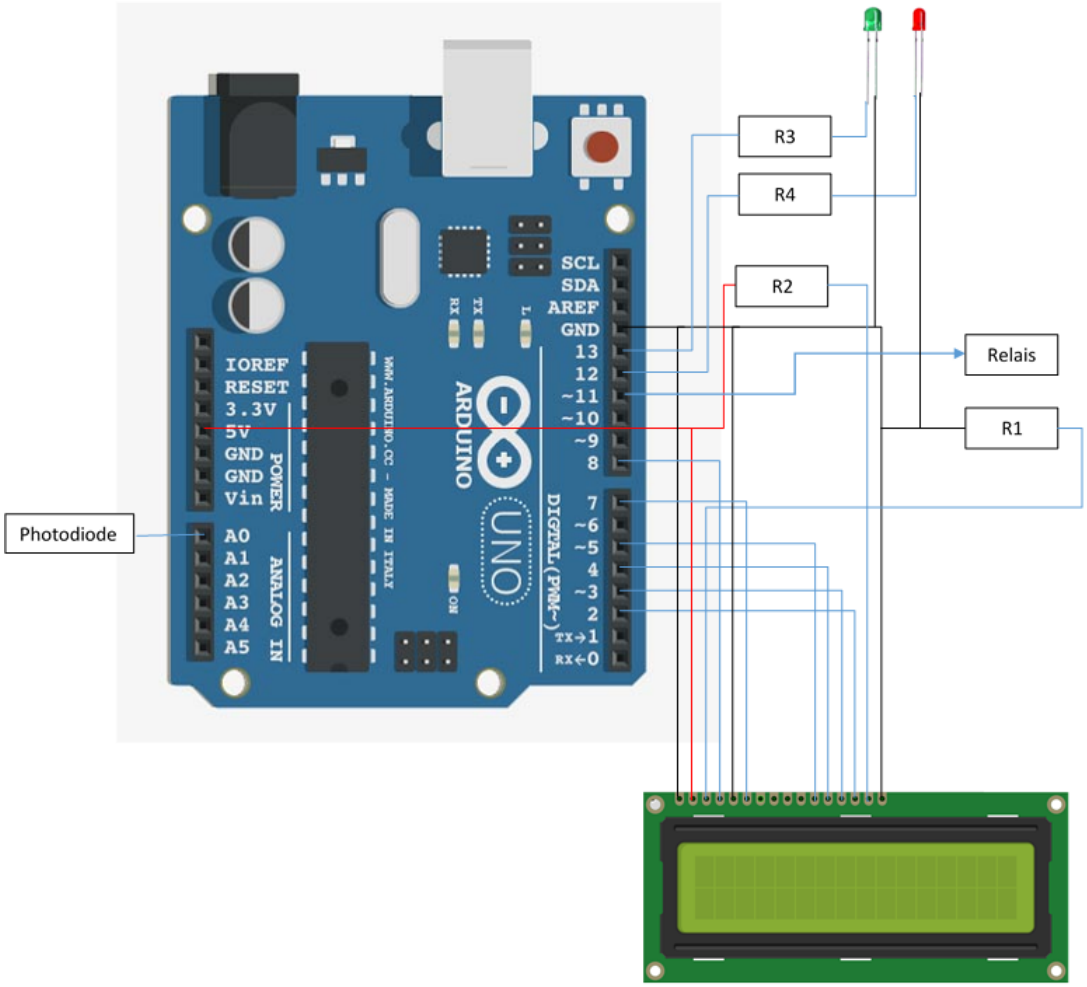


FIGURE C.2 – Schéma du système de protection. R1=220Ω, R2=R3=R4=1kΩ,

C.4 Code de l'arduino du système de protection

Le code développé pour le système est donné aux figures C.3 et C.4.

```
#include <LiquidCrystal.h>
//Controlling interlock By a thorlabs photodiode
//Turns on the green led and turns off the red led above a value; Turns on the red led and turns off the green led
under a value;
/**********************************/
const int greenledPin = 13; //the number of the red led pin
const int redledPin = 12;//the number of the green led pin
const int interlock = 11;//the number of the interlock pin
int pd = A0;//Define photodiode interface
int val=0;
LiquidCrystal lcd(8,7,5,4,3,2);
/**********************************/
void setup()
{
pinMode(greenledPin,OUTPUT);//initialize the green led pin as output
pinMode(redledPin,OUTPUT);//initialize the red led pin as output
pinMode(interlock,OUTPUT);//initialize the interlock pin as output
pinMode(pd,INPUT);//initialize the photodiode pin as input
Serial.begin(9600);
lcd.begin(16,2);
}
/**********************************/
void loop()
 {
val=analogRead(pd);//Simulated values of the photodiode
 Serial.println(val);//Output analog value, and print it out

 if(val<=150)
{ digitalWrite(greenledPin,LOW);
digitalWrite(redledPin,HIGH);
digitalWrite(interlock,LOW);
 lcd.setCursor(6,0);
 lcd.print(val);
 lcd.setCursor(5,1);
```

FIGURE C.3 – Code du système de protection (Partie 1)

```
lcd.write("danger");
 delay(250);
 lcd.clear();
 delay(1);
}
 else if(val>1000)
{
digitalWrite(greenledPin,LOW);
digitalWrite(redledPin,HIGH);
digitalWrite(interlock,LOW);
 lcd.setCursor(6,0);
 lcd.print(val);
 lcd.setCursor(5,1);
 lcd.write("danger");
 delay(250);
 lcd.clear();
 delay(1);
}
else
{
digitalWrite(greenledPin,HIGH);
digitalWrite(redledPin,LOW);
digitalWrite(interlock,HIGH);
 lcd.setCursor(6,0);
 lcd.print(val);
 lcd.setCursor(2,1);
 lcd.write("Puissance OK");
 delay(250);
 lcd.clear();
 delay(1);
}
}
```

FIGURE C.4 – Code du système de protection (Partie 2)

C.5 Image du montage

Une photographie du nuage est représentée à la figure C.5.

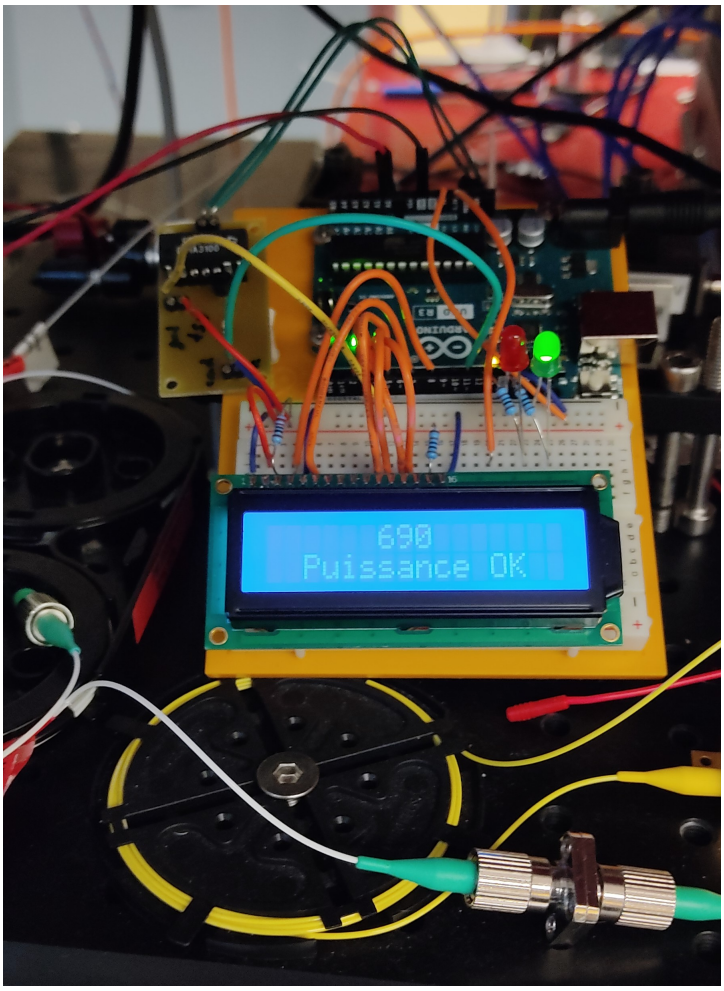


FIGURE C.5 – Photographie du système de protection

Remarque

Ce système a été développé pour protéger l'amplificateur de son allumage en l'absence de puissance à son entrée. Ce système n'a présenté aucun problème depuis son installation. Si toutefois un problème avec la carte surviendrait, il existe un bouton rouge (en haut à droite de la figure C.2) qui permet de la réinitialiser. Cette réinitialisation n'affecte pas le code qui a été téléversé sur la carte et peut se révéler utile en cas de défaillance.

Bibliographie

[1] Paul COUDERC. *Histoire de l'astronomie*. 1996.

[2] Henri POINCARÉ. *Science et méthode*. Ernest Flammarion, 1920.

[3] Lorenz Edward N. "Deterministic nonperiodic flow". In : *journal of the atmospheric sciences* 20 (1963).

[4] Helies HÉNON. "The applicability of the third integral of motion : some numerical experiments". In : *The astonomical journal* 69 (1964).

[5] Martin C. GUTZWILLER. *Chaos in Classical and Quantum Mechanics*. en. Sous la dir. de F. JOHN et al. T. 1. Interdisciplinary Applied Mathematics. New York, NY : Springer New York, 1990. ISBN : 978-1-4612-6970-0 978-1-4612-0983-6. DOI : 10.1007/978-1-4612-0983-6. URL : http://link.springer.com/10.1007/978-1-4612-0983-6.

[6] G. CASATI, J. FORD et SPRINGER-VERLAG. *Stochastic Behavior in Classical and Quantum Hamiltonian Systems*. Springer Berlin / Heidelberg, 1979. URL : https://books.google.fr/books?id=SX85zgEACAAJ.

[7] Shmuel FISHMAN, D. R. GREMPEL et R. E. PRANGE. "Chaos, Quantum Recurrences, and Anderson Localization". In : *Phys. Rev. Lett.* 49 (8 1982), p. 509-512. DOI : 10.1103/PhysRevLett.49.509. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.509.

[8] Giulio CASATI, Italo GUARNERI et D. L. SHEPELYANSKY. "Anderson Transition in a One-Dimensional System with Three Incommensurate Frequencies". In : *Phys. Rev. Lett.* 62 (4 1989), p. 345-348. DOI : 10.1103/PhysRevLett.62.345. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.345.

[9] F. L. MOORE et al. "Atom Optics Realization of the Quantum -Kicked Rotor". en. In : *Physical Review Letters* 75.25 (déc. 1995), p. 4598-4601. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.4598. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.4598.

[10] Julien CHABÉ et al. "Experimental observation of the Anderson transition with atomic matter waves". In : *Physical Review Letters* 101.25 (déc. 2008). Publisher : American Physical Society, p. 255702. DOI : 10.1103/PhysRevLett.101.255702. URL : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00175097.

[11] Clément HAINAUT et al. "Controlling symmetry and localization with an artificial gauge field in a disordered quantum system". In : *Nature Communications* 9.1 (avr. 2018), p. 1382. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-018-03481-9. URL : https://doi.org/10.1038/s41467-018-03481-9.

[12] Andreas TRABESINGER. "Quantum simulation". en. In : *Nature Physics* 8.4 (avr. 2012), p. 263-263. ISSN : 1745-2473, 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys2258. URL : http://www.nature.com/articles/nphys2258 (visité le 05/10/2022).

[13] T. BONESS, S. BOSE et T. S. MONTEIRO. "Entanglement and Dynamics of Spin Chains in Periodically Pulsed Magnetic Fields : Accelerator Modes". In : *Phys. Rev. Lett.* 96 (18 2006), p. 187201. DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.187201. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.187201.

[14] Ping FANG, Chushun TIAN et Jiao WANG. "Symmetry and dynamics universality of supermetal in quantum chaos". en. In : *Physical Review B* 92.23 (déc. 2015), p. 235437. ISSN : 1098-0121, 1550-235X. DOI : 10.1103/PhysRevB.92.235437. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.235437 (visité le 05/10/2022).

[15] Shijie CHAI, Julia FEKETE et Mikkel F. ANDERSEN. "Measuring the local gravitational field using survival resonances in a dissipatively driven atom-optics system". en. In : *Physical Review A* 98.6 (déc. 2018), p. 063614. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.98.063614. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.98.063614 (visité le 05/10/2022).

[16] D SHEPELYANSKY et C SIRE. "Quantum Evolution in a Dynamical Quasi-Crystal". en. In : *Europhysics Letters (EPL)* 20.2 (sept. 1992), p. 95-100. ISSN : 0295-5075, 1286-4854. DOI : 10.1209/0295-5075/20/2/001. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/20/2/001 (visité le 05/10/2022).

[17] G. A. KELLS, J. TWAMLEY et D. M. HEFFERNAN. "Dynamical properties of the delta-kicked harmonic oscillator". In : *Phys. Rev. E* 70 (1 2004), p. 015203. DOI : 10.1103/PhysRevE.70.015203. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.70.015203.

[18] P. W. ANDERSON. "Absence of Diffusion in Certain Random Lattices". In : *Phys. Rev.* 109 (5 1958), p. 1492-1505. DOI : 10.1103/PhysRev.109.1492. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1492.

[19] E. ABRAHAMS et al. "Scaling Theory of Localization : Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions". en. In : *Physical Review Letters* 42.10 (mars 1979), p. 673-676. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.42.673. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.673 (visité le 05/10/2022).

[20] Juliette BILLY et al. "Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder". en. In : *Nature* 453.7197 (juin 2008), p. 891-894. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature07000. URL : http://www.nature.com/articles/nature07000 (visité le 05/10/2022).

[21] Giacomo ROATI et al. "Anderson localization of a non-interacting Bose–Einstein condensate". en. In : *Nature* 453.7197 (juin 2008), p. 895-898. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/nature07071. URL : http://www.nature.com/articles/nature07071 (visité le 05/10/2022).

[22] Donald H. WHITE et al. "Observation of two-dimensional Anderson localisation of ultracold atoms". en. In : *Nature Communications* 11.1 (déc. 2020), p. 4942. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-020-18652-w. URL : https://www.nature.com/articles/s41467-020-18652-w (visité le 05/10/2022).

[23] Isam MANAI et al. "Experimental Observation of Two-Dimensional Anderson Localization with the Atomic Kicked Rotor". In : *Phys. Rev. Lett.* 115 (24 2015), p. 240603. DOI : 10.1103/PhysRevLett.115.240603. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.240603.

[24] S. S. KONDOV et al. "Three-Dimensional Anderson Localization of Ultracold Matter". In : *Science* 334.6052 (2011), p. 66-68. DOI : 10.1126/science.1209019. eprint : https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1209019. URL : https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1209019.

[25] F. JENDRZEJEWSKI et al. "Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential". en. In : *Nature Physics* 8.5 (mai 2012), p. 398-403. ISSN : 1745-2473, 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys2256. URL : http://www.nature.com/articles/nphys2256 (visité le 05/10/2022).

[26] Shmuel FISHMAN, Yevgeny KRIVOLAPOV et Avy SOFFER. "The nonlinear Schrödinger equation with a random potential : results and puzzles". In : *Nonlinearity* 25.4 (fév. 2012). Publisher : IOP Publishing, R53-R72. DOI : 10.1088/0951-7715/25/4/r53. URL : https://doi.org/10.1088/0951-7715/25/4/r53.

[27] Stefan DONSA et al. "Long-time expansion of a Bose-Einstein condensate : Observability of Anderson localization". In : *Phys. Rev. A* 96 (4 2017), p. 043630. DOI : 10.1103/PhysRevA.96.043630. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.96.043630.

[28] E. LUCIONI et al. "Observation of Subdiffusion in a Disordered Interacting System". In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (23 2011), p. 230403. DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.230403. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.230403.

[29] D. M. BASKO, I. L. ALEINER et B. L. ALTSHULER. "Metal–insulator transition in a weakly interacting many-electron system with localized single-particle states". In : *Annals of Physics* 321.5 (2006), p. 1126-1205. ISSN : 0003-4916. DOI : https://doi.org/10.1016/j.aop.2005.11.014. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003491605002630.

[30] Peter Prelovsek MARKO ZNIDARIC Tomaz Prosen. "Many-body localization in the Heisenberg XXZ magnet in a random field". In : *Phys. Rev. B* 77 (6 2008), p. 064426. DOI : 10.1103/PhysRevB.77.064426. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.064426.

[31] David A. HUSE, Rahul NANDKISHORE et Vadim OGANESYAN. "Phenomenology of fully many-body-localized systems". In : *Phys. Rev. B* 90 (17 2014), p. 174202. DOI : 10.1103/PhysRevB.90.174202. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.174202.

[32] Arijeet PAL et David A. HUSE. "Many-body localization phase transition". In : *Phys. Rev. B* 82 (17 2010), p. 174411. DOI : 10.1103/PhysRevB.82.174411. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.174411.

[33] Michael SCHREIBER et al. "Observation of many-body localization of interacting fermions in a quasirandom optical lattice". en. In : *Science* 349.6250 (août 2015), p. 842-845. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : 10.1126/science.aaa7432. URL : https://www.science.org/doi/10.1126/science.aaa7432 (visité le 05/10/2022).

[34] D. L. SHEPELYANSKY. "Delocalization of quantum chaos by weak nonlinearity". en. In : *Physical Review Letters* 70.12 (mars 1993), p. 1787-1790. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.70.1787. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.1787 (visité le 01/10/2022).

[35] Samuel LELLOUCH et al. "Dynamics of the mean-field-interacting quantum kicked rotor". en. In : *Physical Review A* 101.4 (avr. 2020), p. 043624. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.101.043624. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.101.043624 (visité le 01/10/2022).

[36] Colin RYLANDS et al. "Many-Body Dynamical Localization in a Kicked Lieb-Liniger Gas". In : *Phys. Rev. Lett.* 124 (15 2020), p. 155302. DOI : 10.1103/PhysRevLett.124.155302. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.155302.

[37] Vincent VUATELET et Adam RANÇON. "Effective thermalization of a many-body dynamically localized Bose gas". en. In : *Physical Review A* 104.4 (oct. 2021), p. 043302. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.104.043302. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.104.043302 (visité le 01/10/2022).

[38] David VIENNOT. "Non-linéarités, Chaos Contrôle Analyse Spectrale pour les Systèmes Dynamiques Classiques et Quantiques". In : (). URL : http://perso.utinam.cnrs.fr/~viennot/doc/coursNLCC.pdf.

[39] John M. GREENE. "A method for determining a stochastic transition". en. In : *Journal of Mathematical Physics* 20.6 (juin 1979), p. 1183-1201. ISSN : 0022-2488, 1089-7658. DOI : 10.1063/1.524170. URL : http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.524170 (visité le 09/10/2022).

[40] R.S. MACKAY. "A renormalization approach to invariant circles in area-preserving maps". In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 7.1 (1983), p. 283-300. ISSN : 0167-2789. DOI : https://doi.org/10.1016/0167-2789(83)90131-8. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167278983901318.

[41] Domique DELANDE. "Kicked rotor and Anderson localization". en. In : (2013). URL : https://boulderschool.yale.edu/sites/default/files/files/Delande-kicked_rotor_lectures_1_and_2.pdf.

[42] Diederik S. WIERSMA et al. "Localization of light in a disordered medium". In : *Nature* 390.6661 (déc. 1997), p. 671-673. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/37757. URL : https://doi.org/10.1038/37757.

[43] R.L. WEAVER. "Anderson localization of ultrasound". In : *Wave Motion* 12.2 (1990), p. 129-142. ISSN : 0165-2125. DOI : https://doi.org/10.1016/0165-2125(90)90034-2. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0165212590900342.

[44] Chen GUAN et Xingyue GUAN. "A brief introduction to Anderson Localization". In : 2019.

[45] S. FLACH, D. O. KRIMER et Ch. SKOKOS. "Universal Spreading of Wave Packets in Disordered Nonlinear Systems". en. In : *Physical Review Letters* 102.2 (jan. 2009), p. 024101. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.024101. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.024101 (visité le 01/10/2022).

[46] Laura REBUZZINI, Sandro WIMBERGER et Roberto ARTUSO. "Delocalized and resonant quantum transport in nonlinear generalizations of the kicked rotor model". In : *Phys. Rev. E* 71 (3 2005), p. 036220. DOI : 10.1103/PhysRevE.71.036220. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.036220.

[47] G. GLIGORIĆ, J. D. BODYFELT et S. FLACH. "Interactions destroy dynamical localization with strong and weak chaos". In : *EPL (Europhysics Letters)* 96.3 (2011), p. 30004. DOI : 10.1209/0295-5075/96/30004. URL : https://doi.org/10.1209/0295-5075/96/30004.

[48] Jun Hui SEE TOH et al. "Many-body dynamical delocalization in a kicked one-dimensional ultracold gas". en. In : *Nature Physics* (sept. 2022). Publisher : Nature Publishing Group, p. 1-5. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/s41567-022-01721-w. URL : http://www.nature.com/articles/s41567-022-01721-w (visité le 02/10/2022).

[49] Radu CHICIREANU et Adam RANCON. "Dynamical localization of interacting bosons in the few-body limit". In : *Phys. Rev. A* 103 (4 2021), p. 043314. DOI : 10.1103/PhysRevA.103.043314. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.103.043314.

[50] Colin RYLANDS et al. "Many-Body Dynamical Localization in a Kicked Lieb-Liniger Gas". In : *Phys. Rev. Lett.* 124 (15 2020), p. 155302. DOI : 10.1103/PhysRevLett.124.155302. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.155302.

[51] Benoit VERMERSCH. "Dynamique d'un gaz de bosons ultra-froids dans un milieu désordonné : effets des interactions sur la localisation et sur la transition d'Anderson". 2013. URL : https://www.theses.fr/2013LIL10054.

[52] M. H. ANDERSON et al. "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor". In : *Science* 269.5221 (1995), p. 198-201. DOI : 10.1126/science.269.5221.198. eprint : https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.269.5221.198. URL : https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.269.5221.198.

[53] K. B. DAVIS et al. "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms". In : *Phys. Rev. Lett.* 75 (22 1995), p. 3969-3973. DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.3969. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3969.

[54] Immanuel BLOCH, Jean DALIBARD et Sylvain NASCIMBÈNE. "Quantum simulations with ultracold quantum gases". In : *Nature Physics* 8.4 (avr. 2012), p. 267-276. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys2259. URL : https://doi.org/10.1038/nphys2259.

[55] Markus GREINER et al. "Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms". In : *Nature* 415.6867 (jan. 2002), p. 39-44. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/415039a. URL : https://doi.org/10.1038/415039a.

[56] Konrad VIEBAHN et al. "Matter-Wave Diffraction from a Quasicrystalline Optical Lattice". In : *Phys. Rev. Lett.* 122 (11 2019), p. 110404. DOI : 10.1103/PhysRevLett.122.110404. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.110404.

[57] Matthew A. NORCIA et al. "Two-dimensional supersolidity in a dipolar quantum gas". In : *Nature* 596.7872 (août 2021), p. 357-361. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-03725-7. URL : https://doi.org/10.1038/s41586-021-03725-7.

[58] Herman FESHBACH. "Unified theory of nuclear reactions". In : *Annals of Physics* 5.4 (1958), p. 357-390. ISSN : 0003-4916. DOI : https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90007-1. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491658900071.

[59] U. FANO. "Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts". In : *Phys. Rev.* 124 (6 1961), p. 1866-1878. DOI : 10.1103/PhysRev.124.1866. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.124.1866.

[60] S. INOUYE et al. "Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate". In : *Nature* 392.6672 (mars 1998), p. 151-154. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/32354. URL : https://doi.org/10.1038/32354.

[61] Tino WEBER et al. "Bose-Einstein Condensation of Cesium". In : *Science* 299.5604 (2003), p. 232-235. DOI : 10.1126/science.1079699. eprint : https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1079699. URL : https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1079699.

[62] D GUÉRY-ODELIN et al. "Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible ?" en. In : *Europhysics Letters (EPL)* 44.1 (oct. 1998), p. 25-30. ISSN : 0295-5075, 1286-4854. DOI : 10.1209/epl/i1998-00425-9. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1209/epl/i1998-00425-9 (visité le 09/10/2022).

[63] H. M. J. M. BOESTEN et al. "Properties of cold collisions of ^{39}K atoms and of ^{41}K atoms in relation to Bose-Einstein condensation". In : *Phys. Rev. A* 54 (5 1996), R3726-R3729. DOI : 10.1103/PhysRevA.54.R3726. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.54.R3726.

[64] Daniel A STECK. "Rubidium 87 D Line Data". In : (2001). URL : https://steck.us/alkalidata/.

[65] M. LANDINI et al. "Direct evaporative cooling of ^{39}K atoms to Bose-Einstein condensation". In : *Phys. Rev. A* 86 (3 2012), p. 033421. DOI : 10.1103/PhysRevA.86.033421. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.033421.

[66] T. KISHIMOTO et al. "Direct evaporative cooling of K 41 into a Bose-Einstein condensate". In : *Physical Review A* 79 (2009), p. 031602.

[67] Cesar Raymundo Cabrera CÓRDOVA. "Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensate". 2018.

[68] Tobias TIECKE. "Properties of Potassium". In : (2019). URL : https://www.tobiastiecke.nl/archive/PotassiumProperties.pdf.

[69] G. SALOMON et al. "Gray-molasses cooling of 39K to a high phase-space density". In : *EPL (Europhysics Letters)* 104.6 (2013), p. 63002. DOI : 10.1209/0295-5075/104/63002. URL : https://doi.org/10.1209/0295-5075/104/63002.

[70] Hao-Ze CHEN et al. "Production of large ^{41}K Bose-Einstein condensates using D_1 gray molasses". In : *Phys. Rev. A* 94 (3 2016), p. 033408. DOI : 10.1103/PhysRevA.94.033408. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.94.033408.

[71] Y.-J. LIN et al. "Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential". In : *Phys. Rev. A* 79 (6 2009), p. 063631. DOI : 10.1103/PhysRevA.79.063631. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.063631.

[72] J. J. TOLLETT et al. "Permanent magnet trap for cold atoms". en. In : *Physical Review A* 51.1 (jan. 1995), R22-R25. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.51.R22. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.51.R22 (visité le 10/10/2022).

[73] Daniel A STECK. "Sodium D Line Data". In : (2000). URL : https://steck.us/alkalidata/.

[74] Daniel A STECK. "Cesium D Line Data". In : (1998). URL : https://steck.us/alkalidata/.

[75] H J LEWANDOWSKI et al. "Simplified System for Creating a Bose-Einstein Condensate". en. In : (), p. 67. URL : https://core.ac.uk/download/pdf/54847952.pdf.

[76] L. RICCI et al. "A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics". In : *Optics Communications* 117.5 (1995), p. 541-549. ISSN : 0030-4018. DOI : https://doi.org/10.1016/0030-4018(95)00146-Y. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040189500146Y.

[77] Fabien LIENHART et al. "Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on fibered technology at 1560 nm and second harmonic generation". In : *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optica Publishing Group, 2007, JTuA11. URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2007-JTuA11.

[78] Guillaume STERN et al. "Frequency doubled 1534nm laser system for potassium laser cooling". In : *Appl. Opt.* 49.16 (2010), p. 3092-3095. DOI : 10.1364/AO.49.003092. URL : https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-49-16-3092.

[79] Charbel CHERFAN et al. "Multi-frequency telecom fibered laser system for potassium laser cooling". In : *Applied Physics Letters* 119.20 (2021), p. 204001. DOI : 10.1063/5.0070646. eprint : https://doi.org/10.1063/5.0070646. URL : https://doi.org/10.1063/5.0070646.

[80] Charbel CHERFAN et al. "Acetylene-based frequency stabilization of a laser system for potassium laser cooling." In : *Opt. Express* 28.1 (2020), p. 494-502. DOI : 10.1364/OE.28.000494. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-28-1-494.

[81] Charbel CHERFAN. "Conception et réalisation d'une expérience de condensat de Bose-Einstein de 41K basée sur des sources laser télécom". 2021.

[82] J. CATANI et al. "Intense slow beams of bosonic potassium isotopes". In : *Phys. Rev. A* 73 (3 2006), p. 033415. DOI : 10.1103/PhysRevA.73.033415. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.73.033415.

[83] Patrick CHEINET. "Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids". 2006. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00070861/document.

[84] G. REINAUDI et al. "Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms". In : *Opt. Lett.* 32.21 (2007), p. 3143-3145. DOI : 10.1364/OL.32.003143. URL : https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-32-21-3143.

[85] Joëlle SURELL. *Optique Instrumentale et optique de Fourier*. ellipses, 1996.

[86] Alan D. Kathman Dennis W. Prather DONALD C. O'SHEA Thomas J. Suleski. *Diffractive Optics : Design, Fabrication, and Test*. SPIE digital library, 2003.

[87] TELEDYNE. In : URL : https://www.photometrics.com/learn/white-papers/photons-electron-and-gray-levels.

[88] D. SESKO et al. "Collisional losses from a light-force atom trap". In : *Phys. Rev. Lett.* 63 (9 1989), p. 961-964. DOI : 10.1103/PhysRevLett.63.961. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.961.

[89] Manuele LANDINI. "A tunable Bose-Einstein condensate for quantum interferometry". 2012. URL : http://eprints-phd.biblio.unitn.it/801/.

[90] D. BOIRON et al. "Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 µK". In : *Phys. Rev. A* 53 (6 1996), R3734-R3737. DOI : 10.1103/PhysRevA.53.R3734. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.53.R3734.

[91] Hari Prasad MISHRA et al. "Efficient production of an 87Rb F = 2, mF = 2 Bose-Einstein condensate in a hybrid trap". In : *The European Physical Journal D* 69.2 (fév. 2015), p. 52. ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1140/epjd/e2015-50843-y. URL : https://doi.org/10.1140/epjd/e2015-50843-y.

[92] Hao-Ze CHEN et al. "Production of large ^{41}K Bose-Einstein condensates using D_1 gray molasses". In : *Phys. Rev. A* 94 (3 2016), p. 033408. DOI : 10.1103/PhysRevA.94.033408. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.94.033408.

[93] L. TANZI et al. "Feshbach resonances in potassium Bose-Bose mixtures". In : *Phys. Rev. A* 98 (6 2018), p. 062712. DOI : 10.1103/PhysRevA.98.062712. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.98.062712.

[94] Clément HAINAUT et al. "Return to the Origin as a Probe of Atomic Phase Coherence". In : *Phys. Rev. Lett.* 118 (18 2017), p. 184101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.184101. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.184101.

[95] Alec CAO et al. "Interaction-driven breakdown of dynamical localization in a kicked quantum gas". en. In : *Nature Physics* (sept. 2022). Publisher : Nature Publishing Group, p. 1-5. ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/s41567-022-01724-7. URL : http://www.nature.com/articles/s41567-022-01724-7.

[96] C. E. DILLEY, M. A. STEPHEN et M. P. SAVAGE-LEUCHS. "High SBS-threshold, narrowband, erbium co-doped with ytterbium fiber amplifier pulses frequency-doubled to 770 nm". In : *Opt. Express* 15.22 (2007), p. 14389-14395. DOI : 10.1364/OE.15.014389. URL : https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-15-22-14389.

[97] Ning LIU et al. "Phase shift that erbium-doped fiber amplifiers induce". In : *Optical Interconnects for Telecommunication and Data Communications*. Sous la dir. de Xiaomin REN et Suning TANG. T. 4225. International Society for Optics et Photonics. SPIE, 2000, p. 306 -310. DOI : 10.1117/12.402735. URL : https://doi.org/10.1117/12.402735.

[98] E. OTT, T. M. ANTONSEN et J. D. HANSON. "Effect of Noise on Time-Dependent Quantum Chaos". In : *Phys. Rev. Lett.* 53 (23 1984), p. 2187-2190. DOI : 10.1103/PhysRevLett.53.2187. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.53.2187.

[99] Robert BOYD. *Nonlinear optics*. Elsevier, 2003.

[100] K. SHIRAKI, M. OHASHI et M. TATEDA. "SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution". In : *Journal of Lightwave Technology* 14.1 (1996), p. 50-57. DOI : 10.1109/50.476136.

[101] Jean DALIBARD. "Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques". In : (2012-2013).

[102] Gabriel LEMARIÉ. "Transition d'Anderson avec des ondes de matière atomiques". In : (2009).

[103] Ekkehard PEIK et al. "Bloch oscillations of atoms, adiabatic rapid passage, and monokinetic atomic beams". In : *Phys. Rev. A* 55 (4 1997), p. 2989-3001. DOI : 10.1103/PhysRevA.55.2989. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.55.2989.

[104] Meir GRINIASTY et Shmuel FISHMAN. "Localization by pseudorandom potentials in one dimension". In : *Phys. Rev. Lett.* 60 (13 1988), p. 1334-1337. DOI : 10.1103/PhysRevLett.60.1334. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1334.

[105] Yu. B. OVCHINNIKOV et al. "Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave". In : *Phys. Rev. Lett.* 83 (2 1999), p. 284-287. DOI : 10.1103/PhysRevLett.83.284. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.284.

[106] Clément HAINAUT et al. "Return to the Origin as a Probe of Atomic Phase Coherence". In : *Phys. Rev. Lett.* 118 (18 2017), p. 184101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.184101. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.184101.

[107] Franz J. WEGNER. "Electrons in disordered systems. Scaling near the mobility edge". In : *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 25.4 (déc. 1976), p. 327-337. ISSN : 1431-584X. DOI : 10.1007/BF01315248. URL : https://doi.org/10.1007/BF01315248.

[108] Giulio CASATI, Italo GUARNERI et D. L. SHEPELYANSKY. "Anderson Transition in a One-Dimensional System with Three Incommensurate Frequencies". In : *Phys. Rev. Lett.* 62 (4 1989), p. 345-348. DOI : 10.1103/PhysRevLett.62.345. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.345.

[109] Keith SLEVIN et Tomi OHTSUKI. "Corrections to Scaling at the Anderson Transition". In : *Phys. Rev. Lett.* 82 (2 1999), p. 382-385. DOI : 10.1103/PhysRevLett.82.382. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.382.

[110] D. VOLLHARDT et P. WÖLFLE. "Scaling Equations from a Self-Consistent Theory of Anderson Localization". In : *Phys. Rev. Lett.* 48 (10 1982), p. 699-702. DOI : 10.1103/PhysRevLett.48.699. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.699.

[111] Gabriel LEMARIÉ et al. "Observation of the Anderson metal-insulator transition with atomic matter waves : Theory and experiment". en. In : *Physical Review A* 80.4 (oct. 2009), p. 043626. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.80.043626. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.80.043626 (visité le 01/10/2022).

[112] Yoshiki UEOKA et Keith SLEVIN. "Dimensional Dependence of Critical Exponent of the Anderson Transition in the Orthogonal Universality Class". In : *Journal of the Physical Society of Japan* 83.8 (août 2014), p. 084711. ISSN : 0031-9015, 1347-4073. DOI : 10.7566/JPSJ.83.084711. URL : https://journals.jps.jp/doi/10.7566/JPSJ.83.084711.

[113] C CASTELLANI, C Di CASTRO et L PELITI. "On the upper critical dimension in Anderson localisation". In : *Journal of Physics A : Mathematical and General* 19.17 (1986), p. L1099. DOI : 10.1088/0305-4470/19/17/009. URL : https://dx.doi.org/10.1088/0305-4470/19/17/009.

[114] Belén PAREDES et al. "Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice". In : *Nature* 429.6989 (mai 2004), p. 277-281. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/nature02530. URL : https://doi.org/10.1038/nature02530.

[115] Toshiya KINOSHITA, Trevor WENGER et David S WEISS. "Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas". In : *Science (New York, N.Y.)* 305.5687 (2004), 1125—1128. ISSN : 0036-8075. DOI : 10.1126/science.1100700. URL : https://doi.org/10.1126/science.1100700.

[116] Elmar HALLER et al. "Realization of an Excited, Strongly Correlated Quantum Gas Phase". In : *Science* 325.5945 (2009), p. 1224-1227. DOI : 10.1126/science.1175850. eprint : https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1175850. URL : https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1175850.

[117] Thomas VOLZ et al. "Feshbach spectroscopy of a shape resonance". In : *Phys. Rev. A* 72 (1 2005), p. 010704. DOI : 10.1103/PhysRevA.72.010704. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.72.010704.

[118] Xing-Can YAO et al. "Degenerate Bose gases near a d-wave shape resonance". en. In : *Nature Physics* 15.6 (juin 2019), p. 570-576. ISSN : 1745-2473, 1745-2481. DOI : 10.1038/s41567-019-0455-2. URL : http://www.nature.com/articles/s41567-019-0455-2.

[119] *Les écrans LCD*. https://zestedesavoir.com/tutoriels/686/arduino-premiers-pas-en-informatique-embarquee/748_laffichage-une-autre-maniere-dinteragir/3443_les-ecrans-lcd/.