Dispositif pour le chargement rapide d'une cavité miniaturisée : vers un registre de qubits atomiques

Claire Lebouteiller

▶ **To cite this version:**

Claire Lebouteiller. Dispositif pour le chargement rapide d'une cavité miniaturisée : vers un registre de qubits atomiques. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066100 . tel-01525578

HAL Id: tel-01525578

https://theses.hal.science/tel-01525578

Submitted on 22 May 2017

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

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

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île-de-France »

réalisée

au Laboratoire Kastler Brossel

présentée par

Claire LEBOUTEILLER

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Dispositif pour le chargement rapide d'une cavité miniaturisée : vers un registre de qubits atomiques

Soutenue le 20/05/2016

devant le jury composé de :

M^{me}	Laurence Pruvost	Rapporteur
M.	Thomas Bourdel	Rapporteur
M^{me}	Catherine Schwob	Examinateur
M.	Clément Lacroûte	Examinateur
M.	Robin Kaiser	Examinateur
M.	Romain Long	Co-encadrant
M.	Jakob Reichel	Directeur de thèse

Résumé

Le présent travail s'inscrit dans le cadre de l'exploration expérimentale de systèmes intriqués avec un nombre mésoscopique d'atomes, à savoir de quelques dizaines à une centaine. Dans le cadre de l'électrodynamique quantique en cavité, l'interaction à longue portée offerte par le mode optique de la cavité permet l'intrication d'ensembles atomiques, piégés à l'intérieur de cette dernière, ainsi que la tomographie de leurs états quantiques grâce à des techniques de mesure non destructive. Plus précisément, durant ce travail de thèse, un nouveau dispositif expérimental a été mis en place afin d'assurer le chargement rapide et fiable d'une cavité miniaturisée à l'intérieur de laquelle l'adressage et la détection d'atomes uniques sera possible. Pour cela, un système de lasers particulièrement compacts et robustes, a été conçu et réalisé. Il permet la préparation des faisceaux lumineux nécessaires à l'interaction avec les atomes. Afin d'assurer un taux de répétition rapide de l'expérience tout en conservant une relative simplicité du dispositif à vide, une source impulsionnelle de rubidium a été installée dans l'unique cellule à vide. Elle permet de moduler la pression atomique en fonction des besoins de l'expérience. Un chargement prompt du piège magnéto-optique est alors possible sans réduire la durée de vie des atomes dans la cavité, où se déroulent les expériences. Le transport des atomes entre leur position de capture et le centre de la cavité, 15 mm plus haut, s'effectue grâce à un piège dipolaire, déplacé selon son axe fort à l'aide d'un déflecteur acousto-optique. Le confinement important des atomes selon la direction de déplacement permet un transport rapide, de l'ordre de la centaine de millisecondes, comme il le sera démontré dans cette thèse. Grâce à cette combinaison de techniques, un taux de répétition élevé de l'expérience peut être obtenu, ce qui permettra la tomographie d'états quantiques du système. Celle-ci requiert en effet l'acquisition d'un grand nombre de données, et donnera ainsi accès à la physique riche des systèmes intriqués à plusieurs particules.

Abstract

The study of quantum entanglement is a very active research field. Cavity quantum electrodynamics systems are versatile tools allowing for instance entanglement in mesoscopic systems, that is to say with about a hundred particles. The purpose of the new experimental setup built during this thesis is to reach the single atom manipulation and detection level while working with mesoscopic ensembles, collectively coupled to the cavity mode. Toward this goal, three new experimental techniques have been developed to enable reliable and fast data acquisition rate, essential to reconstruct entangled states by quantum tomography means. First, robust extended cavity diode lasers have been constructed, allowing acquisitions that last for days. Then, a pulsed atomic source has been set up, it combines the advantages of fast magneto-optical trap loading and long lifetime in conservative traps by modulating the pressure inside a single vacuum chamber apparatus on a short timescale. Finally, to ensure the fast transport of cold atomic ensembles from the magneto-optical trap to the cavity position, a dipole trap moved with an acousto-optic deflector has been built. This allows a transport over few centimetres leaving the full optical access to the atomic cloud for other manipulations. Thanks to this new experimental setup, we hope to contribute to the understanding of the rich physics lying beyond multi-particle entangled systems.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jakob Reichel, mon directeur de thèse, et Romain Long, qui m'ont encadrée tout au long de ce travail. À Jakob, merci de m'avoir enthousiasmé avec ton cours sur les expériences menées dans le domaine des atomes froids lorsque j'étais en Master puis de m'avoir permis d'expérimenter par moi-même en m'accueillant dans l'équipe. Les nombreuses conversations que nous avons eues ont été extrêmement enrichissantes, ta rigueur et ton honnêteté scientifique sont des exemples pour moi. D'immenses remerciements à Romain, pour sa présence quotidienne et son aide incessante tout au long de la construction de cette nouvelle expérience. Merci de m'avoir transmis tes connaissances multiples dans tous les domaines expérimentaux nécessaires à la construction d'une expérience d'atomes froids, de la confection de lasers à la plomberie.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury qui ont pris part à l'évaluation de mon travail de thèse : Laurence Pruvost, Thomas Bourdel, Catherine Schwob, Clément Lacroûte et Robin Kaiser. Leurs retours ont été accueillis avec grand intérêt.

Mes remerciements se dirigent ensuite tout naturellement vers les membres de l'équipe, collègues mais surtout amis. Tout d'abord, un grand merci à Sébastien Garcia, avec qui j'ai travaillé sur la construction de cette nouvelle expérience. Tu m'as énormément appris, merci pour toute ta patience, tes explications et ton accueil chaleureux lorsque je suis arrivée. Une mention spéciale à Konstantin Ott, mon homologue de thèse, nous avons commencé en même temps mais sur des projets différents : j'ai beaucoup apprécié ta compagnie et ton humour pendant ces années. Tu as toujours été d'un très grand soutien et nos conversations, pas seulement sur la physique mais surtout sur le reste, ont beaucoup comptées pour moi. Un grand merci à Francesco Ferri, qui prend la relève de l'expérience et avec qui il a toujours été extrêmement agréable de travailler. J'ai adoré nos conversations autour du tableau noir à réfléchir et chercher à comprendre des phénomènes physiques pendant des heures. L'expérience est entre de bonnes mains !

Lorsque je suis arrivée, l'équipe de choc de doctorants franco-allemands était complétée par Florian Haas, Leander Hohmann et Benjamin Besga, qui contribuaient largement à l'atmosphère conviviale et accueillante du groupe. Ensuite, je ne peux pas oublier de mentionner Cyril Vaneph, arrivé un an après moi. Ton dynamisme et ton enthousiasme communicatif ont été des denrées précieuses à l'équipe, bon courage avec les ours. Torben Pöpplau est également venu se joindre à l'équipe pour travailler sur l'expérience pendant son diplôme de master, merci pour ton sourire et ton aide sur l'asservissement de la cavité macroscopique. Je te souhaite bon courage pour la conception et la construction de cette nouvelle horloge atomique basée sur le Strontium. Durant ces années, j'ai également eu le plaisir d'interagir avec Giovanni Barontini, Eckhard Wallis et Jérôme Estève. Je souhaite beaucoup de réussite aux derniers arrivés : Mohammed, et ton humour rafraichissant, et Mengzi, merci pour les délicieux thés que tu m'as fait découvrir.

Une pensée toute particulière pour Jean Hare, son oreille toujours attentive et ses

précieux conseils. Tu as su être là aux moments où j'en avais vraiment besoin, merci. Un grand merci à Vincent Dugrain, du SYRTE, pour toutes nos discussions et ta transmission de savoirs sur le fonctionnement d'un dispenseur de Rubidium en mode impulsionnel.

Je souhaite ensuite remercier l'ensemble des membres du Laboratoire Kastler Brossel, notamment Antoine Heidmann, son directeur, qui m'y a accueilli et a suivi d'un œil bienveillant le déroulement de ma thèse. Je tiens particulièrement à remercier tous les membres de l'atelier mécanique. Cela a toujours été un très grand plaisir de venir discuter avec vous et vous avez toujours accepté de réaliser les nombreuses pièces nécessaires à la construction de l'expérience avec le sourire. Un grand merci également à l'équipe administrative, toujours là pour répondre aux questions et surtout pour gérer les commandes incessantes. Je voudrais aussi remercier les services électronique et informatique pour leur aide, ainsi que tous les autres membres du département de physique, qui contribuent à la bonne ambiance générale du 24 rue Lhomond.

Merci également à Nicolas Treps, mon parrain de thèse, pour nos conversations toujours très sympathiques.

Les amitiés nouées pendant ma dernière année de Master à Orsay ce sont prolongées pendant la période de la thèse. Merci à Thibaut, Vincent et Guillaume d'avoir partagé nos expériences parallèles de doctorat, et pour tous ces bons moments passés autour d'une bière. Un immense merci à Snekkja, pour toute ton aide, ton aide considérable.

Un clin d'œil à mes amis danseurs, de tango ou de salsa, pour m'avoir changé les idées en me faisant virevolter sur la piste. Merci également à tous les membres du comité d'organisation des "rencontres des jeunes physiciens", la création et la gestion de cet événement a été une expérience très enrichissante pour moi.

Merci à Paul d'avoir traversé la frontière franco-belge pour assister à ma soutenance ainsi qu'à Thomas pour ses bonnes ondes Sud-Africaines.

J'adresse également un grand merci à ma famille, mes parents, Martine et Gilbert et ma sœur Alice, pour leur soutien depuis toujours, la préparation du pot de thèse et les corrections orthographiques du manuscrit. Merci aussi à mes cousines, Mathilde et Élise et à mes tantes, Liliane et Jacqueline, d'avoir fait une virée parisienne depuis leur chère Normandie pour assister à la soutenance. Un grand merci également à Céline, ma fée, Thierry et Claire, pour leurs encouragements et leur soutien.

Et bien sur, un merci infini à Adrien. Ton soutien a été infaillible, surtout pendant la période de rédaction, qui n'a vraiment pas été un long fleuve tranquille. Merci pour les délicieux petits plats qui m'attendaient en rentrant de ces longues journées de rédaction et surtout merci pour ta présence constante pendant toutes ces années.

Table des matières

Introduction **xvi**

1 Vers une nouvelle expérience de CQED **1**
1.1 Atomes en cavité . . . 2
1.1.1 Description quantique de l'atome et du champ . . . 2
1.1.2 Couplage d'un atome à un mode de cavité . . . 3
1.1.3 Couplage avec l'environnement . . . 4
1.1.4 Couplage de N atomes à un mode de cavité . . . 5
1.2 Ensemble atomique dans une cavité fibrée . . . 7
1.2.1 Détection non destructive . . . 7
1.2.2 Etats de Dicke . . . 9
1.2.3 Génération de l'état W . . . 9
1.2.4 Tomographie d'états quantiques symétriques . . . 10
1.2.5 Limitations du dispositif . . . 11
1.3 Vers un registre d'atomes uniques en cavité . . . 11
1.3.1 Paramètres de la cavité fibrée . . . 13
1.3.2 Réseau dipolaire intra-cavité . . . 15
1.3.3 Refroidissement intra-cavité . . . 19
1.3.4 Détection et adressage d'atomes uniques . . . 23

2 Système laser **25**
2.1 Lasers à cavité étendue . . . 25
2.1.1 Diodes laser et affinement spectral . . . 26
2.1.2 Configurations de cavités étendues . . . 27
2.1.3 Stabilité . . . 28
2.2 Construction et amplification des lasers . . . 34
2.2.1 Construction des lasers « œil de chat » . . . 34
2.2.2 Performances du laser . . . 39
2.2.3 Amplificateur conique . . . 42
2.3 Configuration de la table optique . . . 46
2.3.1 Fréquence de différents lasers et faisceaux . . . 47
2.3.2 Asservissement du laser de référence . . . 48
2.3.3 Asservissement du laser de refroidissement . . . 52
2.3.4 Injection des lasers esclaves . . . 53
2.3.5 Ajustement en fréquence, coupure et couplage des faisceaux . . . 53
2.3.6 Boîte séparatrice de faisceaux fibrée . . . 56

3 Dispositif experimental **59**
3.1 Système à vide . . . 59
3.1.1 Cellule . . . 59
3.1.2 Cavités . . . 61

3.1.3 Système de pompage . . . 63
3.1.4 Étuvage . . . 64
3.2 Conception et fabrication des bobines . . . 65
3.2.1 Caractéristiques . . . 65
3.2.2 Supports des bobines et fabrication . . . 66
3.2.3 Dissipation de chaleur et refroidissement . . . 67
3.2.4 Temps de coupure des bobines . . . 68
3.3 Piège magnéto-optique et détection . . . 69
3.3.1 Rappel sur le fonctionnement d'un piège magnéto-optique . . . 69
3.3.2 Faisceaux optiques pour le piège magnéto-optique . . . 70
3.3.3 Détection . . . 71
3.3.4 Interfaçage informatique . . . 75
3.4 Optimisation du refroidissement . . . 76
3.4.1 Compensation du champ magnétique ambiant statique . . . 76
3.4.2 Mesure de la température par temps de vol . . . 80
3.4.3 Mélasse optique . . . 82
3.5 Pièges conservatifs . . . 83
3.5.1 Transfert entre deux pièges . . . 83
3.5.2 Piège magnétique : transfert et durée de vie . . . 84
3.5.3 Piège dipolaire : transfert et durée de vie . . . 87
3.5.4 Piège dipolaire : caractérisation des fréquences du piège . . . 93

4 Dispenseur impulsionnel 101
4.1 Modulation de pression au sein d'une cellule unique . . . 101
4.1.1 Temps caractéristiques d'évolution du nuage atomique . . . 101
4.1.2 Compromis entre rapidité et longévité . . . 103
4.1.3 État de l'art sur la modulation temporelle de pression . . . 104
4.1.4 Source atomique : le dispenseur . . . 104
4.2 Conception et montage du dispenseur . . . 106
4.2.1 Connexions électriques et réservoir thermique . . . 106
4.2.2 Analyse du refroidissement du dispenseur . . . 107
4.3 Caractérisation par fluorescence atomique . . . 109
4.3.1 Évolution de la pression dans la cellule . . . 110
4.3.2 Chargement du piège magnéto-optique . . . 110
4.3.3 Impulsion d'intensité non constante . . . 114
4.4 Régime transitoire lors du démarrage du dispenseur . . . 116
4.4.1 Après un arrêt long . . . 116
4.4.2 Après un arrêt bref . . . 117
4.5 Temps de vie dans les pièges conservatifs . . . 118
4.5.1 Piège magnétique . . . 118
4.5.2 Piège dipolaire . . . 119

5 Transport dipolaire 123
5.1 Dispositif expérimental pour le transport des atomes . . . 123
5.1.1 État de l'art : transport d'atomes froids . . . 123
5.1.2 Notre dispositif de transport . . . 125
5.1.3 Fonctionnement du déflecteur acousto-optique . . . 127
5.1.4 Pilotage en fréquence . . . 130
5.2 Caractérisation du piège dipolaire mobile . . . 132
5.2.1 Reproductibilité de la position d'arrivée du faisceau . . . 132
5.2.2 Variation en puissance lors du déplacement . . . 133

5.2.3 Profil du faisceau défléchi 134
5.3 Transport 136
5.3.1 Transport adiabatique, profil du déplacement 136
5.3.2 Détermination du profil discrétisé idéal 138
5.3.3 Efficacité du transport en fonction de sa durée 142
5.3.4 Oscillations induites par le transport 143

6 Atomes dans la cavité 147
6.1 Couplage et asservissement de la cavité macroscopique 147
6.1.1 Cavités Fabry-Perot 147
6.1.2 Couplage de la lumière dans la cavité 152
6.1.3 Caractérisation de la cavité macroscopique 154
6.1.4 Système d'asservissement 159
6.2 Transfert du piège de transport au réseau intra-cavité 159
6.2.1 Potentiel intra-cavité 159
6.2.2 Géométrie du transfert 161
6.2.3 Séquence optimale de transfert et imagerie 162
6.2.4 Atomes piégés dans le réseau intra-cavité 163
6.2.5 Vers un transfert optimisé 165
6.3 Imagerie de haute résolution 167
6.3.1 Système d'imagerie et résolution 167
6.3.2 Imagerie à faible grandissement 168
6.3.3 Limitation de la résolution dans la cavité 170

A Faisceaux gaussiens et matrices de transfert optique 179

B Champs magnétiques et homogénéité 181

C Détection par absorption 183

D Fonctionnement du déflecteur acousto-optique 185

Bibliographie 191

Introduction

Le vingtième siècle a vu naître avec lui une théorie décrivant le comportement de systèmes à très petite échelle : la mécanique quantique. Cette théorie s'est développée sur la base de la théorie des quanta de Planck, où les échanges d'énergie entre atomes et lumière sont quantifiés. Ceci d'une part car la lumière est composée de photons, et, d'autre part, car l'énergie des électrons composant l'atome ne peut prendre que des valeurs discrètes bien déterminées. De plus, la mécanique quantique est une théorie de nature probabiliste, c'est à dire qu'elle ne donne accès qu'à des probabilités d'événements.

La théorie quantique va donc à l'encontre des principes déterministes classiques et a longtemps fait débat au sein de la communauté scientifique à cause des résultats contre-intuitifs qu'elle engendrait. En effet, dans le monde macroscopique que nous expérimentons quotidiennement, ses prédictions sont voilées par le phénomène de décohérence, liée à l'interaction entre l'objet d'étude et l'environnement.

De nombreuses expériences de pensées, irréalisables expérimentalement à l'époque, ont été imaginées afin de mettre en lumière l'étrangeté quantique. Parmi celles-ci, citons le paradoxe d'Einstein Podolsky et Rosen (EPR) [1], concernant l'existence d'une corrélation à distance entre deux systèmes quantiques ayant interagi, ou encore le chat de Schrödinger, à la fois mort et vivant, dans une superposition d'états quantiques.

Le développement technologique, et tout particulièrement l'invention des lasers [2], a permis de concrétiser ces expériences de pensée, dévoilant le comportement non-classique des systèmes uniques, comme les photons ou les atomes. La lumière cohérente émise par les sources laser permet en effet de manipuler les états internes et externes des atomes en phase gazeuse. En physique atomique, ce contrôle a permis la mise au point de méthodes de refroidissement, comme le refroidissement Doppler [3–5], ou le piégeage magnéto-optique [6], et de piégeage conservatif, magnétique [7] ou optique [8], qui ont été saluées par le prix Nobel de physique en 1997 accordé à Claude Cohen-Tannoudji, Steven Chu et William Phillips.

L'un des aspects les plus contre-intuitifs et les plus fascinants de la théorie quantique est l'intrication. Ce terme a été introduit pour la première fois par Schrödinger en 1935 [9] pour décrire le fait que l'état de deux systèmes quantiques, initialement indépendants, n'est plus descriptible de manière séparée après qu'ils ont interagi ensemble [10]. L'état de ces deux systèmes est alors qualifié d'intriqué.

Ce concept clé de la théorie quantique a été démontré expérimentalement en 1982 dans le groupe d'Alain Aspect pour un système bipartite dans le domaine de l'optique quantique [11]. Une paire de photons uniques intriqués, qualifiée de paire EPR, a en effet permis la mesure de la violation des inégalités de Bell, démontrant ainsi le caractère non-local du monde quantique.

Le cas multipartite, c'est-à-dire à plus de deux particules intriquées, demeure intriguant d'un point de vue fondamental et mène à des questions encore ouvertes sur la classification et la quantification de l'intrication, ainsi que la robustesse de ces états contre la décohérence. De plus, l'établissement du lien entre le monde quantique à l'échelle mi-

croscopique et le monde classique à l'échelle macroscopique reste à explorer, notamment par la caractérisation détaillée d'ensembles intriqués toujours plus larges.

En plus de son intérêt fondamental, l'intrication quantique à particules multiples possède un grand potentiel en terme d'applications. On peut les regrouper en quatre thèmes majeurs : la communication quantique, le calcul quantique, la métrologie quantique et la simulation quantique.

La communication quantique consiste à utiliser des protocoles sécurisés de transmission de l'information, codés sur des états quantiques. Il est en effet possible de garantir, par les lois physiques, la protection des données transmises de l'espionnage ou de la falsification. Afin de rendre possible la communication quantique à grande échelle, il est nécessaire de développer des répéteurs quantiques [12], capables, grâce à l'intrication, de relayer l'état quantique d'un système malgré les pertes dans le canal de transmission, inévitables sur de grandes distances.

Le calcul quantique, quant à lui, est centré sur l'idée d'utiliser des états intriqués afin d'augmenter la puissance de calcul au delà des possibilités offertes par les ordinateurs actuels. Les bits d'information sont alors remplacés par des bits quantiques, ou qubits, grâce auxquels on effectue des portes logiques quantiques dont l'assemblage permet de mettre en place des algorithmes quantiques [13]. L'intrication pourrait permettre de paralléliser les calculs, ce qui, pour certains problèmes, mène à un gain exponentiel de temps par rapport aux algorithmes classiques.

Un autre domaine d'application prééminent des états multipartites intriqués est la métrologie quantique. Celle-ci permet l'amélioration de la précision de mesures interférométriques en exploitant les corrélations quantiques d'un ensemble intriqué [14]. En effet, les inégalités de Heisenberg imposent une limite sur la précision de la mesure et l'utilisation d'états quantiques comprimés permet de redistribuer cette incertitude sur les deux termes de l'inégalité, favorisant la précision sur la variable à mesurer.

Finalement, on peut citer la simulation quantique de systèmes trop complexes pour être résolus de manière classique. Ces simulations ont pour but de reproduire une dynamique non contrôlable, par exemple dans un système de matière condensée, à partir d'un autre système quantique, soigneusement conçu, dans lequel les paramètres sont ajustables [15]. Là encore, l'intrication joue un rôle clé.

Le principal défi pour la création d'intrication est d'obtenir un système sur lequel peut être exercé un haut niveau de contrôle, et qui est isolé de l'environnement afin d'éviter la décohérence vers un état classique.

Les systèmes ioniques, sur lesquels ont été effectuées les premières manipulations de qubits pour le calcul quantique, sont couplés par leur mode collectif de vibration dans le piège électrique qui les confinent. La complexité expérimentale d'un tel système croit avec le nombre d'ions intriqués, rendant le système difficilement contrôlable pour des ensembles de plus d'une quinzaine d'ions à cause de la complexification du spectre de vibration. L'intrication est également possible dans de grands ensembles atomiques de plusieurs milliers de particules en interaction mais ils ne permettent pas la reconstruction complète de la matrice densité du système, le nombre de termes étant trop important pour être mesuré. Ces ensembles sont par ailleurs particulièrement utiles en métrologie quantique, qui bénéficie d'un nombre important d'atomes. Ces deux approches, l'une consistant à augmenter toujours plus la taille des ensembles intriqués tout en conservant une résolution de qubit unique, et l'autre, se basant sur l'intrication de très grands ensembles de particules dont seules les variables collectives sont accessibles, sont nommées respectivement "bottom-up" et "top-down".

Une technique très efficace et robuste pour coupler fortement des particules entre

elles, ou à des photons, est l'électrodynamique quantique en cavité (CQED). Il s'agit d'intensifier le couplage entre lumière et matière, en confinant les photons dans un volume très réduit autour des particules matérielles. Le confinement s'obtient grâce à une cavité, c'est-à-dire un ensemble de miroirs. La présence des miroirs modifie la densité des modes électromagnétiques dans lesquels l'atome peut émettre, donnant par exemple lieu à l'effet Purcell [16], c'est-à-dire la modification de la durée de vie de l'état excité des atomes. Il est possible de trouver un régime, dit de couplage fort, dans lequel l'échange d'énergie entre lumière et matière est cohérent et domine les pertes énergétiques du système causées par l'interaction avec l'environnement.

Plusieurs types de systèmes physiques ont permis l'implémentation de la CQED. Dans le domaine de la physique atomique, on peut citer les atomes de Rydberg dans des cavités micro-ondes [17, 18], ainsi que les atomes neutres ou les ions en cavité optique [19]. Le prix Nobel de Phyisque 2012 a d'ailleurs été attribué à Serge Haroche et David Wineland pour leurs contributions sur le contrôle de systèmes quantiques uniques. Serge Haroche a notamment utilisé la CQED pour réaliser et étudier le célèbre état intriqué "chat de Schrödinger". En ce qui concerne le domaine de la matière condensée, les qubit supraconducteurs couplés à des résonateurs micro-ondes [20], ou encore les boites quantiques dans des cavités semiconductrices [21] par exemple, sont des systèmes de CQED prometteurs en vue d'éventuelles applications.

Notre approche, consistant à caractériser l'état quantique d'ensembles intriqués mésoscopiques, c'est-à-dire de la dizaine à la centaine de particules, se situe à la croisée des approches "bottom-up" et "top-down". Dans nos systèmes de CQED, l'intrication peut être générée par la mesure de variables collectives de l'ensemble de particules, *via* le mode de la cavité. La mesure peut projeter l'état du système sur un état intriqué, où les particules sont indistinguables les unes par rapport aux autres. Par exemple, la présence d'une excitation peut être détectée mais aucune information ne sera disponible quant à sa localisation exacte, elle est partagée par le système interagissant collectivement.

L'outil majeur développé dans notre équipe pour augmenter davantage le couplage lumière matière, est la micro-cavité Fabry-Pérot fibrée. Basées sur une technique d'ablation laser, des structures de très faible rugosité peuvent être produites directement sur les extrémités de fibres optiques, qui, une fois recouvertes d'un revêtement réfléchissant, peuvent être utilisées pour créer une cavité optique. La longueur des cavités ainsi formées peut varier de 40 μm à 1 mm et elles procurent un couplage fort entre les atomes et le mode résonnant du champ. Ce couplage présente une grande stabilité puisque la lumière à injecter est guidée par la fibre optique, sur laquelle se trouve également le miroir formant la cavité. Ces cavités fibrées, extrêmement compactes, permettent également de limiter l'encombrement spatial, facilitant ainsi l'accès optique à l'échantillon atomique qui y est piégé.

Grâce à cette technologie, qui permet l'élaboration de techniques de création et de détection non-destructive d'états intriqués dans des systèmes mésoscopiques, l'équipe a déjà pu démontrer, d'une part, la génération de l'état intriqué W à plus de 40 atomes ainsi que sa tomographie grâce à la mesure directe d'une distribution de quasi-probabilité [22], et d'autre part, la création d'intrication par dynamique Zénon quantique [23], confinant les possibilités d'évolution de l'état du système à un sous-ensemble d'états par mesure répétée.

Encouragés par ces réussites expérimentales, pour aller toujours plus loin dans cette quête de compréhension de l'intrication mais également pour ouvrir la voie à de nouvelles applications technologiques basées sur les systèmes intriqués d'atomes froids multipartites, nous avons décidé d'élaborer un nouveau dispositif expérimental permettant de surcroît la détection et l'adressage d'atomes uniques au sein de la cavité. Cette nouvelle expérience alliera deux atouts majeurs : l'interaction collective apportée par la cavité fibrée de haute

finesse et le contrôle individuel, grâce à un microscope de haute résolution.

Le système sera composé d'un registre d'atomes uniques, c'est-à-dire d'une chaine d'une centaine de particules, fortement couplé au mode optique d'une cavité fibrée. Chacun des atomes de ce registre est piégé sur un site d'un réseau optique unidimensionnel généré par une onde stationnaire dont la longueur d'onde est double par rapport à celle du mode de cavité résonnant avec les atomes. Cela permet le couplage optimal et identique de tous les atomes, les rendant ainsi indistinguables par le mode de la cavité. Le microscope permettra de résoudre optiquement chacun des atomes afin d'en mesurer l'état et d'effectuer des opérations locales sur les sites du registre. Ceci permet la création et l'étude d'états intriqués non-symétriques, qui n'étaient pas accessibles avec notre précédente expérience.

La construction d'un tel dispositif représente un défi technique car il se compose d'un assemblage complexe de diverses éléments, pour certains à la pointe, ou au delà, des technologies disponibles commercialement. De plus, la tomographie quantique requiert l'acquisition d'un très grand nombre de données et nécessite donc un dispositif expérimental extrêmement fiable, stable et rapide. Il faut notamment que le système laser soit robuste afin de permettre son asservissement sur les transitions atomiques pendant les longues périodes d'acquisition. Une autre manière de faciliter les prises de données est de réduire la durée des cycles expérimentaux le plus possible afin de pouvoir acquérir un maximum de données en un minimum de temps.

Durant ce travail de thèse, une grande partie de ce dispositif, intégrant plusieurs éléments novateurs, a été conçu, construit et caractérisé. Un système complet de refroidissement laser, robuste et flexible, a été mis en place afin de générer un ensemble d'atomes froids de rubidium 87. Afin de simplifier l'enceinte à vide, nous utilisons une cellule unique à l'intérieur de laquelle la densité atomique est modulée en fonction des nécessités de chaque phase de l'expérience afin d'accélérer le processus d'acquisition. Cela permet en effet de charger rapidement le piège magnéto-optique tout en conservant une pression faible pendant la phase d'étude. Cette modulation de pression est obtenue grâce à une source atomique compacte fonctionnant en régime impulsionnel. Une technique de transport optique permettant de déplacer rapidement un nuage d'atomes froids avec un contrôle précis sur la position finale du nuage est également implémentée. Ce transport nous permet d'acheminer les atomes depuis le lieu de leur refroidissement dans le piège magnéto-optique jusqu'à l'intérieur d'une cavité optique, siège de l'interaction collective menant à la génération d'états intriqués. En outre, la mise en place du microscope atomique a été abordée. La construction de la cavité fibrée étant actuellement dans sa phase finale, la voie est libre pour entreprendre la génération d'états intriqués multipartites et leur étude au niveau de l'atome unique, donnant ainsi accès à la physique fascinante que recèlent de tels systèmes.

Plan de la thèse

Le présent manuscrit s'organise en six chapitres. Le premier est consacré à la description de l'électrodynamique quantique en cavité et introduit la notion de couplage fort entre un ensemble atomique et un mode unique de cavité, modélisé par le hamiltonien de Dicke. Nous rappelons l'état de l'art du domaine et introduisons les concepts théoriques de l'expérience présentée.

Le deuxième chapitre est consacré au dispositif laser permettant le refroidissement des atomes. La construction des lasers ainsi que leur amplification y est d'abord décrite. Ensuite, les différentes méthodes d'asservissement afin de maintenir leur fréquence à résonance avec les transitions atomiques souhaitées sont présentées.

Dans le troisième chapitre, nous décrirons le montage de l'enceinte à vide à l'intérieur de laquelle a été mise en place une cavité macroscopique de test. Il est présenté par la suite la manière standard dont les atomes sont refroidis, à partir d'une vapeur atomique à température ambiante, et maintenus dans des pièges conservatifs.

Le quatrième chapitre est consacré à la description et aux résultats obtenus grâce à la source atomique utilisée de manière impulsionnelle dans ce dispositif. Cette dernière permet de moduler temporellement la pression de rubidium dans la cellule à vide, accélérant ainsi le chargement du piège magnéto-optique tout en permettant de conserver une durée de vie suffisamment élevée lorsque les atomes se trouvent en phase d'étude.

Le chapitre cinq traite du transport des atomes depuis la position du piège magnéto-optique vers celle de la cavité. Le dispositif expérimental, basé sur un faisceau dipolaire déplacé transversalement à sa direction de propagation par un déflecteur acousto-optique, sera décrit. Les résultats de ce transport seront également présentés.

Finalement, dans le dernier chapitre, nous décrivons les méthodes et observations concernant le chargement des atomes au sein de la cavité macroscopique. Le système d'imagerie de haute résolution est également introduit.

Chapitre 1

Vers une nouvelle expérience de CQED

La plateforme expérimentale que nous nous sommes proposés de construire est basée sur le couplage d'atomes froids de rubidium 87 avec une cavité fibrée de haute finesse. C'est l'interaction collective des atomes avec le mode de la cavité qui est à la base du processus d'intrication. En effet, les atomes sont indistinguables du point de vue de la cavité, à condition que le couplage soit le même pour tous, et peuvent donc partager un quanta d'excitation entre eux et avec le mode résonnant de la cavité.

Afin de mieux comprendre le système à N atomes, nous commencerons par décrire l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un mode du champ électromagnétique résonnant. Cette description requiert de quantifier à la fois la structure atomique et le champ lumineux. Le système, considéré comme isolé dans un premier temps, est ensuite étendu au cas d'un système ouvert, c'est-à-dire couplé avec l'environnement. Sur ces bases, le hamiltonien de Dicke, permettant de décrire l'interaction cohérente entre plusieurs atomes et un mode du champ, est introduit. Une proposition expérimentale permettant sa réalisation effective à partir de notre système expérimental est également décrite. Elle implique des transitions Raman à deux photons, dont l'un est issu d'un faisceau transverse à l'axe de la cavité alors que l'autre photon provient du mode de la cavité.

La partie suivante sera consacrée à la création et à la détection d'états intriqués multipartites. Grâce aux possibilités apportées par une cavité fibrée de haute finesse, il est possible d'atteindre un régime où le couplage entre les atomes et le champ de la cavité est fort. Nous discuterons notamment de la tomographie quantique qui permet une reconstruction par mesure non destructive de la partie symétrique de la matrice densité d'un état intriqué. Des expériences dans notre groupe ont déjà fait la démonstration de l'efficacité de ce couplage collectif pour réaliser une telle tâche

Dans une dernière partie, nous décrirons le dispositif expérimental que nous souhaitons mettre en place. Il s'agit de former une chaine d'une centaine d'atomes uniques piégés par un réseau dipolaire au sein de la cavité fibrée. Ce réseau, de longueur d'onde double par rapport à la résonance de la cavité, assure un couplage égale et homogène de chaque atome de ce "registre" à la cavité. À cela vient se combiner un microscope atomique de haute résolution qui permet de distinguer chaque site. Un tel dispositif allie les possibilités d'intrication par interaction collective au sein de la cavité avec la manipulation et la détection d'atomes individuels grâce au microscope de haute résolution. La tomographie quantique d'un système atomique est une opération particulièrement longue car il est nécessaire de réaliser un grand nombre de mesures sur des systèmes identiques. Il est donc avantageux de mettre en place une technique de refroidissement en cavité permettant le recyclage des atomes piégés dans la cavité, au lieu de leur remplacement par d'autres, issus d'un nouveau nuage.

1.1 Atomes en cavité

Dans cette première partie, nous allons expliciter le modèle sous-tendant l'interaction entre un ou plusieurs atomes et le mode unique résonant d'une cavité.

1.1.1 Description quantique de l'atome et du champ

Pour rendre compte des effets d'électrodynamique quantique en cavité, il faut à la fois quantifier le champ électromagnétique dans la cavité et l'énergie des atomes qui la peuplent.

Interaction dipolaire

L'interaction entre un champ électromagnétique et un atome neutre est généralement dominée par le couplage du dipôle électrique induit de l'atome $\mathbf{d}$ avec le champ $\mathbf{E}$. De manière classique, l'énergie de cette interaction est décrite par le produit scalaire $-\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}$. Le dipôle électrique des atomes neutres disparait en l'absence de champ électrique et croit proportionnellement à l'amplitude de celui-ci selon : $\mathbf{d} = \alpha\mathbf{E}$, où α est la constante de polarisabilité de l'espèce atomique considérée. La polarisabilité est fortement liée à la fréquence lumineuse du champ avec lequel l'atome interagit. En effet, en spectroscopie, on constate qu'un gaz d'une espèce atomique donnée absorbe seulement certaines longueurs d'onde et se caractérise donc par un spectre d'absorption discret. Ce phénomène s'explique dans le cadre de la mécanique quantique où l'énergie atomique est quantifiée en différents niveaux d'énergie, notés $|n\rangle$: une onde ne peut être absorbée que si son énergie équivaut à celle d'une transition entre deux niveaux atomiques.

Le dipôle atomique classique est alors remplacé par l'opérateur quantique :

$$\hat{\mathbf{d}} = \sum_{a,b} \mathbf{d}_{ba} |a\rangle\langle b| \tag{1.1.1}$$

qui connecte les niveaux d'énergie $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

Quantification du champ

Si les atomes doivent êtres quantifiés pour rendre compte des observations expérimentales, le champ lumineux lui-même doit aussi l'être, en particulier dans les expériences d'électrodynamique quantique en cavité. La quantification du champ électromagnétique en électrodynamique quantique s'effectue en considérant un volume fini défini par des parois conductrices à l'intérieur duquel le champ est décrit par un ensemble infini de modes discrets. L'introduction de variables canoniques permet d'écrire le hamiltonien du système sous une forme similaire à celle d'un oscillateur harmonique, qui peut alors être facilement quantifié en imposant des relations de commutation canoniques [24, 25].

L'opérateur champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \sum_j \hat{\mathbf{E}}^{(j)}(\mathbf{r}) = \sum_j E_j \left(\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r})\hat{a}_j + \mathbf{u}_0^{(j)*}(\mathbf{r})\hat{a}_j^\dagger\right) \tag{1.1.2}$$

où $\mathbf{u}_0^{(j)}$ décrit la dépendance spatiale normalisée du mode et inclue la polarisation. $\hat{a}_j$ et $\hat{a}_j^\dagger$ sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon dans le mode j [1] et l'opérateur $\hat{N}_j = \hat{a}_j^\dagger\hat{a}_j$ définit alors le nombre de photons dans le mode. E_j

1. Ces opérateurs satisfont les relations de commutation bosoniques : $\left[\hat{a}_k, \hat{a}_l^\dagger\right] = \delta_{kl}$

est donc l'amplitude du champ associé à un photon unique :

$$E_j = \sqrt{\frac{\hbar\omega_j}{2\epsilon_0 V_j}} \tag{1.1.3}$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, ω_j la pulsation du champ pour le mode j et V_j le volume qu'il occupe. L'amplitude du champ électrique d'un photon unique dans un mode donné est donc plus importante si le volume du mode restreint. Le couplage lumière-matière s'en trouve alors augmenté.

1.1.2 Couplage d'un atome à un mode de cavité

Nous allons tout d'abord considérer le cas simple d'un atome à deux niveaux, fondamental $|f\rangle$ et excité $|e\rangle$, couplé à un mode du champ électromagnétique de la cavité. En quantifiant également le champ électromagnétique et en définissant l'énergie du vide comme origine, ce système complètement quantique est décrit par le hamiltonien de Rabi [26] :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\mathrm{R}} &= \hat{H}_{at} + \hat{H}_c + \hat{H}_{int} \\ &= \hbar\omega_{\mathrm{at}}\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^- + \hbar\omega_{\mathrm{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g(\mathbf{r})\left(\hat{a}^\dagger + \hat{a}\right)\left(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-\right) \end{aligned} \tag{1.1.4}$$

Le terme $\hat{H}_{at}$ correspond au hamiltonien de l'atome, avec $\hat{\sigma}^+ = |e\rangle\langle f|$ et $\hat{\sigma}^- = |f\rangle\langle e|$ les opérateurs de changement de niveau qui excitent et désexcitent respectivement l'atome, et où $\omega_{\mathrm{at}}/2\pi$ correspond à la différence de fréquence entre les deux niveaux.

Le hamiltonien du mode de la cavité $\hat{H}_c$ fait intervenir les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon dans ce mode $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$, ainsi que ω_{c}, la pulsation du mode de cavité.

Le dernier terme $\hat{H}_{int}$ quant à lui, décrit l'échange cohérent d'énergie entre le champ électromagnétique et l'atome. La force de cette interaction est décrite par le paramètre de couplage $g(\mathbf{r})$ dépendant de la position de l'atome par rapport au champ dans la cavité :

$$g(\mathbf{r}) = -\mathbf{d}_{fe} \cdot E_j \mathbf{u}_0(\mathbf{r})/\hbar \tag{1.1.5}$$

La valeur maximale que le couplage peut atteindre est donc :

$$g = \sqrt{\frac{\omega_{\mathrm{c}}}{2\hbar\epsilon_0 V_j}} d_{fe} \tag{1.1.6}$$

En développant $\hat{H}_{int}$, on voit qu'il se compose de quatre termes. Les deux premiers correspondent respectivement à la desexcitation de l'atome accompagnée de l'émission d'un photon dans le mode de la cavité $\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^-$, et à l'absorption d'un photon du mode de la cavité conduisant à l'excitation de l'atome $\hat{a}\hat{\sigma}^+$. Les deux derniers termes quant à eux, correspondent respectivement à l'excitation de l'atome avec émission d'un photon $\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^+$ et à la desecxitation accompagnée de absorption d'un photon $\hat{a}\hat{\sigma}^-$.

Ces deux derniers termes apparaissent comme violant la conservation de l'énergie dans le système que nous avons considéré jusqu'ici comme fermé. En effet, proche de la résonance, c'est-à-dire pour $\omega_{\mathrm{at}} \approx \omega_{\mathrm{c}}$, et lorsque $\omega_{\mathrm{at}}, \omega_{\mathrm{c}} \gg g$, valable pour le couplage d'un atome à une cavité optique, on peut utiliser l'approximation de l'onde tournante qui revient à négliger les deux termes contrarotatifs.

L'interaction est alors décrite par le hamiltonien de Jaynes-Cummings $\hat{H}_{\mathrm{JC}}$ [27] :

$$\hat{H}_{\mathrm{JC}} = \hbar\omega_{\mathrm{at}}\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^- + \hbar\omega_{\mathrm{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g\left(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^- + \hat{a}\hat{\sigma}^+\right) \tag{1.1.7}$$

Ce hamiltonien peut être diagonalisé et les états propres qui en résultent, appelés "états habillés", correspondent à la superposition linéaire des états $|f,n\rangle$ et $|e,n-1\rangle$, c'est à dire l'état à n photons avec l'atome dans son niveau fondamental et l'état à $n-1$ photons dans la cavité mais avec l'atome excité. La séparation en énergie entre les deux états de ces doublets est proportionnelle à la racine du nombre de photons dans la cavité. Pour au maximum un photon dans la cavité, lorsque la fréquence de résonance de la cavité est en accord avec la fréquence de transition de l'atome, il y a un anti-croisement des niveaux d'énergie. Il en résulte deux fréquences de résonance, ce phénomène est appelé dédoublement de Rabi du vide [28].

1.1.3 Couplage avec l'environnement

Équation pilote dans un système ouvert

Nous avons jusqu'ici considéré un système fermé, c'est-à-dire sans interaction avec l'extérieur. Or, il est en réalité couplé à son environnement. L'atome peut notamment émettre spontanément des photons dans d'autres modes du champ que celui de la cavité, avec un taux d'émission γ et les photons présents dans la cavité peuvent s'en échapper avec un taux de décroissance κ si la transmission des miroirs n'est pas strictement nulle. De plus, le système peut être pompé par l'injection de photons directement dans le mode de la cavité (η) ou encore en excitant l'atome avec un faisceau transverse (Ω). La figure 1.1 schématise ces différents canaux d'interactions avec l'environnement.

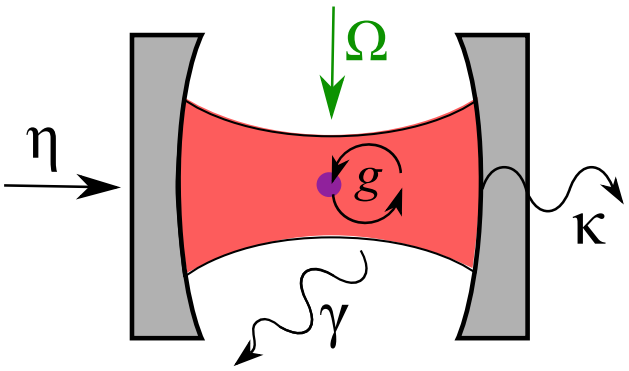


FIGURE 1.1 – Schéma des interactions avec l'environnement de l'ensemble atome/cavité, dont la constante de couplage est g. L'émission spontanée de l'atome dans l'état excité est défini par la constante γ et les pertes de la cavité par κ. η et Ω représentent respectivement l'amplitude effective du champ de pompage injecté dans le mode de la cavité et par pompage transverse.

La description hamiltonienne ne convient alors plus pour rendre compte de l'évolution du système en présence de décohérence. L'évolution du système, dont la matrice densité est $\hat{\rho}$, couplé à un réservoir, est plutôt décrite par l'équation pilote sous la forme de Lindblad [29] :

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\rho}}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{H}_{\mathrm{JC}}, \hat{\rho}\right] + \mathcal{D}_{\mathrm{at}}\left(\hat{\rho}\right) + \mathcal{D}_{\mathrm{cav}}\left(\hat{\rho}\right) \tag{1.1.8}$$

où $\mathcal{D}_{\mathrm{at}}$ et $\mathcal{D}_{\mathrm{cav}}$ sont les super-opérateurs qui caractérisent la décohérence de l'atome et du champ respectivement.

Les pertes liées au couplage de l'atome avec les modes du champ extérieurs à la cavité sont proportionnelles au taux d'émission spontanée de l'atome γ :

$$\mathcal{D}_{\mathrm{at}}\left(\hat{\rho}\right) = \gamma\left(2\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\hat{\sigma}_+ - \hat{\rho}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\right) \tag{1.1.9}$$

avec $\gamma = \Gamma/2$ où Γ est la largeur naturelle de l'état excité [30].

Le couplage aux modes extérieurs de la cavité par transmission des miroirs s'écrit de façon analogue :

$$\mathcal{D}_{\text{cav}}(\hat{\rho}) = \kappa(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger - \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a} - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho}) \tag{1.1.10}$$

où κ représente la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ.

Les pertes par transmission des miroirs donnent accès à des informations sur l'état du système dans la cavité.

Couplage faible, couplage fort

En comparant la force du couplage entre le mode de la cavité et l'atome au couplage du système avec l'environnement, on distingue deux régimes : le régime de couplage faible et le régime de couplage fort.

Si les pertes du système sont bien supérieures au couplage entre l'atome et le mode du champ, alors le couplage est dit faible, cela signifie qu'un photon sera perdu du mode de la cavité avant d'avoir interagi plusieurs fois avec l'atome. Dans ce régime, il se produit une modification du taux de l'émission spontanée d'un atome piégé au sein de la cavité. Cet effet est connu sous le nom d'effet Purcell [16].

Dans le cas où les pertes sont faibles devant le couplage atome/cavité, c'est-à-dire pour $g \gg \kappa, \gamma$, le dédoublement de Rabi du vide est observable et le système peut être décrit par le hamiltonien de Jaynes-Cummings. Il se produit alors un échange cohérent d'énergie entre l'atome et le champ de la cavité, autrement dit, un photon du mode de cavité interagit un grand nombre de fois avec l'atome avant de quitter la cavité.

1.1.4 Couplage de N atomes à un mode de cavité

Modèle théorique à N atomes

Le hamiltonien de Jaynes-Cummings permet de décrire l'échange cohérent d'énergie entre un atome unique et un mode de cavité. Nous voulons ici étudier son extension à un système contenant un nombre N d'atomes identiques et couplés de manière égale au mode, toujours unique, de la cavité.

Cette généralisation se fait en définissant les opérateurs atomiques collectifs :

$$\hat{J}_z = \sum_{i=1}^{N} \hat{\sigma}_i^+ \hat{\sigma}_i^- \qquad \text{et} \qquad \hat{J}_\pm = \sum_{i=1}^{N} \hat{\sigma}_i^\pm \tag{1.1.11}$$

Le hamiltonien du système, nommé modèle de Dicke, peut alors s'écrire [31] :

$$\hat{H}_{\text{D}} = \hbar\omega_{\text{at}}\hat{J}_z + \hbar\omega_{\text{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g\left(\hat{a}^\dagger + \hat{a}\right)\left(\hat{J}_+ + \hat{J}_-\right) \tag{1.1.12}$$

Ce modèle, équivalent au modèle de Rabi mais avec plusieurs atomes, prédit plusieurs phénomènes intéressants comme une transition de phase quantique [32]. Une transition de phase quantique, contrairement à son équivalent classique, se produit à température nulle lorsqu'un paramètre extérieur ou une constante de couplage est modifié autour de sa valeur critique. Les fluctuations quantiques sont à l'origine d'une telle transition de phase [33]. Celle qui se manifeste dans le modèle de Dicke est une transition vers une phase superradiante à partir du couplage critique $\sqrt{\omega_{\text{at}}\omega_{\text{c}}}/2$. L'apparition naturelle d'intrication est prédite autour de cette valeur critique de transition.

Comme précédemment, pour un système composé d'un atome piégé dans une cavité optique, la fréquence de résonance du mode de cavité et de la transition atomique sont de l'ordre de $\sim 10^2$ THz alors que le couplage est plutôt de l'ordre de $\sim 10^2$ MHz, soit un

rapport de 6 ordres de grandeur. Dans cette situation, l'approximation de l'onde tournante s'applique et le système est donc décrit par le hamiltonien de Tavis-Cummings [34] :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\mathrm{TC}} &= \hat{H}_{at} + \hat{H}_c + \hat{H}_{int} \\ &= \hbar\omega_{\mathrm{at}}\hat{J}_z + \hbar\omega_{\mathrm{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g\left(\hat{a}^\dagger\hat{J}_- + \hat{a}\hat{J}_+\right)\end{aligned} \tag{1.1.13}$$

Ce système est cependant moins riche que le modèle de Dicke. On va donc chercher une solution expérimentale qui permet de simuler le modèle de Dicke dans une cavité optique.

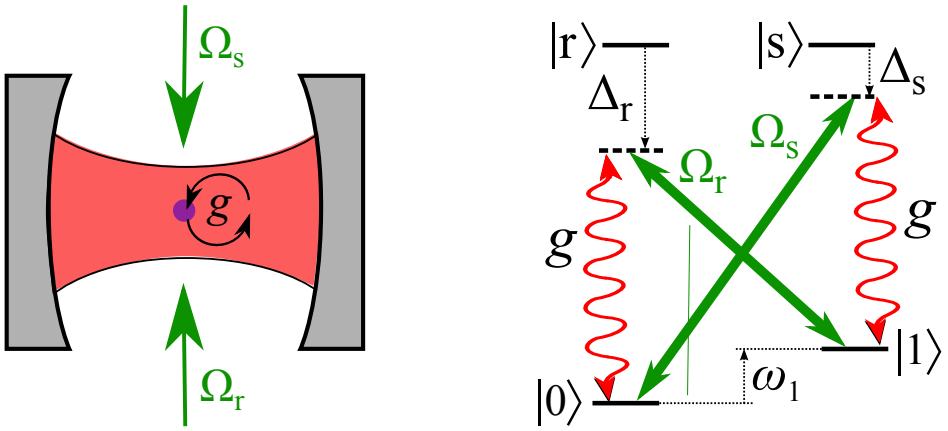
Réalisation effective du Hamiltonien de Dicke

Il est possible de réaliser expérimentalement un système dont l'évolution est régie par un hamiltonien effectif de Dicke. Pour cela, une technique consiste à ajouter un ou plusieurs faisceaux transverses qui permettent de réaliser des transitions à deux photons, l'un fourni par le mode de la cavité, l'autre par le faisceau transverse [32]. Le schéma 1.2 représente un tel système, qui est décrit par le hamiltonien de Dicke effectif :

$$\hat{H}_{\mathrm{D}}^{eff} = \hbar\omega'_{\mathrm{at}}\hat{J}_z + \hbar\omega'_{\mathrm{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\frac{\lambda_r}{\sqrt{N}}\left(\hat{a}\hat{J}_+ + \hat{a}^\dagger\hat{J}_-\right) + \hbar\frac{\lambda_s}{\sqrt{N}}\left(\hat{a}^\dagger\hat{J}_+ + \hat{a}\hat{J}_-\right) \tag{1.1.14}$$

Les nouvelles constantes introduites dans ce hamiltonien dépendent des désaccords Δ_r et Δ_s et de la puissance Ω_r et Ω_s des faisceaux Raman transverses ainsi que du couplage g [35]. Cela permet d'accéder expérimentalement au régime $\omega'_{\mathrm{at}} \approx \omega'_{\mathrm{c}} \approx \lambda_r/\sqrt{N} \approx \lambda_s/\sqrt{N}$.

Ce schéma permet également de limiter fortement l'émission spontanée étant donné que les transitions sont désaccordées et permettent de coupler les deux états fondamentaux au mode de la cavité. En évitant d'exciter l'atome dans un état instable, on limite les pertes par émission spontanée.



(a) (b)

FIGURE 1.2 – Schéma des transitions Raman-cavité qui permettent la réalisation du hamiltonien effectif de Dicke. (a) Deux faisceau transverses, de pulsation Ω_r et Ω_s, interagissent avec les atomes piégés dans la cavité. (b) Ils permettent, en combinaison avec le mode de la cavité g, de réaliser des transitions à deux photons entre les deux niveaux hyperfins fondamentaux.

L'observation de la transition de phase quantique prédite par le modèle de Dicke a été observée pour la première fois avec un condensat de Bose-Einstein [36]. Le hamiltonien effectif permet de coupler deux états externes d'impulsion différente. La transition de phase, qui se produit lorsque la puissance de la pompe transverse atteint le seuil critique

(dans cette expérience, $\Omega_r = \Omega_s = \Omega$). Elle se traduit par une auto-organisation des atomes dans la cavité ainsi qu'une émission de photons dans le mode de la cavité.

Dans cette réalisation cependant, un seul faisceau transverse d'impulsion Ω a été mis en place. Seule la puissance et le désaccord de cette pompe peuvent être modifiés, il n'est donc pas possible de favoriser un canal de transition par rapport à l'autre, c'est-à-dire d'avoir $\Omega_\mathrm{r} \neq \Omega_\mathrm{s}$. Tous les paramètres ne sont donc pas ajustables indépendamment, limitant ainsi les régimes qu'un tel système peut explorer.

Le couplage des états internes des atomes, comme proposé dans l'article [32] permet d'ajuster indépendamment tous les paramètres du hamiltonien. Expérimentalement, ce modèle a été réalisé en 2014 [35], mettant également en évidence la transition de phase prédite par le modèle. Avec cette réalisation, il est possible de modifier le hamiltonien régissant l'évolution du système en modifiant l'efficacité respective d'une pompe par rapport à l'autre. Cela permet de passer d'un hamiltonien de Tavis-Cummings à un hamiltonien de Dicke.

Ce schéma expérimental sera également accessible à notre dispositif, et offrira une grande flexibilité sur les paramètres du modèle théorique. À cela sera également ajouté la tomographie d'états quantiques, qui pourrait permettre de caractériser la transition de phase, notamment l'apparition d'états intriqués prévue autour de cette transition [37].

Par ailleurs, dans un régime dissipatif fort, c'est à dire où les pertes de la cavité sont importantes, la réalisation d'un tel modèle peut également mener à la génération déterministe d'états de spin comprimés, comme proposé dans l'article [38]. Les états de spin comprimés sont d'un grand intérêt étant donné qu'ils peuvent permettre l'amélioration des mesures en métrologie quantique, notamment pour les horloges atomiques.

1.2 Ensemble atomique dans une cavité fibrée

Dans notre équipe, un dispositif expérimental basé sur une cavité fibrée de haute finesse a permis de mettre en œuvre des techniques de génération et de tomographie d'état intriqués à plusieurs particules. Nous allons détailler ici ces différentes méthodes.

1.2.1 Détection non destructive

En considérant les niveaux d'énergie atomiques représentés sur la figure 1.3a, le dédoublement de Rabi du vide, mentionné plus tôt, peut être observé expérimentalement dans le régime de couplage fort en faisant varier la fréquence du faisceau sonde injecté dans la cavité et en mesurant la puissance lumineuse transmise par celle-ci. Il se traduit par deux pics d'intensité pour des fréquences décalées de $\pm g$ par rapport à la fréquence de résonance de la cavité vide, comme schématisé sur la figure 1.3b.

Nous pouvons tirer parti de cet effet pour réaliser une mesure quantique non-destructive (QND) de l'état atomique et déterminer s'il est dans l'état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$. Dans notre cas, ces deux états sont des sous-niveaux Zeeman des états fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ du rubidium 87. Pour cela, on effectue la détection en conservant la fréquence de la sonde à résonance avec la cavité vide. Considérons d'abord le cas où un seul atome est présent dans la cavité. Si il est dans l'état résonant $|1\rangle$, pratiquement aucun photon apporté par la sonde ne peut pénétrer la cavité, et donc être transmis, étant donné que la résonance est décalée. Il s'ensuit également que l'atome a très peu de chance d'être excité et donc d'émettre spontanément. Si l'atome n'est pas dans l'état $|1\rangle$ mais dans l'état $|0\rangle$, alors la transmission est non nulle et la présence de photon dans la cavité ne perturbe pas l'état atomique, puisqu'aucune transition atomique n'est résonnante. La mesure de la transmission de la cavité permet donc de déterminer l'état de l'atome auquel elle est couplée sans

le perturber. Ce type de mesures a été effectué dans notre équipe [39, 40].

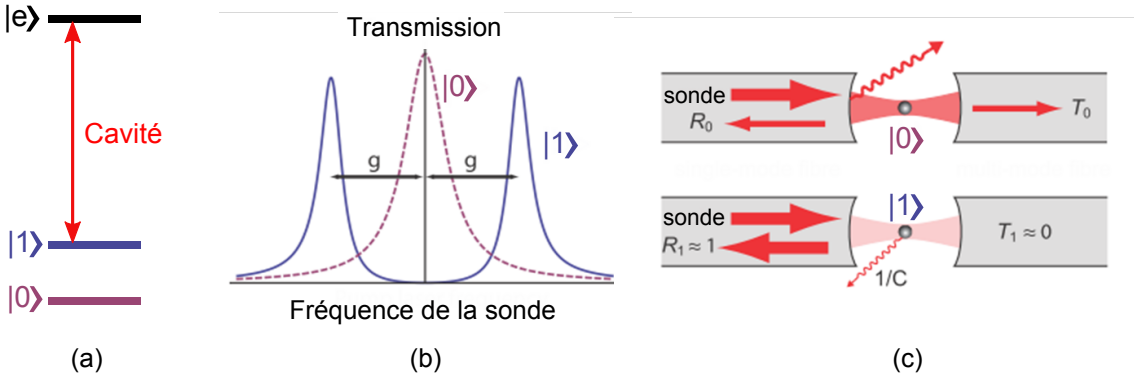


FIGURE 1.3 – (a) Représentation schématique des niveaux du ^{87}Rb. La cavité vide est résonante avec la transition $|1\rangle \rightarrow |e\rangle$, l'état $|0\rangle$ n'est pas couplé à la cavité. (b) Dédoublement de Rabi du vide, les résonances du système sont déplacées de la quantité g par rapport à la résonance de la cavité vide. La largeur des pics vaut $(\kappa + \gamma)/2$. (c) Transmission de la lumière d'une sonde à résonance avec la fréquence de la cavité vide. Si aucun atome n'est couplé, la lumière est transmise. Si au moins un atome est couplé au mode de la cavité, la transmission est fortement réduite. Image adaptée de la référence [39].

Pour être plus quantitatif, à résonance avec la cavité vide, la transmission est réduite par le facteur suivant si l'atome est couplé à la cavité :

$$\frac{T_{at}}{T_0} = \frac{1}{(1+2C)^2} \tag{1.2.1}$$

où T_0 est la transmission de la cavité vide [41]. Nous avons introduit la coopérativité C du système, qui décrit la compétition entre le couplage atome-champ g et la décohérence liée aux taux de pertes κ et γ. Elle est définie comme :

$$C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma} \tag{1.2.2}$$

pour un atome unique couplé à la cavité.

Si nous considérons maintenant non plus un atome unique mais un ensemble atomique à l'intérieur de la cavité, le raisonnement est similaire : quand au moins l'un des atomes est résonnant avec la cavité, la transmission est quasi-nulle alors que lorsque tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$, une fraction non négligeable de l'intensité de la sonde traverse la cavité.

L'équation (1.2.1) peut être réécrite en remplaçant C par la coopérativité collective C_N définit comme :

$$C_N = \frac{g_N^2}{2\kappa\gamma} = N \cdot C \tag{1.2.3}$$

Ainsi, en fixant la sonde à la fréquence de résonance de la cavité vide, on peut déterminer si au moins un des atomes y est couplé. En effet, comme indiqué sur la figure 1.3c, la transmission de la cavité reflète l'état des atomes qui y sont piégés. Meilleure est la coopérativité, plus important est l'écart en transmission. La mesure permet donc de distinguer l'état $|000...0\rangle$ de tout autre état où un atome ou plus sont résonants avec la cavité, et cela, sans échange d'énergie entre la sonde et le système. C'est pour cette raison que la mesure est qualifiée de non destructive. Notons qu'il est impossible par cette mesure collective de discerner quels atomes de l'ensemble sont dans l'état $|1\rangle$.

1.2.2 Etats de Dicke

Dans notre équipe, Florian Haas *et al.* ont montré la possibilité de générer, ainsi que d'effectuer la tomographie, d'états intriqués à plusieurs particules grâce à cette technique de mesure projective en créant des états de Dicke [22].

Ces états sont en outre vecteurs propres de l'hamiltonien d'interaction de Dicke. Nous les noterons $|j,m\rangle$ dans le cas général. Ils vérifient [31, 42] :

$$\hat{J}_z|j,m\rangle = m|j,m\rangle, \qquad -j \leq m \leq +j \tag{1.2.4}$$

$$\hat{J}^2|j,m\rangle = j(j+1)|j,m\rangle, \qquad \hat{J}^2 = \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2 \tag{1.2.5}$$

La valeur maximale de j est $N/2$ et correspond alors au sous-ensemble des états symétriques sous l'échange d'atomes. Si tous les atomes ont été préparés dans le sous-espace symétrique, comme l'état fondamental, alors l'état restera symétrique sous l'évolution du hamiltonien d'interaction.

Nous pouvons donc définir l'état atomique par le nombre d'excitations qu'il contient en posant $|n\rangle_N = |j = N/2, m = n\rangle$:

$$|0\rangle_N = |0_1, 0_2, ..., 0_N\rangle \tag{1.2.6}$$

$$|1\rangle_N = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^{N} |0_1, ...0_{i-1}, 1_i, 0_{i+1}..., 0_N\rangle \tag{1.2.7}$$

...

$$|N\rangle_N = |1_1, 1_2, ..., 1_N\rangle \tag{1.2.8}$$

où $|0\rangle_N$ correspond à l'état fondamental, où excitation atomique et photon dans la cavité sont absents. L'état $|1\rangle_N$, aussi appelé état W [43], représente l'état à une excitation atomique partagée de manière égale parmi les N atomes. L'ensemble des états contenant de 0 à N excitations sont appelés états de Dicke.

L'ensemble de N atomes correspondent à un "super-atome" dont la constante de couplage est $g_N = \sqrt{N}g$. L'état de ce "super-atome" peut être représenté sur une sphère de Bloch dont le rayon vaut $J = N/2$.

1.2.3 Génération de l'état W

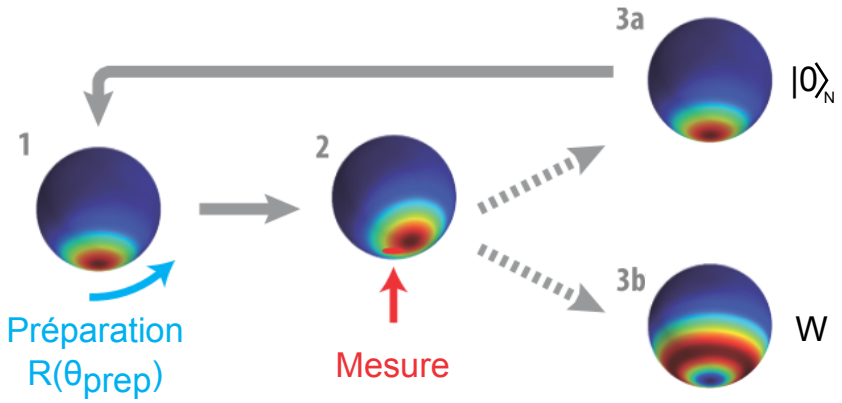


Figure 1.4 – Préparation de l'état W par mesure non destructive. Adapté de [41].

La procédure utilisée par Florian Haas *et al.* pour générer l'état W est décrite sur la figure 1.4. L'ensemble atomique est initialement dans l'état $|0\rangle_N$. Une impulsion micro-onde, résonante avec la transition $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, est appliquée à l'ensemble atomique (étape 1).

L'impulsion, choisie de faible amplitude pour éviter les excitations multiples, a une probabilité p d'introduire une excitation dans le système. Cette impulsion correspond à une rotation sur la sphère de Bloch. La mesure non destructive est alors effectuée (étape 2), projetant le l'état du système soit sur l'état de spin cohérent initial $|0\rangle_N$ (résultat 3a), soit sur l'état $|1\rangle_N$ ou état W (résultat 3b). En fonction de la transmission détectée à la sortie de la cavité, il est possible de savoir si la génération de l'état W s'est faite avec succès. Si tel n'est pas le cas, l'expérience est répétée.

L'état ainsi préparé a pu être caractérisé grâce à une méthode de tomographie quantique, également développée par Florian Haas *et al.* [22]. Il apparait que l'état ainsi obtenu correspond à l'état W avec une fidélité de 0,42.

1.2.4 Tomographie d'états quantiques symétriques

Afin de caractériser un état quantique à plusieurs particules, on peut étudier la distribution de quasi-probabilité du système [2]. Pour reconstruire la partie symétrique de la matrice densité du système , la fonction Q de Husimi a déjà été utilisée dans notre groupe [22, 41]. Elle permet de mesurer le recouvrement entre l'état à caractériser et l'état de spin cohérent.

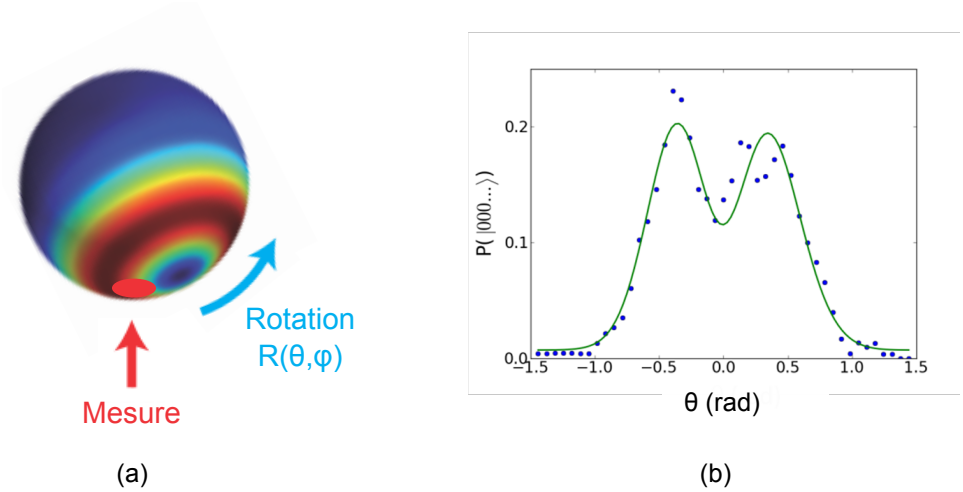


FIGURE 1.5 – (a) Une impulsion micro-onde, dont la phase et la durée (ou l'intensité) peuvent être balayées, permet de faire tourner l'état quantique sur la sphère de Bloch et donc d'en mesurer la distribution. (b) Probabilité de mesurer l'état $|000...\rangle$ pour différents angles de rotation θ pour un ensemble de 25 atomes intriqués. Source : [41]

La mesure s'effectue en faisant tourner l'état sur la sphère de Bloch à l'aide d'une impulsion micro-onde dont la phase et l'amplitude ou la durée peuvent être modifiées.

La tomographie s'effectue de la façon suivante : la surface de la sphère de Bloch est discrétisée en couples $(\theta,\ \phi)$. Pour chaque couple, on mesure un grand nombre de fois la présence, ou non, d'une excitation en sondant la transmission de la cavité. La moyenne de ces acquisitions permet de trouver la valeur de la distribution de quasi-probabilité pour ce point de la sphère de Bloch. On réitère alors ces mesures sur l'ensemble des couples. L'état du système est alors déterminé à l'aide de l'algorithme du maximum de vraisemblance appliqué aux données expérimentales.

La détermination de l'état par tomographie quantique est donc un processus extrêmement long puisqu'il nécessite de reproduire la mesure un très grand nombre de fois. C'est

2. Une autre distribution de quasi-probabilité fréquemment utilisée est la fonction de Wigner.

pourquoi le dispositif expérimental permettant de faire de telles mesures doit être rapide et fiable.

1.2.5 Limitations du dispositif

Le dispositif expérimental qui a permis les réalisations que nous venons de décrire, présente cependant quelques limitations. Chaque nouvelle mesure nécessite de réitérer le cycle complet de l'expérience, qui dure plusieurs secondes. En effet, il n'est pas possible de réutiliser les atomes au sein de la cavité d'une mesure à l'autre car la préparation dans l'état initial requiert l'utilisation de faisceaux lasers proches de la résonance atomique. Or, dans cette expérience, tous les atomes se situent sur le même site de l'onde stationnaire dipolaire de piégeage. En présence de lumière quasi-résonnante, les pertes par collisions assistées par la lumière dans cet ensemble dense sont en effet trop importantes. Il faut donc préparer de nouveaux atomes pour chaque nouvelle mesure, depuis la phase de capture dans le piège magnéto-optique jusqu'au transfert dans le piège dipolaire en passant par une phase de refroidissement évaporatif. Cela rend l'acquisition extrêmement longue et fastidieuse.

En outre, une puce à atomes, permettant la génération des champs et des gradients magnétiques nécessaire entre autre au refroidissement évaporatif et au transport du nuage, est positionnée à 90 μm des fibres optiques formant la cavité. Si cette puce accélère et simplifie le refroidissement et le chargement de la cavité, cette proximité condamne l'accès optique sur la moitié de l'espace, rendant inenvisageable l'installation de faisceaux lumineux transverses à l'axe de la cavité. La réalisation effective du Hamiltonien de Dicke, que nous avons présentée dans la partie 1.1.4, avec ses transitions Raman, n'est donc pas réalisable avec ce dispositif expérimental.

De plus, la méthode de tomographie par mesure collective n'est valable que pour les états symétriques, car elle ne donne accès qu'à la partie symétrique de la matrice densité des états. Une autre manière de déterminer l'état quantique d'un système multipartite est de mesurer individuellement chaque composante. Cette technique, qui permet de caractériser des états non-symétriques, est utilisée dans des chaines d'ions par exemple [44].

Afin de dépasser les limitations mentionnées, nous avons entrepris la construction d'un nouveau dispositif expérimental.

1.3 Vers un registre d'atomes uniques en cavité

La nouvelle expérience que nous proposons de mettre en place combine les possibilités d'intrication et de détection collective des atomes via la cavité fibrée avec un microscope à résolution atomique permettant de détecter et manipuler un atome unique de l'ensemble. Cette association offre des possibilités nombreuses quant à la génération et à l'étude d'intrication dans des ensembles atomiques mésoscopiques, donnant notamment accès à la caractérisation d'états non-symétriques.

Le dispositif a été conçu en vue d'apporter des améliorations sur les éléments suivants :

- Assurer la fiabilité du système laser sur les longs temps d'acquisition que nécessite la tomographie quantique,
- Réduire la durée du cycle expérimental afin de pouvoir réitérer la mesure avec une plus haute fréquence,
- Garantir l'accessibilité optique à la cavité afin de pouvoir installer des faisceaux transverses permettant d'une part la réalisation du hamiltonien de Dicke effectif et d'autre part le refroidissement pour réutilisation de l'ensemble atomique à l'intérieur de la cavité,

- Éliminer les pertes par collisions entre atomes en piégeant un seul atome par site du réseau dipolaire,
- Permettre la détection et l'adressage individuel des atomes dans la cavité en installant une lentille de haute résolution.

Le sacrifice de la puce atomique pour conserver un large accès optique à la cavité rend nécessaire l'implémentation d'un autre dispositif de transport entre le lieu de capture des atomes et la cavité optique.

Cette nouvelle plate-forme expérimentale, représentée sur la figure 1.6, tire toujours profit du couplage fort entre les atomes et le mode d'une cavité Fabry-Perot fibrée, produite dans notre équipe par ablation laser. Au sein de cette micro-cavité optique, une lumière dipolaire, dont la longueur d'onde est le double de celle de la transition atomique en résonance avec la cavité, forme une onde stationnaire de piégeage. Les atomes, piégés aux ventres de cette onde, se trouvent également aux endroits où le couplage à la cavité est maximal, permettant alors d'avoir un couplage égal et optimal pour chaque site de piégeage. Ce réseau intra-cavité est schématisé sur la figure 1.6.

Afin d'éviter les collisions à deux corps au sein du piège, chaque site est chargé avec au maximum un atome grâce à un processus de blocage collisionnel qui sera décrit par la suite. La détection et l'adressage de sites uniques dans ce réseau unidimensionnel sont obtenus en ajoutant une lentille de grande ouverture numérique, comme indiqué sur la figure 1.6, qui permet de résoudre la demi-longueur d'onde du piège dipolaire.

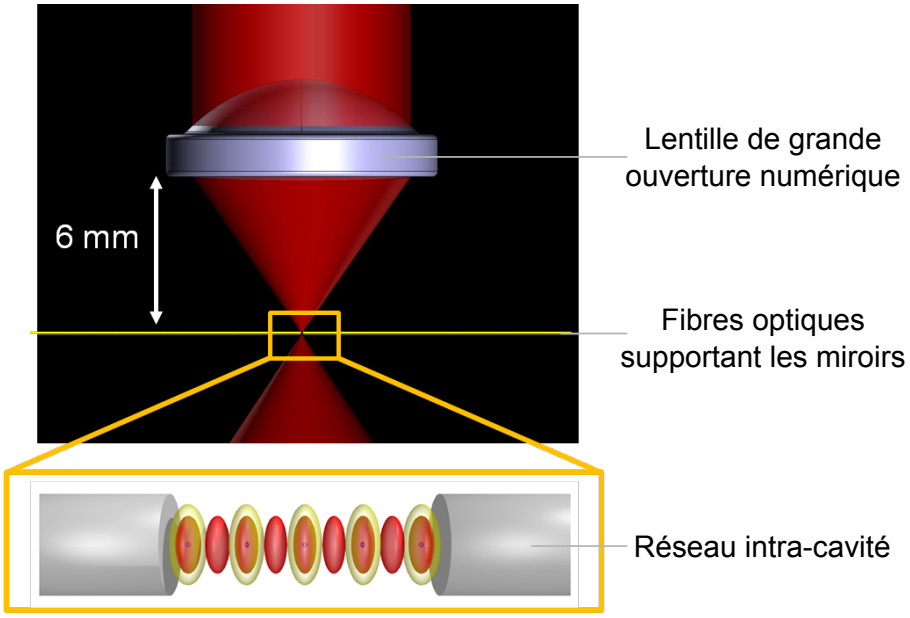


FIGURE 1.6 – Les atomes sont piégés aux ventres de l'onde stationnaire (en jaune) générée par le laser dipolaire au sein de la cavité fibrée. Ce laser ayant une longueur d'onde double par rapport au champ de cavité résonant (en rouge), tous les sites de piégeage correspondent à des maximums de couplage. La cavité est positionnée dans le plan focal d'une lentille de grande ouverture numérique. Elle permet à la fois de détecter la fluorescence provenant des atomes piégés dans ce réseau unidimensionnel, et aussi d'adresser de manière individuelle chacun des sites.

Des faisceaux transverses à l'axe de la cavité viennent s'ajouter à ce montage et permettent d'effectuer les transitions Raman que nous avons mentionnées précédemment, ainsi que du refroidissement intra-cavité, comme nous le détaillerons plus loin.

Dans ce qui suit, nous allons présenter plus en détails les différentes composantes de ce

montage. Nous commencerons par préciser les paramètres sélectionnés pour la construction de la cavité fibrée. Puis, nous discuterons la manière grâce à laquelle il est possible d'obtenir un atome unique par site de piégeage, ainsi que la modification que la lumière dipolaire provoque sur les états internes des atomes. Viendra ensuite la description du système d'imagerie de haute résolution, qui permet également l'adressage d'atomes uniques dans le réseau. Nous terminerons par décrire les faisceaux transversaux qui traversent la cavité.

1.3.1 Paramètres de la cavité fibrée

Les micro-cavités que nous utilisons, dont les miroirs sont directement usinés sur l'extrémité d'une fibre optique, permettent d'accéder à des gammes de paramètres très avantageux pour les expériences de CQED.

Géométrie des cavités

Le volume V du mode de cavité est proportionnel à sa longueur L ainsi qu'à la taille du col w_0 au carré :

$$V \simeq \frac{\pi}{4} w_0^2 L = \frac{\lambda}{8}\sqrt{(2R-L)}L^{3/2} \tag{1.3.1}$$

où λ correspond à la longueur d'onde du mode résonnant. La seconde égalité est valable pour des cavités symétriques [3] aux miroirs sphériques de rayon de courbure R, comme nous le reverrons dans le chapitre 6 (section 6.2.1). Pour augmenter le couplage, proportionnel à $1/\sqrt{V}$, il faut donc réduire à la fois la longueur de la cavité et le rayon de courbure des miroirs.

Or, les cavités macroscopiques, résultant du polissage d'un substrat de verre, possèdent typiquement des rayons de courbure limités à l'ordre du millimètre. De plus, les substrats présentent un diamètre trop important, ce qui empêche d'approcher de trop prêt les deux miroirs. Cette limite sur la longueur borne également le couplage. L'intérêt de la cavité fibrée est de présenter des substrats, les fibres, de diamètres de l'ordre de la centaine de microns. Ainsi, les deux miroirs peuvent être positionnés proches l'un de l'autre sans se toucher [4], réduisant L tout en maintenant un accès optique transversal à la cavité.

La technique d'ablation laser permet de réaliser des formes concaves avec une rugosité extrêmement faible, ce qui permet, après dépôt d'un revêtement réfléchissant, d'obtenir des miroirs de taille microscopique permettant la formation de cavités de très haute finesse. Ces micro-cavités permettent de réduire le volume occupé par le mode optique, qui est inversement proportionnel au carré du couplage g, comme indiqué par l'équation (1.1.6). Ce couplage important nous permet de nous situer dans le régime de couplage fort.

Une autre technique pour obtenir des surfaces creuses au bout de fibres optiques est d'utiliser un faisceaux d'ions focalisés (FIB *Focused ion beam*) [45]. Cette technique est plus longue à exécuter car elle nécessite de créer la structure point par point et le résultat présente une rugosité plus importante que par ablation laser. Cependant, elle permet de créer des types de structures très diverses. Ce large éventail de structures est maintenant également réalisable avec la technique d'ablation laser multi-tirs qui a été développée récemment dans notre équipe [30, 46].

En plus de permettre un volume de mode très faible, la cavité fibrée permet d'avoir une injection lumineuse stable. En effet, comme la lumière laser est guidée le long de la fibre optique, aucun élément pour le couplage optique n'est nécessaire. L'efficacité d'injection de la cavité est stable grâce au collage des fibres sur un support monobloc qui assure la

3. Les cavité asymétriques n'ont pas été utilisées dans le travail présenté ici.
4. La longueur de la cavité fibrée utilisée pour les expériences décrites dans la section 1.2 est de 40 μm.

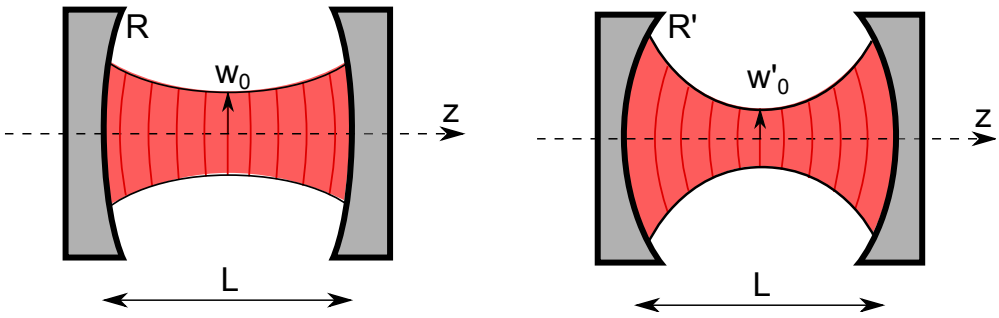


FIGURE 1.7 – Divergence de l'enveloppe du mode gaussien dans la cavité pour différents rayons de courbure des miroirs R et R' avec $R > R'$ à longueur de cavité constante. Plus la taille du col est faible, plus le couplage est fort au centre de la cavité mais moins il est homogène le long de z.

stabilité mécanique et réduit les fluctuations. Cette configuration fibrée permet également de minimiser l'encombrement autour de la cavité puisque la lumière injectée le long de l'axe de la cavité provient des fibres optiques.

Afin de déterminer les paramètres optimaux d'une telle cavité fibrée, il faut prendre en compte le fait que le mode de cavité correspond à un mode gaussien. Il présente donc une divergence le long de l'axe de la cavité qui entraine une variation du couplage d'un site au suivant.

Compromis entre homogénéité et amplitude du couplage

Le couplage selon la position z le long de l'axe de la cavité varie avec la largeur transverse du faisceau :

$$g(z) = g/\sqrt{1 + (z/z_R)^2} \tag{1.3.2}$$

où g est la valeur maximale du couplage et z_R le paramètre de Rayleigh, défini en annexe (A.0.5). Pour obtenir le couplage le plus homogène possible, il faut que $z \ll z_R$, c'est à dire que la paramètre de Rayleigh du mode supporté par la cavité soit bien plus grand que la longueur de celle-ci. Cependant, d'après l'équation (A.0.5), la taille du col w_0 croit avec la racine de la longueur de Rayleigh, $w_0 \propto \sqrt{z_R}$, augmentant ainsi le volume du mode et donc diminuant la valeur du couplage. Un compromis est donc nécessaire : un faisceau très focalisé présente un couplage très fort au centre, mais est également très divergent, impliquant un couplage très variable d'un site à l'autre. À l'inverse un faisceau moins focalisé est moins divergent et permet donc un couplage plus homogène mais moins important, comme l'illustre le schéma 1.7.

Dans sa thèse, Sébastien Garcia a effectué des calculs numériques permettant de déterminer les paramètres apportant le meilleur compromis entre homogénéité et amplitude de couplage [30]. En choisissant le rayon de courbure $R = 300$ μm et la longueur $L = 125$ μm, le couplage maximum est de $g = 2\pi \times 84$ MHz. Ces paramètres engendrent une variation de couplage entre le site central et le site le plus proche du miroir de $g/8$. Le paramètre de Rayleigh vaut alors $z_R = 122$ μm, soit la longueur de la cavité. Le col correspondant est de $5,5$ μm.

Cette valeur maximale de g permet d'inscrire le système dans le régime de couplage fort, caractérisé par la condition $g \gg \kappa, \gamma$. En effet, si la finesse de la cavité est de l'ordre de $\mathcal{F} = 5 \cdot 10^4$ [5], la constante de décroissance du champ dans la cavité κ vaut $2\pi \times 12$ MHz.

5. La finesse d'une cavité de ce type, dont les revêtements diélectriques des miroirs ont été réalisés par l'entreprise "Laseroptik", a été mesurée à 42000 par Francesco Ferri.

La constante γ quant à elle, liée à la largeur naturelle de l'état excité du ^{87}Rb, est de $2\pi \times 3$ MHz.

Pour des miroirs de symétrie de rotation parfaite autour de leur axe central, les modes propres du champ à l'intérieur du résonateur optique sont polarisés linéairement selon deux directions orthogonales arbitraires[6]. Ces deux modes sont alors dégénérés en fréquence. Cependant, dans des cavités de haute finesse, cette dégénérescence est fréquemment levée. Dans nos expériences, ce phénomène s'explique par une biréfringence géométrique liée à la légère ellipticité des miroirs. En contrôlant cette ellipticité lors de la fabrication des miroirs, comme c'est maintenant possible grâce au nouveau dispositif d'ablation laser récemment mis en place dans notre équipe [30, 46], on peut maîtriser cette biréfringence. Ceci constitue une amélioration par rapport au dispositif expérimental de CQED déjà existant. En fonction des expériences envisagées, il peut être pertinent de maximiser cette biréfringence en fabriquant des miroirs volontairement elliptiques afin d'empêcher le couplage des atomes à ce second mode de la cavité.

1.3.2 Réseau dipolaire intra-cavité

Maintenant que nous avons obtenu un fort couplage variant peu d'un site résonnant à l'autre, il faut s'assurer que les atomes soient bien piégés aux positions de couplage maximal.

Recouvrement des sites de piégeage avec les sites de couplage

Le piège dipolaire, autour de 1560 nm, est largement désaccordé vers le rouge par rapport à la transition atomique, à 780 nm. Le choix de ce facteur deux entre les deux longueurs d'onde permet que les ventres de l'onde stationnaire créée par le laser dipolaire coïncident avec les maximum de couplage au mode de la cavité. Chaque site du réseau dipolaire intra-cavité correspond donc au maximum de couplage et un site de couplage maximal sur deux ne correspond pas à un site de piégeage, comme indiqué sur la figure 1.8. En notant $\lambda_1 = \lambda_{Rb}$ la longueur d'onde résonnante et λ_2 la longueur d'onde de piégeage, avec leur nombre d'onde respectif k_1 et k_2, cette condition s'écrit $\lambda_2 = 2\lambda_1$.

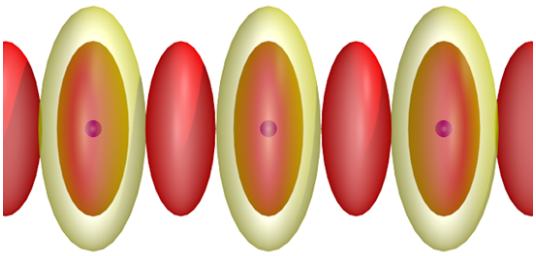


Figure 1.8 – Sites de piégeage (en jaune) et site de couplage au mode résonnant (en rouge). Les atomes (en violet) sont piégés au maximum de couplage car les ventres du réseau dipolaire se superposent avec un ventre sur deux du mode résonnant.

Ce choix permet un recouvrement parfait des ventres aux deux longueurs d'onde si les deux ondes sont planes, ou du moins peuvent être considérées comme telles. Or, en travaillant avec des micro-cavités, dont les miroirs présentent une courbure forte, le comportement gaussien des modes s'établissant au sein de la cavité doit être pris en compte.

6. Nous négligeons ici la biréfringence induite par les contraintes rémanentes du dépôt du miroir sur le substrat, ou lors de l'assemblage de la cavité.

Ainsi, la phase de Gouy, définie par l'équation (A.0.4), qui correspond à l'écart de phase entre une onde plane et une onde gaussienne, induit un décalage entre les maxima des deux ondes stationnaires. La position de ventres respectifs pour les deux longueurs d'onde satisfont :

$$k_1 z - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) = p_1\pi \qquad \text{et} \qquad k_2 z - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) = p_2\pi \tag{1.3.3}$$

où p_1 et p_2 sont des nombres entiers. Il faut également satisfaire la condition de double résonance dans la cavité afin que les ondes stationnaires aux deux longueurs d'onde puissent s'établir entre les deux miroirs. Cela impose un choix de phase approprié sur les miroirs lors du dépôt des couches diélectriques réfléchissantes aux deux longueurs d'onde.

Pour avoir un site de piégeage tous les deux sites résonnants, il faut que $p_1 = 2p_2$ et donc que $k_2 z = k_1 z + \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$. k_1 étant fixé par la résonance atomique et z_R par la géométrie de la cavité, la condition ne peut pas être satisfaite pour tout z avec k_2 fixé. Il convient donc de sélectionner le nombre d'onde qui satisfait au mieux cette condition au centre de la cavité, c'est-à-dire là où les sites sont le plus facilement accessibles par des faisceaux transverses et où le couplage est le plus fort. Au centre de la cavité, la fonction arc tangente peut être approximée au premier ordre. La condition pour la longueur d'onde de piégeage [7] s'écrit alors :

$$\lambda_2 = \frac{2}{\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{2\pi z_R}} \tag{1.3.4}$$

En utilisant les paramètres géométriques déterminés précédemment, la longueur d'onde du laser de piégeage doit être de $\lambda_2 = 1558{,}9$ nm, et non $2\lambda_1 = 1560$ nm, comme ce serait le cas pour une onde plane. Dans une cavité macroscopique, z_R est plus grand, impliquant que $\frac{1}{\lambda_1} \gg \frac{1}{2\pi z_R}$. On retrouve alors la condition des ondes planes $\lambda_2 = 2\lambda_1$.

Profondeur du piège

Avec les paramètres choisis, la valeur de la largeur du col du faisceau dipolaire est $w_0^{dip} = 7{,}78$ μm. En injectant 63 μW de lumière dipolaire dans une cavité de finesse 50 000, la puissance intra-cavité atteint $P = 1$ W, ce qui correspond à un piège de profondeur $U_0/k_B = 733$ μK. Cette valeur est plusieurs fois supérieure à la température typiquement atteinte lors du refroidissement Doppler du rubidium, une centaine de microkelvins, permettant le piégeage efficace des atomes.

Blocage collisionnel

Grâce aux confinements lumineux extrêmement importants que procurent les cavités fibrées, on peut atteindre un régime de blocage collisionnel dans les sites du réseau dipolaire [47]. Ce mécanisme, basé sur des collisions assistées par la lumière, entraine la perte par paire des atomes initialement présents sur le site. À la fin du processus, il reste donc 0 ou 1 atome piégé, en fonction de la parité du nuage atomique de départ. Cette dynamique permet de créer un registre de N atomes piégés sur N sites différents du réseau, tous maximalement et également couplés au mode de la cavité. Le fait d'avoir préparé un atome unique par site évite que des pertes par collisions ne se produisent pendant la suite de l'expérience. Cela permet également de réutiliser les atomes d'une mesure à l'autre. Ceci constitue une amélioration sur le dispositif précédent de CQED, où plusieurs

7. La cavité est considérée comme symétrique avec des miroirs sphériques.

centaines d'atomes étaient piégés au sein du même site, provoquant des pertes par collisions assistées par la lumière qui forçaient la capture chronophage d'un nouveau nuage à chaque nouvelle mesure.

Le mécanisme de pertes par collisions assistées par la lumière s'explique par la modification du potentiel d'interaction entre deux atomes s'approchant l'un de l'autre en présence de lumière quasi-résonnante. L'énergie potentielle du couple d'atomes est représentée sur la figure 1.9 en fonction de la distance inter-atomique.

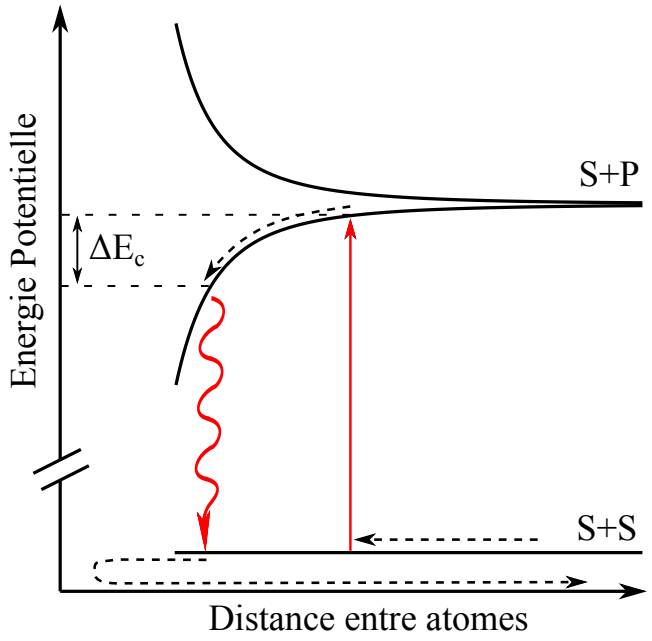


Figure 1.9 – Modèle de collisions assistées par la lumière entre deux atomes. L'énergie potentielle du système dépend de la distance inter-atomique. Si une lumière quasi-résonnante, décalée vers le rouge, excite l'un des atomes de la paire, initialement dans son état fondamental $\mathbf{S}+\mathbf{S}$, en train de rentrer en collision, alors le système expérimente un potentiel attractif $\mathbf{S}+\mathbf{P}$ qui précipite les atomes l'un vers l'autre. Ces derniers peuvent alors former une molécule et seront ainsi perdus du piège, si tel n'est pas le cas, ils auront gagné suffisamment d'énergie cinétique pour quitter le piège. Source : [30].

Deux atomes dans leur état fondamental s'approchant l'un de l'autre perçoivent le potentiel plat $\mathbf{S}+\mathbf{S}$. Si un photon est absorbé par le système, celui-ci est alors excité dans l'état $\mathbf{S}+\mathbf{P}$. Cet état est constitué d'une branche attractive, provoquant l'accélération de la collision, et d'une branche répulsive, éloignant les atomes à nouveau. Ces deux branches seront respectivement atteintes si le photon quasi-résonant absorbé est désaccordé vers le rouge ou vers le bleu. Pour simplification, nous considèrerons uniquement le premier cas ici.

La desexcitation vers l'état fondamental se fait en ré-émettant un photon d'énergie moindre puisque les atomes se sont rapprochés avant cette ré-émission. Il y a donc un gain d'énergie par la paire atomique qui, convertie en énergie cinétique, peut amener les atomes à quitter le piège.

Ce phénomène, dépendant de la distance inter-atomique, est donc lié à la taille du piège dipolaire. Le blocage collisionnel peut permettre de ne charger au maximum qu'un seul atome dans un piège de volume suffisamment réduit [48]. Dans notre cas, le long de l'axe de la cavité, le confinement est très important car chaque site s'étale sur moins d'un

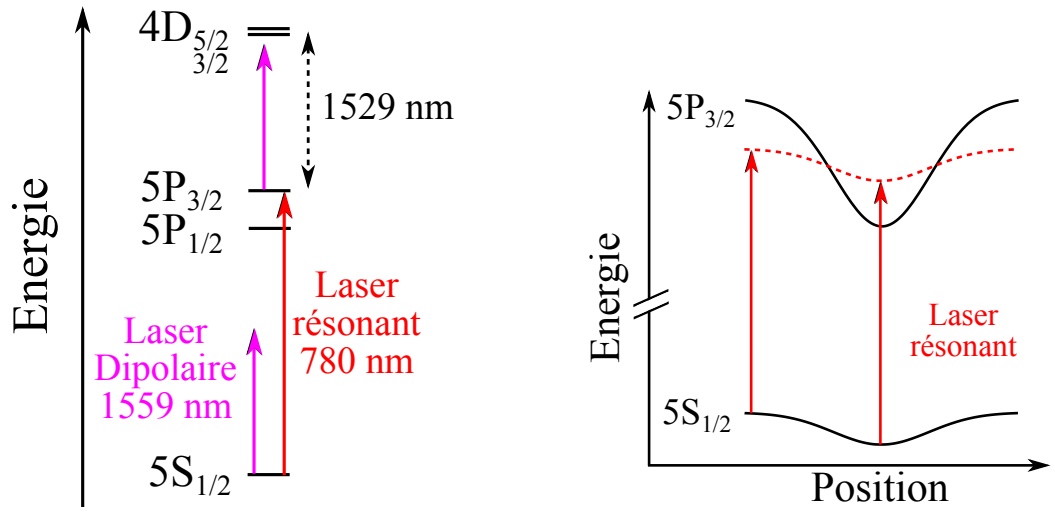


FIGURE 1.10 – (a) Niveaux d'énergie du ^{87}Rb et lasers utilisés ; (b) Décalage des niveaux d'énergie en fonction de la position dans le piège dipolaire. Le premier niveau excité se trouve beaucoup plus décalé que le niveau fondamental, rendant non-résonnant le laser permettant la transition entre ces deux niveaux (en rouge) pour la plupart des positions. Source : [30].

micron. De plus, dans les directions transverses, la taille du col du faisceau est inférieure à la dizaine de microns. Le volume occupé par un site de piégeage est donc très restreint, il peut être estimé à 40 μm^3 dans notre expérience. Ce paramètre place le système dans le régime de blocage collisionnel. Les collisions à deux corps auront alors lieu jusqu'à ce qu'il ne reste plus de paires dans le piège. La probabilité de charger un atome est donc de 1/2 et celle d'obtenir un site vide de 1/2 également. En moyenne, la moitié des sites sont donc occupés par un atome unique.

Il a été montré dans l'article [49] que la probabilité de chargement peut être améliorée par un choix judicieux de la fréquence et de l'intensité de la lumière quasi-résonnante. En effet, il est possible de contrôler l'énergie fournie au système au moment de la collision inélastique. Si cette énergie est juste suffisante pour permettre à l'un des deux atomes de quitter le piège, la probabilité d'obtenir un atome unique peut être élevée à plus que 1/2.

Déplacement lumineux dans la cavité

La longueur d'onde du piège dipolaire dans la cavité a été choisie autour de 1560 nm [8] afin d'obtenir un recouvrement maximal des sites de piégeage avec les maxima de couplage du mode de la cavité. Ce mode de cavité est résonnant avec la transition atomique du rubidium 87 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ à 780 nm. Il se trouve que la longueur d'onde de la transition entre les états excités $5P_{3/2}$ et $4D_{3/2}$, $4D_{5/2}$ vaut 1529 nm, proche donc de celle du piège dipolaire. Les niveaux d'énergie sont représentés sur le schéma 1.10a. Cette proximité a pour conséquence d'induire un décalage lumineux bien plus important sur l'état excité $5P_{3/2}$ que celui exercé sur l'état fondamental $5S_{1/2}$, comme le montre la figure 1.10b. Le décalage lumineux en présence de la lumière dipolaire peut être calculé pour chacun de ces niveaux à partir de leur polarisabilité respective α_f et α_e.

L'énergie de transition entre le niveau fondamental et le premier niveau excité est

8. 1558,9 nm pour une cavité fibrée, 1560 nm pour une cavité macroscopique.

donc dépendante de la position $\vec{r}$ de l'atome dans le piège dipolaire. Le désaccord s'écrit :

$$\hbar\Delta\left(\vec{r}\right) = \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_f} - 1\right) U_{\text{dip}}\left(\vec{r}\right) \tag{1.3.5}$$

où U_{dip} est le potentiel dipolaire dans l'état fondamental.

Pour notre situation expérimentale, le rapport des polarisabilités peut être déterminé comme $\alpha_e/\alpha_f \simeq 47,6$ à partir des données [50]. Il en résulte donc un désaccord $\hbar\Delta\left(\vec{r}\right) = 46,6\ U_{\text{dip}}\left(\vec{r}\right)$, ce qui correspond, pour une profondeur de piégeage au centre de $U_0 \simeq k_{\text{B}} \times 730\ \mu$K, à un désaccord $\Delta \simeq -2\pi \times 730$ MHz. Ce désaccord est bien supérieur à la largeur naturelle de la transition $\Gamma \simeq 2\pi \times 6$ MHz. Un laser de fréquence donnée ne sera donc en résonance qu'avec certains atomes, ceux dont la position correspond au décalage des niveaux atomiques adapté. Ce désaccord est également supérieur aux plages de fréquence sur lesquels un laser peut être balayé à l'aide des modulateurs acousto-optiques que nous utilisons usuellement. Un système laser ajustable, que nous décrirons dans le chapitre 2, sera donc spécifiquement dédié à l'adressage des atomes en cavité.

Cet effet réduit l'interaction des atomes avec le laser résonant étant donné que la transition ne peut avoir lieu à toutes les positions dans le piège. En diminuant la zone du potentiel explorée par les atomes, cela réduit également la différence de désaccord entre tous les atomes. Ainsi, il convient de les refroidir dans leur état fondamental de vibration afin de pouvoir adresser l'ensemble avec un laser de fréquence fixée.

Il est à noter que ce désaccord dépendant de la position dans le piège peut également être utilisé pour effectuer de la tomographie par déplacement lumineux [9] [51]. Cette méthode permet notamment de sonder le potentiel créé par la lumière dipolaire sur les atomes et de mesurer directement la distribution en énergie potentielle des ces derniers.

1.3.3 Refroidissement intra-cavité

Le déroulement typique d'une séquence expérimentale commence par la capture des atomes dans un piège magnéto-optique, formé une quinzaine de millimètres sous la cavité. Le piège magnéto-optique ne peut pas être créé directement dans la cavité étant donnée sa longueur réduite. En effet, des faisceaux de seulement quelques dizaines de microns de diamètre ne permettraient pas de capturer efficacement les atomes, ce qui ralentirait considérablement la fréquence de répétition des cycles. Le nuage d'atomes froids formé doit donc être déplacé par la suite dans la cavité. Un transport rapide est assuré par un faisceau dipolaire piégeant les atomes et se déplaçant selon un de ses axes de confinement fort.

Malgré les efforts effectués pour raccourcir la durée de chargement de la cavité, le processus prend tout de même plus d'une seconde. Ceci limite le taux de répétition de l'expérience. Pour pallier cette limite, nous proposons de réemployer les mêmes atomes d'une expérience à l'autre. Pour ce faire, il est nécessaire de pouvoir les refroidir à l'intérieur de la cavité. Ajoutons que cela permet également de refroidir les atomes après le chargement dans la cavité. De plus, comme nous venons de le voir, le décalage lumineux provoqué par le piège dipolaire encourage également à conserver les atomes dans leur état fondamental vibrationnel, afin qu'ils explorent une zone limitée du piège et restent résonnants avec les faisceaux d'adressage.

Ce refroidissement intra-cavité était impossible avec le précédent dispositif expérimental car il aurait engendré des pertes assistées par la lumière au sein de l'ensemble atomique piégé sur un seul site du réseau dipolaire.

9. Le terme tomographie utilisé ici, n'a pas la même signification que la tomographie d'états quantique que nous avons introduite précédemment.

Plusieurs méthodes de refroidissement, que nous allons détailler par la suite, pourront être utilisées. Ces techniques requièrent un accès optique important à la cavité car plusieurs faisceaux lumineux traverseront la cavité selon plusieurs axes. Nous allons donc préciser les possibilités d'accès optique prévues dans la cavité fibrée avant de détailler les méthodes de refroidissement.

Accès optique à la cavité

L'implémentation de faisceaux permettant les transitions Raman au sein de la cavité, ainsi que l'imagerie et l'adressage de haute résolution, requiert un accès optique important à la cavité. À ceux-ci viennent s'ajouter des faisceaux de refroidissement afin de pouvoir réutiliser les atomes pour plusieurs mesures consécutives.

Lors de la conception, il faut donc prendre un soin particulier à assurer l'accès optique à la cavité, dont la longueur, nous le rappelons, est de l'ordre de la centaine de microns.

L'installation d'une puce à atome très proche de la cavité, comme c'est le cas sur l'expérience déjà existante de notre équipe, a été exclue. Celle-ci présente un encombrement trop limitant pour les expériences envisagées car elle est opaque et bloque donc la moitié de l'espace pouvant permettre l'accès optique à la cavité. Le refroidissement intracavité nécessite en outre d'être réalisé dans tout l'espace afin de permettre d'abaisser la température dans toutes les directions.

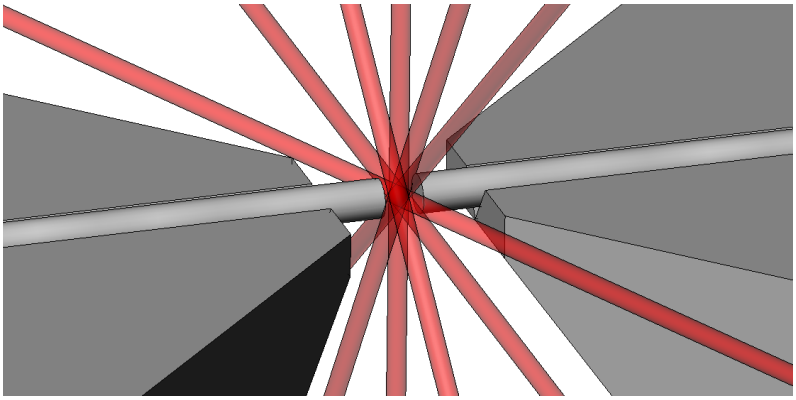


FIGURE 1.11 – Accessibilité optique à la cavité fibrée.

La conception du support de la cavité mais aussi de tout le dispositif optique autour de la cellule a donc été pensé en vue de conserver l'accès optique sur de nombreux axes. Le dessin technique 1.11 représente le deux fibres optiques au bout desquelles sont déposés les miroirs. Ces fibres sont collées dans un support usiné de manière à ne pas entraver le passage des différents faisceaux optiques (en rouge). Il est prévu que jusqu'à douze faisceaux puissent se croiser dans la cavité. Quatre directions se trouvent dans le plan orthogonal à l'axe de la cavité et deux forment avec celui ci un angle de 65°, dans le plan horizontal.

Refroidissement par gradient de polarisation

Dans un premier temps, un refroidissement des atomes par gradient de polarisation peut être effectué. Une mélasse optique nécessite idéalement six faisceaux de refroidissement, orthogonaux par paires. Dans notre cas, même si l'accès à la cavité optique est important, il ne permet pas ce montage idéal. L'un des axes ne sera pas orthogonal au plan des deux autres, mais formera avec lui un angle de 65°. Si le refroidissement risque

d'être moins efficace dans une direction, cela ne devrait pas entraver le processus de refroidissement.

Comme le réseau dipolaire dans la cavité crée un décalage lumineux différent sur le niveau fondamental par rapport au niveau excité, les faisceaux de la mélasse doivent être accordables afin de prendre en compte ce décalage et de l'ajuster à la puissance lumineuse utilisée pour le piège.

Refroidissement Raman

En plus du refroidissement par gradient de polarisation, on peut envisager d'autres types de refroidissement. Le refroidissement Raman en régime de bande latérale résolue, applicable aussi bien pour des ions [52] que pour des atomes neutres [53, 54], a déjà montré son efficacité.

Le principe de fonctionnement est présenté sur le schéma 1.12. Il s'agit, grâce à deux faisceaux Raman de fréquences convenablement désaccordées, de stimuler une transition à deux photons entre l'état vibrationnel n du niveau fondamental F=2 vers le niveau hyperfin F=1 d'état vibrationnel $n-1$. Les atomes sont ensuite repompés dans l'état F=2 grâce à une lumière résonnante avec l'état excité. L'émission spontanée se produit en conservant l'état vibrationnel de l'atome, à condition que celui-ci soit suffisamment confiné. En effet, ce mécanisme ne fonctionne que si l'extension spatiale de la fonction d'onde de l'atome selon l'axe considéré est suffisamment faible devant la longueur d'onde de la transition $\lambda/2\pi$ (régime de Lamb-Dicke).

En répétant le cycle, l'atome perd un à un ses quanta d'énergie vibrationnelle et finit par atteindre l'état fondamental de vibration $n = 0$. Il n'est alors plus excité par les faisceaux Raman et reste dans cet état noir.

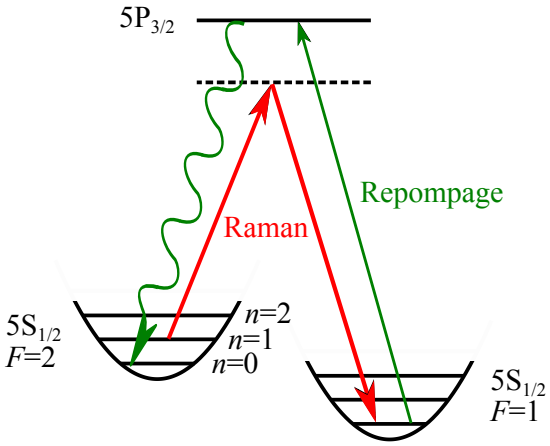


Figure 1.12 – Principe du refroidissement Raman en régime de bandes latérales résolues. Une première transition, stimulée par des faisceaux Raman (rouge), permet à l'atome de perdre un quanta d'énergie de vibration. Le repompage dans l'état initial (vert) se fait en conservant l'état vibrationnel. Chaque cycle permet donc de se rapprocher de l'état fondamental vibrationnel. Source : [30].

Refroidissement basé sur le décalage lumineux

Éventuellement, une autre technique de refroidissement utilisant le décalage lumineux différentiel du niveau excité par rapport au niveau fondamental, pourrait être testée [55].

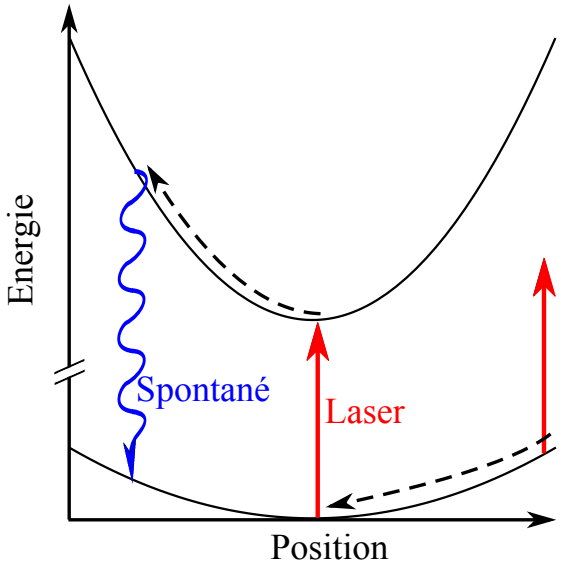


FIGURE 1.13 – Mécanisme de refroidissement Sisyphe lorsque la fréquence de piégeage de l'état excité est supérieure à celle de l'état fondamental. Un photon (en rouge) est préférentiellement absorbé quand l'atome est au fond du piège. L'émission spontanée qui s'en suit peut, quant à elle, se produire lorsque l'atome dans l'état excité est à une position moins centrale. L'énergie emportée par le photon émis est alors plus grande que celle absorbée. Source : [30].

Le principe de ce mécanisme est présenté sur le schéma 1.13. En ajustant un laser à résonance avec la transition au fond du piège, la probabilité d'exciter les atomes au moment de leur passage au centre du piège est plus grande. Une fois dans l'état excité, ces atomes expérimentent un potentiel différent de celui de l'état fondamental. L'atome se déplaçant dans le potentiel lumineux excité gravit un potentiel escarpé et, après émission spontanée d'un photon, redescend une pente plus douce dans l'état fondamental [10]. Le moment où a lieu l'émission spontanée est directement lié à la durée de vie de l'atome dans l'état excité et donc à la largeur naturelle de cet état. Ainsi, pour que cette technique soit efficace, il faut que la fréquence de piégeage dans l'état excité ne soit pas trop éloignée de la largeur naturelle. L'atome se déplace alors significativement par rapport au centre du piège avant d'émettre spontanément un photon. Plus l'atome s'est éloigné du centre du piège avant la réémission, plus l'énergie emportée par le photon émis est importante et donc plus le refroidissement est efficace. À force de cycles successifs d'absorption/émission, l'énergie des atomes est abaissée et on obtient alors un refroidissement de l'ensemble atomique.

Dans notre cas, pour une puissance dipolaire de 1 W, la fréquence d'oscillation dans l'état excité le long l'axe de la cavité devrait être de l'ordre du vingtième de la largeur naturelle. Ainsi, l'effet pourrait être non négligeable sur cet axe.

Ces différentes techniques de refroidissement peuvent être employées en complément les unes des autres, le schéma de refroidissement optimal devra être déterminé expérimentalement.

10. Ce refroidissement est donc une forme de refroidissement Sisyphe.

1.3.4 Détection et adressage d'atomes uniques

L'imagerie de site unique dans les réseaux atomiques est un outil puissant [56]. D'une part, il permet la caractérisation de systèmes atomiques simulant des situations de matière condensée. Cela permet l'étude de la dynamique des transitions de phases, notamment la transition superfluide/isolant de Mott, ainsi que la dynamique quantique de spin [57, 58]. D'autre part, la manipulation et la détection individuelle de qubit est une brique élémentaire de l'information quantique, où l'intrication joue un rôle clé. Elle repose notamment sur la réalisation de portes quantiques de haute fidélité [59].

Imagerie

Afin de pouvoir résoudre les sites uniques de notre réseau intra-cavité, il faut mettre en place un système d'imagerie capable de discerner une distance inférieure à la distance entre deux ventres consécutifs du réseau dipolaire, c'est-à-dire 780 nm. Pour cela, une lentille de grande ouverture numérique, déjà présentée sur la figure 1.6, est mise en place au sein de la cellule à vide. Cette lentille asphérique, dont l'ouverture numérique est de 0,5, permet une résolution de 0,48 μm, soit une longueur inférieure à la distance entre deux sites voisins du réseau.

Le cône de collection de cette lentille permet de recueillir 6,7% des photons émis spontanément par les atomes. Ceux-ci peuvent de plus être excités par une lumière quasi-résonnante afin de permettre leur détection par fluorescence. En utilisant une caméra de grande efficacité quantique à bas bruit en combinaison avec la lentille, il sera possible d'imager un atome unique piégé au sein d'un site du réseau.

Le système autorisera alors le comptage du nombre initial d'atomes dans le réseau, ainsi que le suivi de la population des sites au cours des expériences.

Adressage d'atomes uniques

Grâce à cette lentille de grande ouverture numérique, il sera également possible de manipuler individuellement les atomes piégés au sein de la cavité. En effet, en focalisant un faisceau laser sur l'un des sites, on peut produire un décalage lumineux uniquement sur l'atome occupant celui-ci. Son état interne peut alors être modifié à l'aide d'une excitation micro-onde alors que les autres atomes n'y sont pas résonnants. Cette technique d'adressage a été démontrée pour un isolant de Mott dans un réseau bidimensionnel [60], dont la figure 1.14 est extraite. Elle nous permettra de générer n'importe quel état initial sur la chaîne de qubits présente dans la cavité.

Afin de pouvoir diriger le faisceau permettant le décalage lumineux sur n'importe quel site du réseau, une matrice de micro-miroirs sera installée en amont de la lentille.

Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé la théorie sous-jacente à l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un mode unique du champ électromagnétique. Ce modèle a ensuite été étendu au cas d'un système ouvert, c'est-à-dire couplé avec l'environnement. Le système devient plus intéressant lorsque un ensemble de N atomes identiques est couplé au mode résonant de cavité. Le hamiltonien décrivant cette situation est appelé hamiltonien de Dicke.

Ce modèle, qui présente une grande flexibilité et permet d'explorer divers aspects liés à l'intrication dans un ensemble multipartite, est réalisable dans une cavité optique complémentée de faisceaux Raman, transverses à son axe. Ainsi, par l'intermédiaire d'une transition à deux photons, la cavité est résonante avec la transition entre les deux états

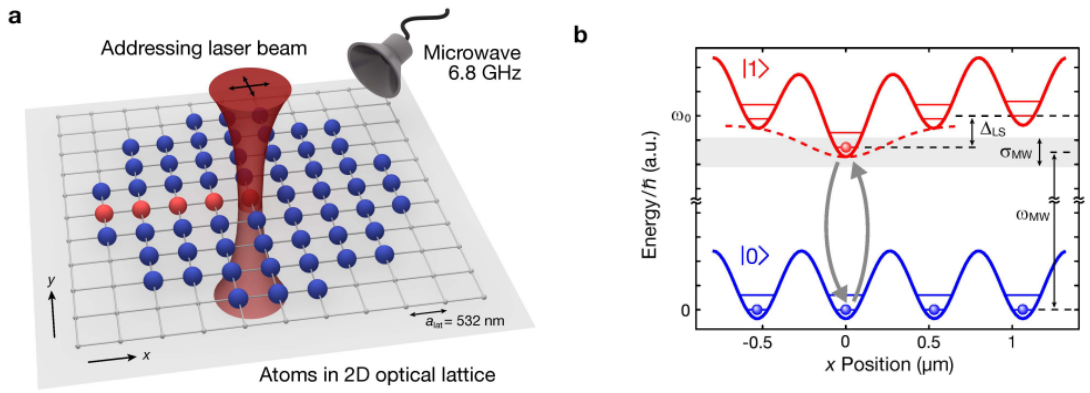


FIGURE 1.14 – (a) Adressage d'un site unique du réseau avec un faisceau laser focalisé. (b) Le décalage lumineux produit sur l'atome adressé permet la transition micro-onde. Figure extraite de l'article [60].

hyperfins du niveau fondamental du ^{87}Rb. Avec une telle configuration, il a été également prédit la possibilité de générer des états de spin comprimés, d'une importance toute particulière pour la métrologie quantique.

Le dispositif expérimental que nous avons imaginé est composé d'une cavité fibrée de haute finesse permettant de se situer dans le régime de couplage fort. À l'intérieur, un réseau dipolaire permet la création d'une centaine de sites de piégeage, également et maximalement couplés au mode de la cavité.

Afin de ne pas être limité par les pertes atomiques liées aux collisions assistées par la lumière, comme dans le cas où tous les atomes sont piégés dans le même site du réseau dipolaire intra-cavité, nous proposons de créer une chaine de qubits avec au maximum un atome par site de piégeage. Des techniques de refroidissement sont également prévues afin, entre autre, de pouvoir réutiliser les atomes piégés dans la cavité pour plusieurs cycles de mesures et ainsi accélérer l'acquisition des nombreuses données nécessaires à la tomographie quantique.

Dans l'intention de ne pas rester cantonné au sous-espace symétrique, un microscope permettant de détecter et adresser chaque site du réseau de manière individuel sera ajouté à la cavité de haute finesse. Ceci permettra d'obtenir un système où le contrôle d'atomes uniques reste possible avec un ensemble d'atomes mésoscopique, de l'ordre de la centaine de particules.

Chapitre 2

Système laser

L'outil principal pour manipuler les atomes est la lumière cohérente d'un laser. Elle permet d'adresser les transitions électroniques des atomes, et ainsi de les refroidir en interagissant avec leurs degrés de liberté externes. Cela nécessite des lasers suffisamment fins, c'est-à-dire dont la largeur spectrale est inférieure à la largeur naturelle de la transition électronique à adresser. Ils doivent également être stables dans le temps afin de faciliter l'asservissement en fréquence, ce qui leur permet de rester résonnant avec la transition pendant toute la durée des expériences. Pour satisfaire à ces critères, nous avons construit nos propres lasers de refroidissement, basés sur les développements d'une équipe associée [61].

Dans ce chapitre, après un bref rappel sur le fonctionnement des diodes laser, nous commenterons l'utilité des cavités étendues et en comparerons plusieurs géométries. Puis, nous décrirons la conception et la construction de lasers à cavité étendue (ECDL), utilisés pour le refroidissement des atomes. Nous présenterons ensuite le montage d'un amplificateur conique (TA) qui permet d'accroitre la puissance à la sortie du laser d'un facteur dix. Pour les lasers comme pour l'amplificateur conique, la construction est guidée par la volonté de miniaturisation, permettant une meilleure stabilité des lasers et donc une plus grande robustesse du système de refroidissement. De plus, les techniques de collage et de fabrication monobloc éliminent la nécessité d'un réalignement régulier, les degrés de liberté étant définitivement fixés.

Ensuite, nous décrirons l'intégralité du montage optique permettant le refroidissement des atomes. Il est constitué de quatre sources lasers, dont deux lasers à cavité étendue. Nous insisterons notamment sur la façon dont les lasers sont asservis afin conserver la fréquence adaptée pour interagir de façon contrôlée avec les atomes. Nous terminerons en présentant la construction d'une boîte de distribution qui sert à préparer les six faisceaux nécessaires pour le piège magnéto-optique et emprunte les mêmes techniques de collage que pour les lasers précédemment décrits.

2.1 Lasers à cavité étendue

Pour le refroidissement des atomes, des lasers stables et fins spectralement sont requis. En effet, il faut pouvoir résoudre la structure hyperfine du Rubidium, les largeurs naturelles de transitions étant de l'ordre de $\Gamma = 6$ MHz [62]. La solution la moins coûteuse et la plus commune pour ce type d'expérience est d'utiliser des diodes lasers pour générer les fréquences nécessaires et d'affiner la largeur de raie grâce à l'utilisation de cavités étendues.

2.1.1 Diodes laser et affinement spectral

Diodes laser

Une diode laser est composée d'un milieu semi-conducteur qui, lorsqu'il est soumis à un courant électrique, provoque la création de paires électron-trou qui se recombinent en émettant des photons [63]. La longueur d'onde d'émission dépend du matériau utilisé et s'étend généralement sur plusieurs dizaines de nanomètres. Cependant, l'effet laser vient du fait que la lumière émise par la diode est partiellement réfléchie sur les faces du semi-conducteur, si celles-ci n'ont subit aucun traitement particulier. Lorsque le gain à l'intérieur du matériau devient plus important que les pertes, le seuil laser est atteint. Il se caractérise par une augmentation brusque de la pente de l'intensité lumineuse en fonction du courant.

L'épaisseur de la jonction p-n est de l'ordre du micromètre. Ce confinement lumineux se traduit par une diffraction dans le plan perpendiculaire à la jonction, le faisceau se propage donc en couvrant un angle large à la sortie de la diode. En revanche, dans la direction parallèle à la jonction, le faisceau est moins confiné et, par conséquent, son angle de divergence est plus faible. Cette géométrie conduit au profil spatial elliptique observé à la sortie d'une diode semi-conductrice.

Une diode laser, dont la longueur de cavité est de l'ordre du millimètre, génère une lumière de largeur spectrale de l'ordre de la centaine de MHz [63], trop importante pour nos applications. Par ailleurs l'émission peut être multimode, ce qui perturbe l'adressage des atomes.

Sélection des modes laser avec une cavité étendue

Pour résoudre ces deux problèmes, il est commun d'utiliser des diodes laser à cavité étendue, c'est-à-dire d'ajouter un miroir supplémentaire qui vient constituer, avec l'une des faces de la diode, une cavité externe, prenant le pas sur la cavité interne à la diode laser. En effet, plus une cavité est longue, plus sa largeur de raie est fine [64]. De plus, un élément sélecteur de fréquence peut ainsi être introduit dans la cavité afin d'assurer le fonctionnement monomode du laser.

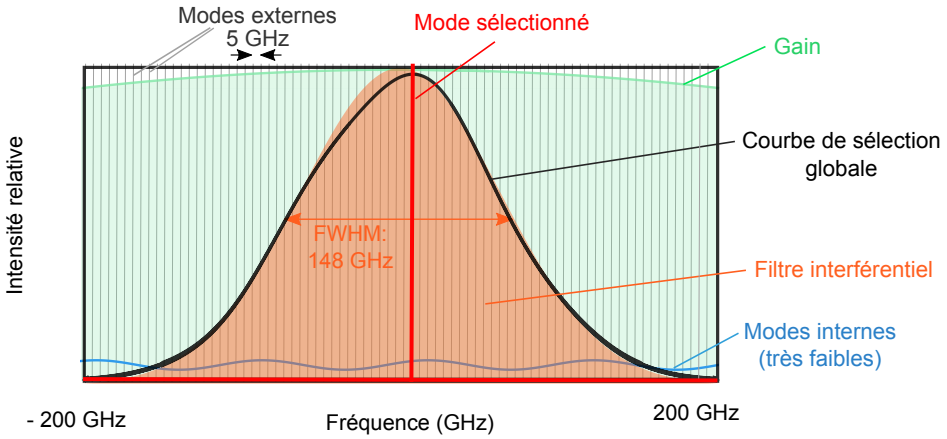


FIGURE 2.1 – Processus de sélection de mode dû aux différents composants du laser. Les valeurs sont données pour les lasers à cavité étendue dont la construction est décrite dans les paragraphes qui suivent.

La figure 2.1 montre les différents processus impliqués dans la sélection de fréquence

du mode laser. La fréquence d'émission du laser est tout d'abord déterminée par le milieu semi-conducteur utilisé dont la courbe de gain s'étend sur quelques dizaines de nanomètres. Ensuite, une seconde sélection provient des modes internes, correspondant aux modes possibles dans la cavité formée par les deux faces du semi-conducteur. Comme nous utiliserons une diode dont l'une des faces a été traitée antireflet, ces modes internes sont quasi-inexistants et ont un effet négligeable dans la sélection globale. Dans le cas général, certaines fréquences sont donc sélectionnées à l'intérieur de la courbe de gain. En ajoutant une cavité étendue de plus grande longueur, de nouveaux modes sont sélectionnés : les modes externes. Le nombre de fréquences d'oscillation accessibles à l'intérieur du système est encore réduit car il faut que le mode soit compatible avec les deux cavités et situé sous la courbe de gain. Cependant, comme on le voit sur la figure 2.1, plusieurs modes sont toujours possibles, un tel laser est donc multimode. Pour obtenir le fonctionnement monomode du laser, un élément sélecteur de fréquence, comme par exemple un réseau ou, ici, un filtre interférentiel, peut être ajouté à l'intérieur de la cavité du laser. Le mode du laser sera celui pour lequel l'ensemble des processus de sélection est le plus favorable.

La cavité étendue permet également de modifier la position du miroir externe, et donc d'ajuster précisément la longueur de la cavité lorsque des variations dans la longueur d'onde d'émission sont détectées. Une boucle de rétro-action, permettant de conserver le mode sur lequel le laser est réglé, peut ainsi être mise en place.

2.1.2 Configurations de cavités étendues

Plusieurs géométries de cavités étendues sont possibles, seulement deux exemples seront mentionnés ici : la configuration Littrow, très largement utilisée pour ce type d'application, et la configuration «œil de chat» que nous avons choisie.

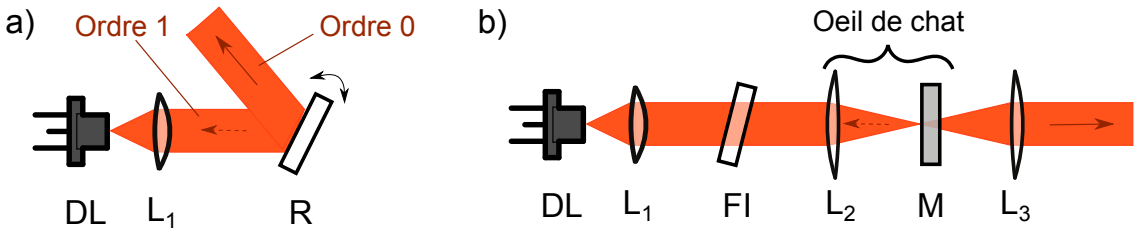


Figure 2.2 – Configurations de lasers à cavité étendue. Dans les deux cas, le faisceau issu de la diode laser (DL) est collimaté par une lentille (L_1). a) Configuration de type Littrow : Le réseau (R) joue à la fois le rôle de sélecteur de fréquence et de miroir externe en réfléchissant le premier ordre de diffraction sur la diode. b) Configuration «œil de chat» : La lentille L_2 se situe à sa distance focale du miroir partiellement réfléchissant (M), créant ainsi «l'œil de chat», insensible aux fluctuations d'angle du miroir. Le filtre interférentiel (FI) permet une sélection en fréquence découplée de la réflexion. La cavité est linéaire, la fréquence peut donc être modifiée en inclinant le filtre sans déplacer le faisceau de sortie du laser.

La configuration Littrow est représentée sur la figure 2.2a. Elle comporte un réseau qui, par son inclinaison, permet de sélectionner la fréquence désirée et forme en même temps la cavité en servant de miroir externe. Le premier ordre de diffraction est renvoyé dans la cavité alors que l'ordre zéro correspond au faisceau de sortie du laser. Cette configuration minimise le nombre d'éléments optiques dans la cavité.

Pour que la diffraction ait lieu de manière efficace, il est nécessaire que la section du faisceau soit large afin de couvrir un grand nombre de traits du réseau, et que le faisceau arrive collimaté sur le réseau. Dans ces conditions, le laser est très sensible aux fluctuations

angulaires du miroir et du faisceau, comme nous le démontrerons dans la suite.

Dans la configuration «œil de chat», présentée sur la figure 2.2b, un filtre interférentiel est placé après la première lentille, là où le faisceau est collimaté, assurant le fonctionnement optimal du filtre. La fréquence du laser peut être choisi en modifiant l'inclinaison du filtre interférentiel. Une lentille convergente L_2, positionnée de telle sorte que son plan focal image se trouve sur le miroir, permet de former «l'œil de chat». Le miroir est partiellement réfléchissant, il laisse donc passer la majorité de la lumière, qui constitue le faisceau de sortie du laser, et en réfléchit une petite partie, assurant ainsi la rétroaction. Une dernière lentille permet de collimater le faisceau de sortie.

La cavité ainsi formée est linéaire et permet le découplage des fonctions de sélection en fréquence, assurée par le filtre interférentiel, et de cavité externe, assurée par le miroir de sortie. Cette propriété permet de modifier la longueur d'onde du laser sur une plage d'une vingtaine de nanomètres en changeant l'inclinaison du filtre, sans que cela n'induise de déplacement du faisceau de sortie, ce qui n'est pas le cas dans la configuration Littrow. Cependant, cet avantage n'est pas exploité ici puisque nous souhaitons toujours exciter les transitions du Rubidium, le filtre est donc collé et aucun ajustement de fréquence n'est possible. Ce type de laser à filtre interférentiel est également développé pour des applications de mesure de précision dans l'espace (Projet PHARAO [65]).

Pour analyser l'intérêt de la configuration «œil de chat», plaçons-nous dans l'approximation de l'optique géométrique. Le faisceau issu de la diode est collimaté par une lentille, nous obtenons ainsi un faisceau de rayons parallèles. Si un miroir, perpendiculaire à la direction de propagation, réfléchit ce faisceau, il se propagera dans le sens opposé en se superposant parfaitement à lui-même et se focalisera à nouveau au même point sur la diode. Cependant, si le faisceau est maintenant réfléchi par un miroir incliné d'un angle θ comme présenté sur la figure 2.3a, les rayons lumineux après réflexion sont toujours parallèles entre eux mais forment un angle avec l'axe optique. Ainsi, lorsqu'ils rencontrent à nouveau la lentille, ils sont focalisés dans le plan focal mais non au point focal. Plus l'angle d'inclinaison du miroir est grand, moins le recouvrement entre les faisceaux incident et réfléchi est important.

On considère maintenant la configuration «œil de chat» présentée sur la figure 2.3b. Une lentille convergente, dont le plan focal est placé sur la face avant du miroir, permet de focaliser le faisceau en un point sur ce miroir. Ainsi, si ce dernier n'est pas perpendiculaire à l'axe du système, le faisceau réfléchi et collimaté entre les lentille L_2 et L_1 se propagera quand même sur un axe parallèle à l'axe optique, ce qui implique qu'il sera focalisé au point focal d'où était issu le faisceau incident. La combinaison lentille+miroir forme ainsi ce que l'on nomme un «œil de chat» et rend le laser moins sensible aux fluctuations angulaires du miroir [66].

2.1.3 Stabilité

Maintenant que l'intérêt de la configuration «œil de chat» a été montré qualitativement dans l'approximation de l'optique géométrique, nous allons l'étudier de façon quantitative en utilisant l'optique gaussienne. Le mode fondamental gausssien est défini à partir des notations standards, qui sont rappelées dans l'annexe A.

Dans la configuration en œil de chat, on peut montrer, en utilisant la méthode des matrices de transfert optique, également rappelée dans l'annexe A, que la distance entre les deux lentilles doit être égale à la somme des focales de ces lentilles. En effet, si l'on calcule la matrice ABCD totale du système constitué de deux lentilles sur le même axe optique et d'un miroir perpendiculaire à cet axe, ce qui correspond à la propagation sur f_1, le passage à travers la lentille L_1, la propagation sur la longueur L, le passage par la

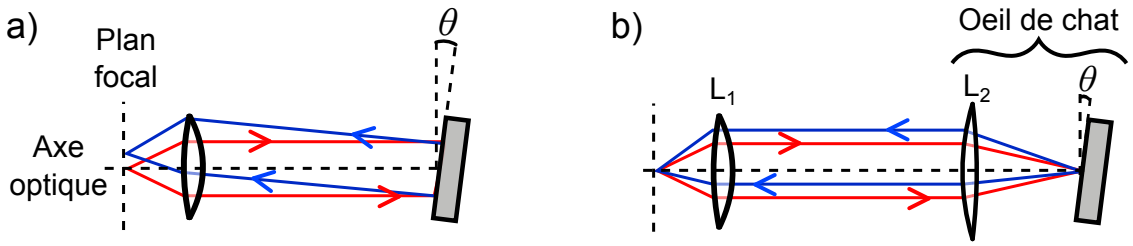


FIGURE 2.3 – a) Un faisceau issu d'un point source situé au point focal d'une lentille forme un faisceau de rayons parallèles à l'axe du système. Lorsqu'il est réfléchi par un miroir incliné d'un angle θ par rapport à la perpendiculaire à l'axe optique, il ne se focalise pas au point focal. b) Si l'on ajoute maintenant une deuxième lentille, positionnée à sa distance focale du miroir, les rayons réfléchis se couperont au point focal d'où ils sont issus.

lentille L_2 puis la propagation sur f_2 puis réflexion et retour par les mêmes éléments, on trouve :

$$\begin{aligned} M_{tot} &= M_p(f_1).M_l(f_1).M_p(L).M_l(f_2).M_p(f_2).M_r.M_p(f_2).M_l(f_2).M_p(L).M_l(f_1).M_p(f_1) \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 2\frac{f_1+f_2-L}{f_1^2} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

On voit que si l'on prend $L = f_1 + f_2$, on trouve la matrice unité, ce qui veut dire que le faisceau se superpose à lui même après chaque tour dans la cavité, quels que soient sa position et son angle initial. Cette égalité assure donc l'insensibilité du système à la position de la diode dans le plan focal objet de la première lentille.

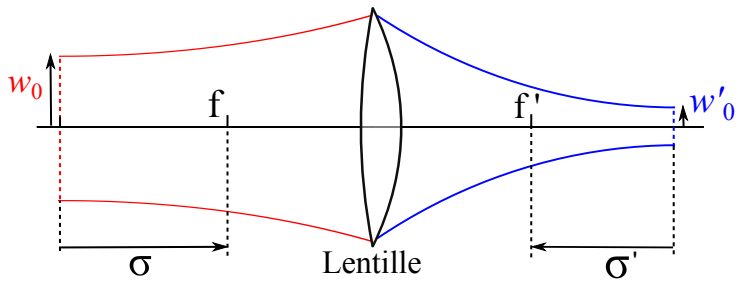


FIGURE 2.4 – Faisceau gaussien traversant une lentille, w_0 et w_0' correspondent respectivement aux cols avant et après la lentille.

Dans ce qui suit, nous allons considérer que le col du faisceau se trouve sur le miroir, on peut faire cette approximation car le col w_0 avant la lentille est gros ($w_0 > 1$ mm, le faisceau est collimaté). En utilisant les relations de conjugaison pour les faisceaux gaussiens :

$$\sigma\sigma' = ff' - q_0 q_0' \tag{2.1.2}$$

$$\sigma' = -\sigma q_0'/q_0 \tag{2.1.3}$$

où q_0 et q_0' sont les paramètres complexes du faisceau au col objet et image. σ et σ' correspondent aux distances entre les cols et les points focaux objet et image respectivement, comme indiqué sur la figure 2.4, et f et f' sont les distances focales image et objet de la lentille, on montre que, quelque soit la position σ du col avant la lentille, la position σ'

après la lentille est égale à zéro si w_0 est grand. La figure 2.5 montre que pour un col de 1200 μm, $\sigma' \approx 0$, $\forall\sigma$. Le col w_0' se situe donc dans le plan focal image de la lentille.

Pour la configuration Littrow, d'après l'équation (2.1.3), $\sigma = 0 \Rightarrow \sigma' = 0$, $\forall w_0$.

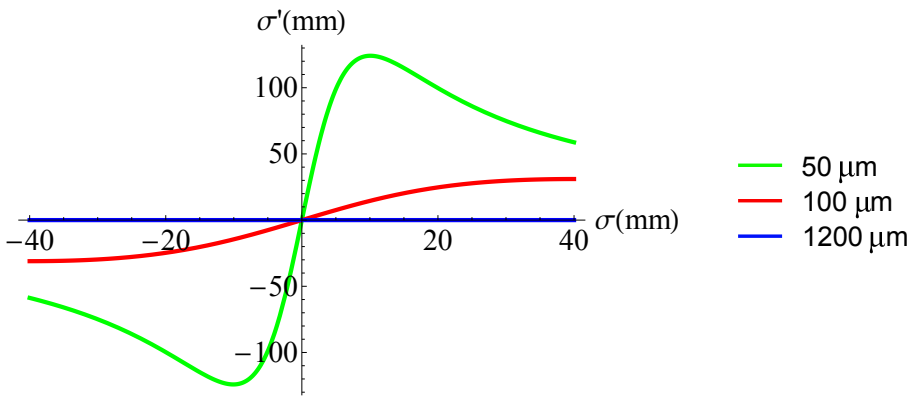


FIGURE 2.5 – Position du col après la lentille en fonction de sa position avant la lentille pour des faisceaux ayant un col avant la lentille de 50, 100 et 1200 μm

Nous cherchons ici à étudier la sensibilité du laser aux désalignements de la cavité externe. La rétroaction est donnée par le recouvrement entre le faisceau directement issu de la diode, faisceau incident, et le faisceau qui a effectué un tour dans la cavité, faisceau réfléchi. La rétroaction R_a est calculée ainsi :

$$R_a = \frac{1}{R}\left|\iint u_i(r,z)^* u_r(r,z)\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\right|^2 \tag{2.1.4}$$

où R est le coefficient de réflexion du miroir (ou du réseau) et u_i et u_r décrivent respectivement l'onde incidente, et l'onde réfléchie par le miroir (réseau). Le calcul de R_a est indépendant du nombre de lentilles dans la cavité [61].

Nous allons maintenant étudier deux types de désalignements : le déplacement longitudinal et l'inclinaison du miroir, on peut montrer que tous types d'autres désalignements peuvent se transformer en ces deux là [61].

Déplacement longitudinal des cols

Si l'on considère un décalage longitudinal du miroir de la quantité δ, cela correspond à avoir deux faisceaux ayant un col de même taille mais dont la position est décalée de 2δ le long de l'axe z, comme indiqué sur la figure 2.6a. Dans ce cas là, cela revient à calculer (2.1.4) en remplaçant z par 0 pour le faisceau incident et par 2δ pour le faisceau réfléchi.

$$\begin{aligned} R_a &= \frac{1}{R}\left|\iint u(r,0)^* u(r,2\delta)\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\right|^2 \\ &= \left|\iint \left(\frac{2}{\pi w_0^2}\right)^{1/2}\left(\frac{2}{\pi w(2\delta)^2}\right)^{1/2} exp\left[-\frac{2r^2}{w_0^2} - \frac{2r^2}{w(2\delta)^2} - ik\frac{r^2}{2R(2\delta)}\right] r\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\right|^2 \\ &= \frac{4}{4 + \left(\lambda\delta/\pi w_0^2\right)^2} \\ &= \frac{1}{1+f} \end{aligned} \tag{2.1.5}$$

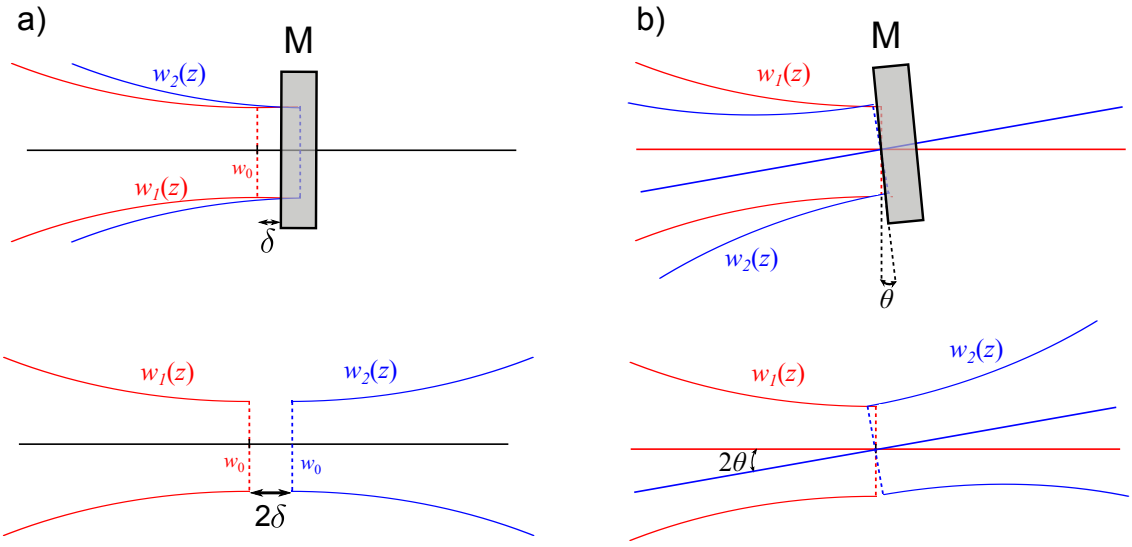


FIGURE 2.6 – Désalignements possibles : a) Déplacement longitudinal, un déplacement δ du miroir correspond à un décalage de 2δ du col du faisceau réfléchi par rapport au col du faisceau incident. b) Inclinaison du miroir d'un angle θ : le faisceau est réfléchi avec un angle 2θ par rapport à l'axe du faisceau incident.

où $f = 1 + (\delta\lambda/2\pi w_0^2)^2$. Pour connaitre la courbure à l'origine de cette fonction, on calcule la dérivée seconde de R_a par rapport à δ :

$$\frac{d^2R_a}{d\delta^2} = -(f''f^2 + 2(f')^2 f)/f^4 = -(f''f + 2(f')^2)/f^3 \tag{2.1.6}$$

où f' et f'' sont les dérivées première et seconde de f par rapport à δ.

Quand $\delta \to 0$,

$$\left.\frac{d^2R_a}{d\delta^2}\right|_{\delta=0} = -\lambda^2/2\pi^2 w_0^4 \tag{2.1.7}$$

On voit que la courbure pour de très petits déplacements longitudinaux est inversement proportionnelle au col à la puissance 4.

Miroir légèrement incliné

Regardons maintenant ce qui se passe lorsque le miroir est légèrement incliné par rapport à l'axe x, comme indiqué sur la figure 2.6b.

Une première approche consiste à considérer que le faisceau accumule une phase dépendante de sa position en x : $\phi = k\theta x$ où θ est l'angle que fait le miroir avec la verticale comme le montre la figure 2.7.

Ainsi, la partie dépendante de x du faisceau réfléchi est de la forme :

$$u(x,z) = R.\left(\frac{2}{\pi w_x(z)^2}\right)^{1/4} exp\left[-\frac{x^2}{w_x(z)^2} + ik\theta x - ik\frac{x^2}{2R_x(z)} + \frac{i\zeta(z)}{2}\right] \tag{2.1.8}$$

En se plaçant à $z = 0$, on a $\zeta(0) = \zeta(0)^*$ et $w_x(0) = w_x(0)^* = w_{0x}$ et $R \to \infty$, et en prenant en compte le fait que le recouvrement selon y est égale à 1, la rétroaction s'écrit donc [1] :

1. Pour passer de 2.1.9 à 2.1.10, nous utilisons la formule : $\int exp(-ax^2 - bx)\mathrm{d}x = (\pi/a)^{1/2} exp(b^2/4a)$ où la partie réelle de a est positive. De plus, $k = 2\pi/\lambda$.

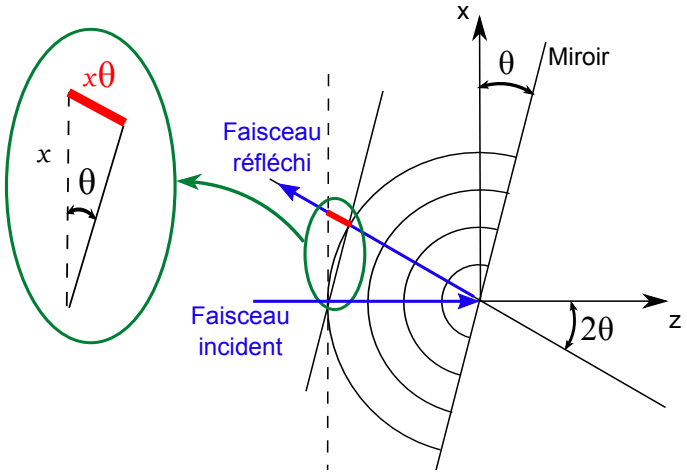


FIGURE 2.7 – Différence de marche entre un faisceau réfléchi par un miroir perpendiculaire à son axe de propagation et un faisceau réfléchi par un miroir incliné d'un angle θ. Notez que le triangle agrandi n'est pas rectangle, cependant, en faisant un développement limité au premier ordre en θ, on trouve bien une différence de marche de θx.

$$
\begin{aligned}
R_a &= \frac{1}{R}\left|\int u_i(x,z)^* u_r(x,z)\mathrm{d}x\right|^2 \\
&= \left|\int \left(\frac{2}{\pi w_{0x}^2}\right)^{1/2} exp\left[-\frac{2x^2}{w_{0x}^2} + ik\theta x\right]\mathrm{d}x\right|^2 \qquad (2.1.9)\\
&= \left|\left(\frac{2}{\pi w_{0x}^2}\right)^{1/2}.\left(\frac{\pi w_{0x}^2}{2}\right)^{1/2}.exp\left[\frac{-k^2\theta^2 w_{0x}^2}{8}\right]\right|^2 \qquad (2.1.10)\\
&= exp\left[-\left(\frac{\pi\theta w_{0x}}{\lambda}\right)^2\right] \qquad (2.1.11)
\end{aligned}
$$

Une seconde approche permet également d'arriver à ce résultat et consiste à écrire la matrice de transfert pour l'élément miroir penché : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 2\theta/x & 1 \end{pmatrix}$ ce qui, d'après (A.0.9) donne $q' = q/(2\theta q/x + 1)$. En injectant ce q' dans (A.0.10), on retrouve le résultat (2.1.11). En prenant la dérivée seconde de cette expression pour $\theta \to 0$, on trouve :

$$\left.\frac{d^2 R_a}{d\theta^2}\right|_{\theta=0} = -\frac{2\pi^2 w_{0x}^2}{\lambda^2}, \qquad (2.1.12)$$

on voit que la sensibilité sur la rétroaction dépend uniquement du carré de la taille du col w_{0x} dans la direction de l'inclinaison.

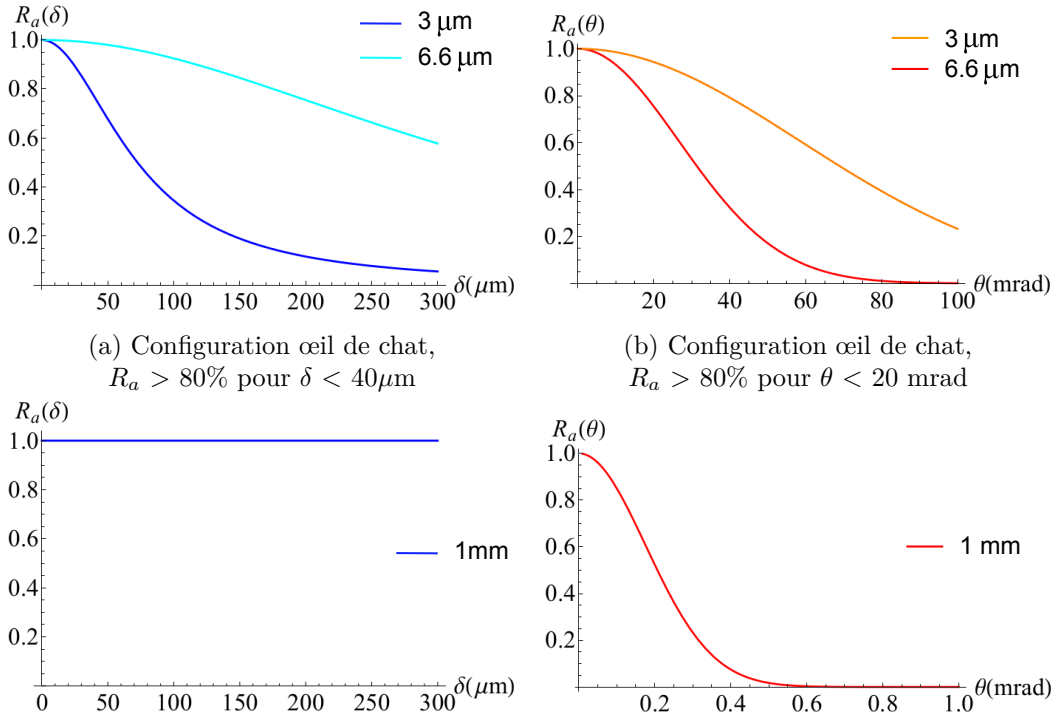
Modification de la rétroaction en fonction des désalignements

D'après les formules (2.1.7) et (2.1.12), on constate qu'il faut trouver un équilibre pour la taille du col car la sensibilité angulaire est proportionnelle au carré de celui-ci, alors que la sensibilité longitudinale est inversement proportionnelle au col à la puissance 4.

Dans le cas du laser en configuration Littrow, la finesse de la sélection en fréquence dépend du nombre de traits du réseau illuminés et donc de la taille du col du faisceau

sur le réseau. Typiquement, cette taille est de l'ordre de 1 mm. Rappelons ici qu'une rotation du réseau autour de l'axe vertical induit une modification de la longueur d'onde alors qu'une rotation autour de l'axe horizontal perpendiculaire au faisceau mène à une diminution du recouvrement entre faisceau émis par la diode et faisceau réfléchi par le réseau.

Pour la configuration œil de chat, le laser est collimaté lors de son passage au travers du filtre interférentiel mais focalisé sur le miroir. Ainsi, en choisissant la focale de la lentille précédant le miroir, on peut choisir la taille du col. Cependant, le choix de la focale de cette lentille contribue également à la détermination de la longueur de la cavité laser.



(a) Configuration œil de chat, $R_a > 80\%$ pour $\delta < 40\mu$m

(b) Configuration œil de chat, $R_a > 80\%$ pour $\theta < 20$ mrad

(c) Configuration Littrow, $R_a > 80\%$ pour $\delta < 4$m

(d) Configuration Littrow, $R_a > 80\%$ pour $\theta < 0{,}12$ mrad

Figure 2.8 – Variation de la rétroaction en fonction du déplacement longitudinal du miroir externe (bleu), et de l'angle d'inclinaison (rouge) pour les configurations «œil de chat» (col de 3 et 6,6 μm) et Littrow (col $\approx$ 1 mm).

Sur la figure 3.8 sont tracées les variations de la rétroaction en fonction de l'angle d'inclinaison et du décalage longitudinal du miroir (réseau) pour les deux configurations de laser. Dans le cas de la configuration Littrow, le col utilisé est de 1 mm et dans la configuration «œil de chat», les cols sur le miroir valent respectivement $w_{0x} = 6{,}6$ μm et $w_{0y} = 3$ μm dans les deux directions transverses.

Dans la configuration œil de chat, la rétroaction reste supérieure à 80% tant que le déplacement longitudinal est inférieur à 40 μm et que l'angle d'inclinaison est inférieur à 20 mrad. En revanche, dans la configuration Littrow où le col est de l'ordre du millimètre, une inclinaison de 120 μrad suffit à réduire la rétroaction de 20%. Par contre, il faudrait un décalage de 4 m, ce qui correspond à un allongement de la cavité de 10 000%, pour que le recouvrement descende en dessous de 80%, ce qui n'arrivera évidemment jamais en pratique ! La configuration Littrow permet donc une excellente stabilité aux décalages longitudinaux, mais est extrêmement sensible aux fluctuations d'angle du réseau, ce qui limite le temps pendant lequel le laser peut rester asservi en fréquence.

Pour avoir un ordre d'idée de ce que ces quantités représentent, considérons l'allonge-

ment d'une barre d'aluminium de 3 cm, ce qui correspond à la longueur de la cavité du laser. Le coefficient d'expansion thermique de l'aluminium est d'environ $20.10^{-6}/°C$. Si l'on considère un changement de température de 1°C, cette barre va s'étendre de 0,6 μm. Si l'on ajoute à cela les vibrations mécaniques et acoustiques, on peut considérer que l'allongement n'excédera jamais la dizaine de microns. Pour ce qui est de l'angle, nous pouvons prendre comme borne maximum l'angle que formerait un miroir de 6 mm si seulement l'un des cotés de la cavité était chauffé de 1°C. Cela représenterait un angle avoisinant les 100 μrad. On voit que pour cette valeur, le recouvrement dans la configuration Littrow a déjà chuté de 15% alors qu'il est toujours supérieur à 99% pour la configuration œil de chat.

On peut donc en conclure que le laser «œil de chat» présente un meilleur compromis entre sensibilité aux déplacements longitudinaux et aux inclinaisons du miroir. Pour les variations auxquelles le laser sera confronté, on gardera toujours un recouvrement élevé. C'est donc cette configuration qui a été choisie pour l'expérience.

2.2 Construction et amplification des lasers

Dans cette section, nous allons décrire la construction des deux lasers «œil de chat» destinés au refroidissement des atomes. Le premier sert de référence en fréquence afin d'asservir les autres lasers et le deuxième, le laser de refroidissement, est amplifié en puissance grâce à un amplificateur conique (TA) dont le montage sera également décrit. Nous discuterons les performances de ces lasers, ainsi que les problèmes que nous avons rencontrés lors de l'utilisation d'amplificateurs coniques.

2.2.1 Construction des lasers « œil de chat »

Afin de renforcer la stabilité apportée par la configuration œil de chat, la conception de ce laser a été inspirée par les techniques utilisées en télécommunication, où des lasers extrêmement robustes sont nécessaires. La miniaturisation est une de ces techniques, en effet, plus les éléments optiques sont proches, moins le déplacement provoqué par la variation d'angle d'un miroir, par exemple, est grand. Ainsi, la cavité du laser est réduite afin de gagner en stabilité au détriment de la finesse spectrale, dont la valeur précise n'est pas cruciale, tant qu'elle permet de résoudre les niveaux d'énergie du Rubidium.

Une autre technique consiste à coller tous les éléments optiques, afin d'éviter les dérives de position de ces éléments. Nous avons choisi de coller également le filtre interferentiel, car nous n'avons pas besoin d'ajuster la fréquence sur une plage supérieur à quelques GHz, ce qui est possible en modifiant uniquement la position du miroir grâce à un actuateur piezo-électrique ou en changeant le courant d'alimentation de la diode. Les entreprises commercialisant de tels lasers, comme Radient Dye [67] qui s'est basé sur un prototype construit au SYRTE, à l'Observatoire de Paris [61], ou encore Moglabs [68], conservent la possibilité de pivoter le filtre afin de rendre le laser ajustable en fréquence sur une vingtaine de nanomètres.

Afin de minimiser encore les fluctuations de position des éléments optiques les uns par rapport aux autres, tous les éléments sont collés sur un support monobloc asservi en température grâce à un élément Peltier.

De plus, nous utilisons ici une diode traitée antireflet. Cette caractéristique empêche une cavité interne concurrente à la cavité externe de se créer, ce qui nous permet d'utiliser un miroir de sortie avec une faible réflectivité. L'avantage est double : d'avantage de puissance sort du laser pour un courant d'alimentation donné, et la puissance intra-cavité du laser est plus faible, résultant donc en une durée de vie prolongée de la diode. La figure 2.9 présente une vue schématique du laser ainsi conçu.

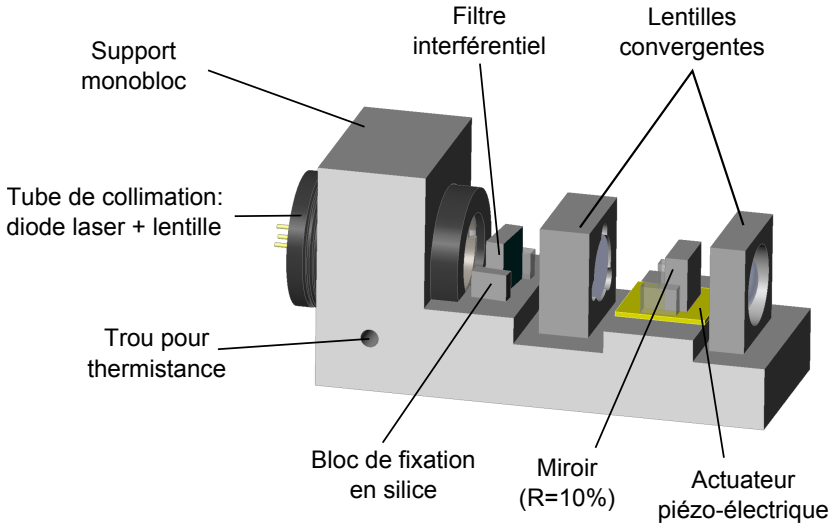


Figure 2.9 – Schéma du laser à cavité étendue œil de chat. Tous les éléments optiques sont collés sur un support monobloc asservi en température.

Nous allons maintenant présenter les différentes étapes de la construction du laser.

Préparation du support

Le support, sur lequel sont collés tous les éléments, est en aluminium pour le laser de référence. Pour la construction du deuxième laser, nous avons testé un nouveau matériau : le Shapal. Il s'agit d'une céramique au coefficient d'expansion thermique de $4,8 \cdot 10^{-6}/°C$, quatre fois moindre que celui de l'aluminium.

L'actuateur piézo-électrique à cisaillement [2], qui permet la modification de la longueur de cavité, est tout d'abord collé sur le support à l'aide d'une colle électriquement isolante [3]. Le support est à son tour collé sur un élément Peltier, lui même fixé sur la base de la boite du laser grâce à une colle [4] thermiquement conductrice.

Une thermistance, enrobée de pâte thermique [5] est positionnée sur le support, dans un trou prévu à cet effet, proche de l'élément Peltier et de la diode. Elle permet, de paire avec l'élément Peltier, de maintenir le support et la diode à la température de consigne.

La diode [6] est également enduite de pâte thermique puis fixée dans le tube de collimation [7]. Ce tube de collimation accueille également une lentille asphérique [8] permettant de collimater le faisceau lumineux issu de la diode. Le tube est à son tour enduit de pâte thermique et positionné sur le support de sorte que le faisceau, présentant un profil elliptique, ait son grand axe horizontal.

La diode laser est alimentée électriquement par une source de courant commerciale [9]. Cependant, afin de la protéger de courants inverses ou d'éventuels pics de courant, un circuit électronique de protection fait l'interface entre l'alimentation et la diode. Une entrée

2. Noliac : CSAP03, déplacement jusqu'à 1,5 μm pour une tension appliquée de +/- 320 V, plage supérieure à la longueur d'onde utilisée.

3. Epothek H77, contient des microbilles en Al_2O_3 assurant une épaisseur isolante minimum à tout endroit. Durcissement en chauffant à 150°C pendant une heure.

4. Artic Silver, conductibilité thermique : 7,5 W/mK, sèche à l'air libre en moins d'une heure.

5. Arctic silver 5.

6. Eagleyard, EYP-RWE-0780-02000-1300-SOT12-0000, face de sortie est traitée antireflet, plage de longueur d'onde : 760 à 790 nm.

7. La diode étant sensible aux décharges électrostatiques, elle est toujours manipulée avec une connexion à la terre.

8. focale 4,51 mm, taille du faisceau après la lentille : 2.6 x 1,2 mm.

9. Thorlabs, LDC 202 C

permet de moduler le courant de la diode, elle peut être utilisée pour l'asservissement du laser, en complément de la rétroaction sur l'actuateur piézo-électrique. Sur la même carte électronique sont soudés les fils de la thermistance et du Peltier afin de permettre l'adaptation vers le câble du contrôleur de température [10]. Ce circuit électrique est fixé à l'intérieur de la boîte contenant le laser.

Choix de la colle et technique de collage

Le choix de la colle est important pour une fixation durable des éléments optiques. Les propriétés à prendre en compte pour ce choix sont les suivantes : il faut que la colle soit le moins sensible possible aux variations de température, qu'elle durcisse rapidement afin que la position des composants ne dérive pas pendant le collage et que le durcissement n'induise pas de force qui pourrait déplacer les composants. Les colles durcissant sous rayonnement ultraviolet (UV) sont d'excellentes candidates car le temps de durcissement est rapide, de quelques secondes à quelques minutes, et ne nécessite pas de chauffage (même si la plupart peuvent être durcies soit par rayonnement UV soit par chauffage). La colle que nous avons choisi [11] a un coefficient d'expansion thermique de 14 ppm/°C. De plus, lors de la polymérisation par exposition aux UV, le rétrécissement linéaire (*linear shrinkage*) est inférieur à 0.1%. En outre, il convient de vérifier que la température de transition de phase Tg, qui correspond à un changement dans les propriétés physiques du matériau, soit suffisamment élevée pour ne jamais être atteinte lors de l'utilisation normale du laser.

Pour éviter que le rétrécissement de la colle lors de la polymérisation ne déplace les composants, la colle est appliquée de manière symétrique de chaque coté du composant. Ainsi, la force de traction est symétrique par rapport au centre du composant et s'équilibre. Pour cela, et pour que la surface de collage soit suffisamment importante entre les éléments optiques et le support, nous utilisons des blocs de silice fondue, transparents aux UV, qui sont plaqués des deux cotés des éléments à coller. Ces blocs seront enduits de colle à la fois sur la surface horizontale reposant sur le support et sur la surface verticale en contact avec l'élément optique à fixer. Les éléments ainsi collés ne reposent donc pas directement sur le support du laser mais au travers des deux "pieds" que forment pour eux les petits blocs de silice fondue. Cette technique est utilisée pour les éléments optiques dont la position est la plus critique, c'est-à-dire le filtre interférentiel et le miroir. Les lentilles sont collées avec de la colle UV également mais directement sur le support.

Avant de coller les éléments optiques, il faut parvenir à les positionner avec précision. Pour cela, des platines de translation, permettant un déplacement dans les trois directions de l'espace, ainsi qu'une monture de miroir, assurant le positionnement angulaire, sont utilisées. Les éléments peuvent ainsi être pré-positionnés et testés grâce à ces platines de translation et rotation, visibles sur la figure 2.10.

Positionnement du miroir

Le premier élément positionné, et le dernier collé, est le miroir [12]. On veut en effet aligner au mieux ce miroir avec la face arrière de la diode pour former une cavité laser. La position optimale du miroir est celle pour laquelle le seuil laser apparait pour le courant le plus bas possible.

10. Thorlabs, TED 200 C, câble sub-D
11. UV Optocast 3410 Gen2.
Une autre colle (Dymax) a également été utilisée suite à des problèmes de livraison de la première, qui a besoin d'être réfrigérée pendant le transport.
12. Beamsplitter Qioptiq, réfléchissant 10% de la lumière à 780 nm.

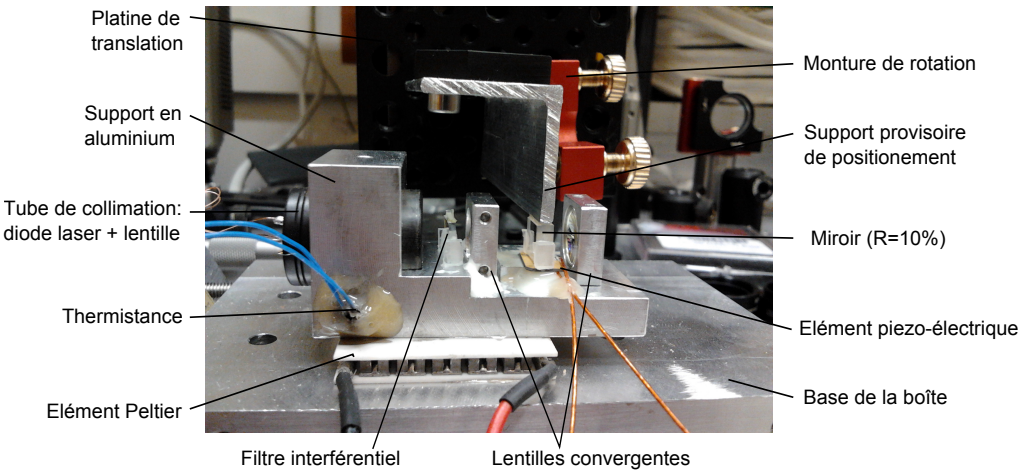


Figure 2.10 – Laser de référence en construction. Tous les éléments sont déjà collés à l'exception du miroir qui se trouve encore attaché au support provisoire de positionnement.

On voit sur la figure 2.11 que le seuil laser, qui correspond à un changement subit dans la pente de la puissance lumineuse en fonction du courant d'alimentation de la diode, est de 35 mA. Ce seuil correspond au moment où le gain l'emporte sur les pertes dans la cavité.

En revanche, si l'on regarde la lumière directement issue de la diode, c'est-à-dire sans miroir externe, on constate que celle-ci ne présente pas de seuil lorsque le courant est balayé. La puissance reste faible même à fort courant, il n'y a pas d'effet laser pour amplifier l'émission car la diode possède un traitement anti-reflet sur l'une de ses faces.

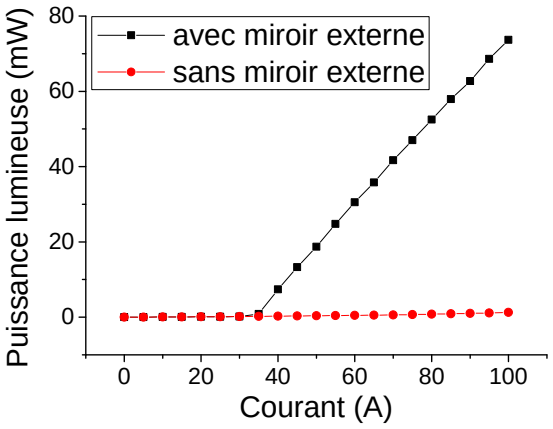


Figure 2.11 – Seuil laser. La puissance lumineuse augmente beaucoup plus rapidement en fonction du courant d'alimentation de la diode une fois le seuil laser franchi. On voit que la diode sans miroir externe ne présente pas de seuil laser. La puissance lumineuse reste faible, même à fort courant.

Jusqu'ici, le faisceau arrivait de façon collimatée sur le miroir, ce qui, comme nous l'avons montré dans 2.1.3, est un obstacle à la stabilité du laser. En effet, le simple fait de toucher les vis de la monture provisoire engendre la perte de l'effet laser lorsque l'on se situe près du seuil. Nous implémentons donc le montage «œil de chat» en insérant une lentille convergente devant le miroir, qui permettra de réduire l'influence des fluctuations

d'angle du miroir. La lentille [13] est positionnée provisoirement grâce au même système de platines de translation et rotation. Idéalement, l'effet laser doit être retrouvé en changeant uniquement la position et l'inclinaison de la lentille. Cependant, le miroir n'est pas encore collé et sa position peut donc être optimisée en cas de besoin.

Avec la lentille, l'inclinaison du miroir est beaucoup moins critique qu'elle ne l'était avant. En revanche, la distance entre la lentille et le miroir devient cruciale. En effet, ceci s'explique par le fait que le miroir doit être dans le plan focal de la lentille. Une fois la position optimale trouvée pour la lentille, c'est-à-dire une fois le seuil du laser abaissé au maximum, celle-ci est collée grâce à la colle UV.

Positionnement du filtre

On ajoute maintenant le filtre interférentiel pour avoir un sélecteur de fréquence à l'intérieur de la cavité, empêchant le fonctionnement multimode du laser. Ce filtre transmet 90% de l'intensité à 780 nm, lorsqu'il est utilisé avec un angle d'incidence de 6°. Le faisceau doit arriver collimaté sur le filtre pour permettre une transmission maximale [14]. La largeur à mi-hauteur de la courbe de transmission de ce filtre vaut 0,3 nm (148 GHz).

Comme on cherche à créer un laser résonnant avec les transitions atomiques du Rubidium, on utilise un montage de spectroscopie en absorption saturée sub-Doppler [69] pour ajuster le filtre.

On commence par chercher la fluorescence issue d'une cellule remplie de rubidium gazeux à l'aide d'un viseur infrarouge, en faisant varier l'inclinaison du filtre. Ensuite, en balayant la position du miroir [15], on positionne le filtre de telle sorte que les sauts de modes soient les plus éloignés possible les uns des autres. Ces brusques changements de fréquence se traduisent par des discontinuités dans l'intensité détectée sur la photodiode. La limite maximum entre les sauts de mode est l'intervalle spectrale libre : $ISL = c/(2L)$ où L est la longueur de la cavité étendue du laser et c la vitesse de la lumière. Ici, L $\approx$ 3 cm donc ISL $\approx$ 5 GHz. Or, les quatre raies d'absorption, deux pour le ^{85}Rb et deux pour le ^{87}Rb, couvrent un intervalle de 6,8 GHz, ce qui correspond à l'écart entre les deux niveaux fondamentaux F=1 et F=2 de l'isotope ^{87}Rb. Il n'est donc pas possible d'observer les 4 raies sans saut de mode. On arrive en effet à observer trois raies continument, comme on peut le voir sur la figure 2.12, en faisant varier uniquement la position du miroir externe, mais il se produit ensuite un saut de mode avant de pouvoir observer la quatrième.

Pour pouvoir observer ces quatre raies de façon continue, on peut faire varier le courant d'alimentation de la diode, avec la même fréquence que la variation de tension appliquée à l'actuateur piézo-électrique. Ceci permet de retarder le saut de mode et d'observer les quatre raies.

Un indice de stabilité du laser est la largeur de la plage d'injection. Elle correspond à la plage sur laquelle on peut faire varier le courant d'alimentation de la diode sans induire de saut de mode, pour une position du miroir fixée. Elle vaut ici environ 10 mA.

Une fois le laser aligné, le filtre est collé en premier, puis le miroir, et enfin la dernière lentille [16] servant à collimater le faisceau en sortie du laser. Lors du collage, les caractéris-

13. Focale 8 mm.

14. En effet, le filtre interférentiel est constitué d'une superposition de couches diélectriques et son principe repose sur l'interférence des réflexions successives sur chacun des dioptres rencontrés. Selon l'épaisseur des couches et la longueur d'onde, les interférences peuvent être constructives ou destructives. Pour qu'une longueur d'onde interfère constructivement, il faut que tous les rayons du faisceau empruntent le même chemin optique, ce qui ne sera pas le cas si tous les rayons n'arrivent pas perpendiculairement sur le filtre. En effet, dans ce cas, différents rayons auraient différents angles et ne parcouraient pas la même distance dans chacune des couches minces.

15. Comme le miroir n'est pas encore collé sur l'actuateur piézo-élecctrique à cisaillement, on utilise un autre actuateur provisoire, callé entre la vis micrométrique et la platine de translation longitudinale.

16. Focale 8 mm

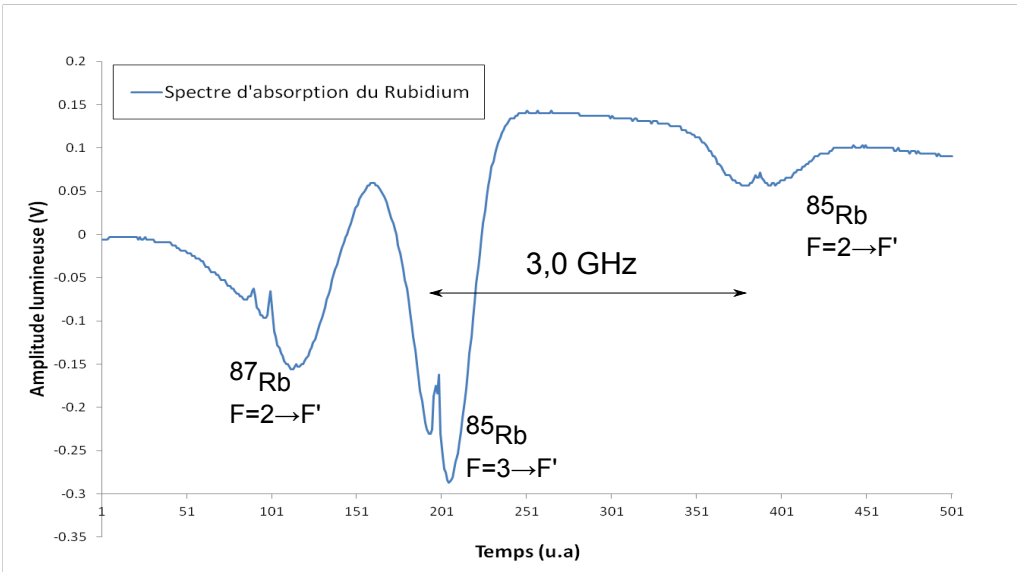


Figure 2.12 – Spectre en absorption saturée de trois raies du Rubidium. La rampe de tension appliquée à l'actuateur piezo-électrique pour obtenir ce spectre est sinusoïdale, le spectre est donc légèrement distordu à ses extrémités, où la variation de tension n'est pas linéaire.

tiques du spectre d'absorption n'ont pas changé, la plage d'injection du laser est toujours de 10 mA et les raies peuvent être observées de la même façon que précédemment, mais en utilisant cette fois l'actuateur piezo-électrique à cisaillement sur lequel est maintenant collé le miroir. Le collage est donc un succès et la colle UV permet bien de conserver une position précise après collage.

Un deuxième laser, le laser de refroidissement montré sur la figure 2.13, est construit sur le même modèle que le laser de référence, la seule différence étant que la pièce de base du laser de refroidissement est en Shapal au lieu d'être en aluminium.

2.2.2 Performances du laser

Les deux lasers ainsi construits émettent à 780 nm avec une puissance lumineuse de sortie d'environ 70 mW pour un courant d'alimentation de 110 mA à une température avoisinant les 18°C.

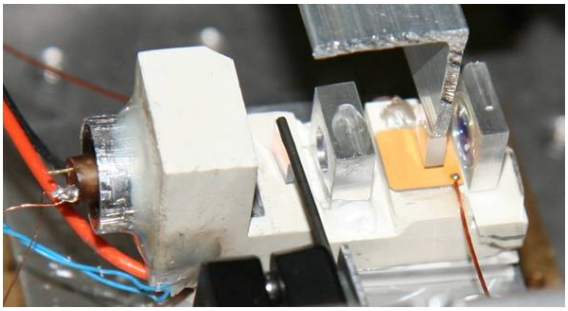


Figure 2.13 – Laser de refroidissement sur base en Shapal. Le miroir et le filtre ne sont pas encore collés à ce stade

Largeur de raie

Pour connaitre les propriétés spectrales du laser, on fait une mesure du signal de battement entre des deux lasers que l'on vient de construire. Afin de les faire interférer, les faisceaux sont superposés grâce à un cube non polariseur, de sorte que le recouvrement soit maximal et que leurs polarisations soient identiques. On focalise ensuite ces deux faisceaux confondus sur une photodiode rapide [17] reliée à un analyseur de spectre, qui permet d'observer la densité spectrale de puissance associée au battement entre deux lasers. Pour détecter le signal, les lasers doivent émettre à des fréquences voisines l'une de l'autre. Le laser de référence est asservi en fréquence, et, en se basant sur la spectroscopie, on sélectionne une fréquence proche de cette dernière comme fréquence d'émission du laser refroidisseur. Ce dernier n'est pas asservi, sa fréquence fluctue donc légèrement au cours de la mesure, induisant une dérive du signal de battement. Ce battement reproduit les propriétés spectrales du laser le moins stable. Dans le cas où les deux lasers sont identiques, les fluctuations de fréquence du battement proviennent à parts égales de celles de chaque laser qui peut ainsi être caractérisé.

Il convient de mentionner ici que la mesure a été effectuée en utilisant un faisceau du laser de refroidissement qui est déjà amplifié en puissance, comme nous le détaillerons dans la partie suivante. L'amplificateur conique modifie les propriétés spectrales du laser, notamment à cause de l'émission spontanée qu'il génère. Le laser le moins fin spectralement est donc celui de refroidissement, qui est amplifié.

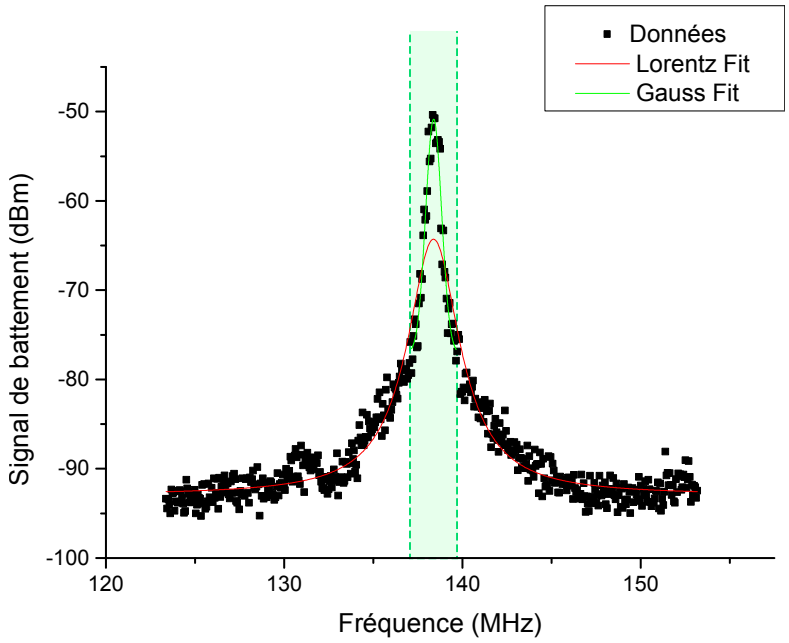


FIGURE 2.14 – Signal de battement entre les deux lasers œil de chat, enregistré par un analyseur de spectre dont la résolution en terme de bande passante est 30 kHz. La différence de fréquence entre les deux lasers émettant à 780 nm est $\nu_0 \approx 138$ MHz. Le centre de la courbe, dans la zone verte, est ajustée par une Gaussienne, alors que les ailes du signal sont ajustées par une Lorentzienne. Seul le laser de référence est asservi en fréquence. Le laser de refroidissement est amplifié, ce qui provoque un élargissement spectral de sa raie d'émission.

Sur la figure 2.14, on observe le signal de battement à $\nu_0 = 138$ MHz, qui correspond à la différence en fréquence d'émission entre les deux lasers. On peut faire un ajustement

17. Hamamatsu, G4176.

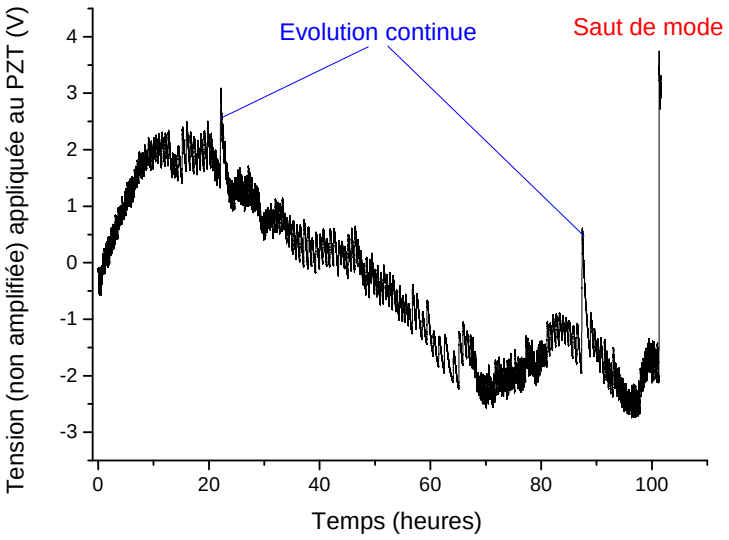


Figure 2.15 – Exemple de signal de tension envoyée à l'actuateur piezo-électrique, les oscillations sont dues aux cycles de la climatisation. On voit un saut de mode à environ 102 h, ce qui correspond à 4 jour et 6 heures. Les deux changements relativement rapides de tension que l'on observe avant ce saut de mode correspondent à des évolutions continues et répondent aux variations de température dans la pièce.

lorentzien sur les ailes du signal de battement, qui correspondent au bruit blanc haute fréquence du laser. Ceci nous donne une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 4,22MHz, soit une largeur de raie d'un laser d'environ 2 MHz [18]. Le centre du signal de battement est ajusté par une gaussienne sur ± 1,5 MHz autour du maximum. On trouve alors une FWHM de 1,05 ± 0,06MHz. Le comportement gaussien est lié au bruit bruit haute fréquence qui cause la distribution aléatoire du pic central. La borne supérieure pour la largeur de raie d'un laser est donc de 2 MHz pour le laser amplifié.

Comme notre cavité laser est plus courte que dans le cas de celle de l'article [61], où la FWHM du fit lorentzien est de 14 kHz, nous nous attendions à une largeur de raie plus importante. Celle que nous mesurons reste bien inférieure aux 6 MHz de la largeur de l'état excité et convient donc tout à fait à l'utilisation que nous voulons en faire.

Stabilité mécanique

Nous pouvons également tester la stabilité du laser aux vibrations. Un choc important sur la table optique ne provoque pas la perte de l'asservissement du laser. Cette constatation a été faite en frappant vivement la table optique avec un tournevis. Le laser est donc très robuste aux vibrations mécaniques, ce qui était un des buts pour ce laser miniaturisé et stabilisé.

L'un des critères les plus importants pour l'expérimentateur demeure le temps que le laser peut rester asservi en fréquence. En enregistrant la tension appliquée à l'actuateur piézo-électrique, on a directement accès à cette information, comme le montre la figure 2.15. En effet, lorsque le laser se déverrouille, on observe une discontinuité dans cette tension. Les oscillations de la tension sont liées aux cycles de la climatisation, qui ne stabilise la température qu'à environ 3°C près.

18. Nous supposons les bruits des deux lasers identiques et décorrélés.

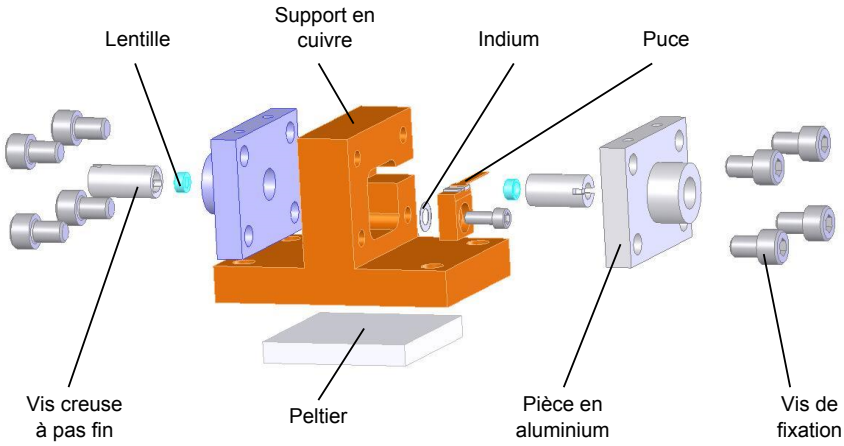


FIGURE 2.16 – Vue éclatée des différents éléments permettant le montage de l'amplificateur conique.

Sur une quinzaine d'enregistrements, le laser reste asservi en moyenne 40 heures, mais peut rester asservi plus de cinq jours d'affilée. En pratique, on veut que le laser reste asservi le temps d'une mesure, dont la durée peut varier de quelques heures à quelques jours.

En termes de durée de l'asservissement comme de robustesse aux vibrations, les performances des deux lasers, dont l'un est construit sur un support en aluminium et l'autre sur un support en Shapal, ne permettent pas de donner préférence à cette céramique, beaucoup plus difficile à usiner que l'aluminium malgré le fait qu'elle soit plus facilement usinable que d'autres types de céramiques. Pour ces raisons techniques, nous recommandons donc l'aluminium.

2.2.3 Amplificateur conique

Pour pouvoir capturer rapidement beaucoup d'atomes dans le piège magnéto-optique (PMO), il faut de larges faisceaux avec une forte intensité lumineuse. C'est pourquoi l'un des lasers dont la construction a été détaillée précédemment est amplifié. Pour cela, nous allons utiliser un amplificateur conique (TA).

L'amplificateur conique est basé sur un milieu à gain semi-conducteur, comme les diodes lasers. Cependant, ces deux faces sont traitées antireflet pour empêcher tout effet laser. Ainsi, l'amplificateur ne fait qu'intensifier la fréquence qu'on lui injecte, sans générer des modes supplémentaires. La géométrie du milieu semi-conducteur est différente de celle de la diode : la lumière est d'abord guidée avant d'entrer dans la région conique où elle se trouve amplifiée.

Nous utilisons une puce pouvant produire jusqu'à 1 W [19] dont nous allons maintenant détailler le montage.

Montage de l'amplificateur conique

Les différentes pièces permettant le montage de l'amplificateur conique sont représentées sur la figure 2.16 en vue éclatée.

Un support en cuivre a été conçu afin de connecter électriquement la puce, de permettre le positionnement des lentilles d'injection et de collimation, et de servir de connexion thermique avec un élément Peltier.

19. Eagleyard EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000.

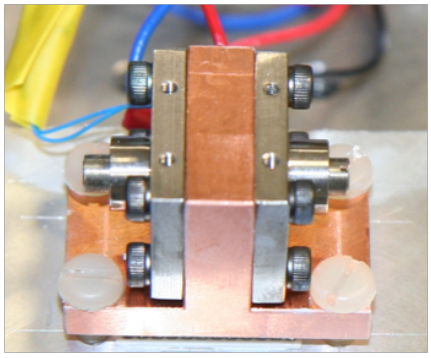


Figure 2.17 – Amplificateur conique monté dans son support

Le TA [20] est vissé à l'intérieur de ce support et le contact se fait grâce à un anneau d'indium qui permet une bonne conductivité thermique, et donc un bon refroidissement de la puce semi-conductrice. L'indium étant également un conducteur électrique, l'une des connections peut se faire directement sur le support en cuivre. Un autre fil est soudé sur la tige connectée à l'autre coté de la puce. La soudure doit être rapide pour éviter de chauffer excessivement la puce qui pourrait alors se détériorer. Cette connexion est soigneusement isolée du cuivre par une gaine thermo-rétractable. Le support est asservi en température grâce à une thermistance de 10 kΩ, collée au support, et à un élément Peltier qui transfère la chaleur du support vers un dissipateur thermique.

Afin de coupler le faisceau du laser dans le guide d'onde d'entrée du TA, on utilise une lentille asphérique de très courte focale [21], collée à l'intérieur d'une vis creuse présentant un pas de vis extrêmement fin sur l'extérieur. Cette vis vient se positionner dans une pièce complémentaire en aluminium, elle-même fixée sur le support en cuivre. On peut ainsi ajuster très précisément la distance entre la lentille et la face d'entrée de la puce en tournant la vis. Le même schéma est reproduit à la sortie de la puce pour collimater le faisceau, qui sort divergent et elliptique du TA. On peut voir sur la figure 2.17 le résultat d'un tel montage.

La procédure d'alignement pour l'injection dans le TA est décrite dans [70].

Assemblage du laser de refroidissement

Le laser et l'amplificateur conique sont assemblés dans une boite monolithique en aluminium qui leur sert à tous deux de dissipateur de chaleur. Sur la figure 2.18 sont représentés les différents éléments utilisés pour l'assemblage du laser de refroidissement. Le faisceau en sortie de la diode laser est elliptique mais il n'est pas nécessaire de changer sa forme puisque la géométrie du guide d'entrée du TA est similaire à celle d'une diode laser et est donc couplée de façon optimale par un faisceau elliptique. De plus, la taille du faisceau est déjà adaptée car elle a conditionné le choix de la focale de la lentille permettant la collimation du laser. Juste après le laser, deux isolateurs optiques [22] évitent les retours de lumière dans le laser par réflexion sur la puce du TA. Grâce à deux miroirs, le faisceau est dirigé sur l'amplificateur conique. Une lame demi-onde est également placée entre le laser et le TA afin d'optimiser la polarisation d'entrée.

20. Comme les diodes laser, la puce doit être manipulée en étant connectée à la masse pour éviter toute décharge électrostatique qui pourrait l'endommager. De plus, il faut être très précautionneux à ce que les faces de la puce ne touchent rien pour ne pas les rayer car, contrairement à la diode laser qui est protégée par une vitre, la puce du TA est nue.
21. Thorlabs, 352150-B, focale : 2mm.
22. Thorlabs, IO-3D-780-VLP.

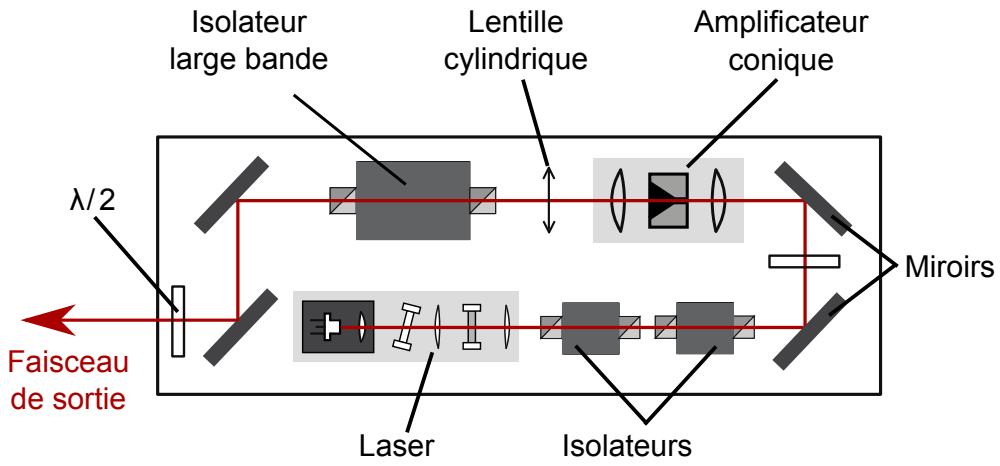


FIGURE 2.18 – Schéma des composants pour l'amplification du laser refroidisseur.

Le faisceau en sortie du TA est elliptique et astigmatique, il faut donc ajouter une lentille cylindrique [23] afin de corriger cet astigmatisme. Le TA permet d'amplifier la fréquence du laser source mais présente aussi un fond d'émission spontanée qui s'étend sur une vingtaine de nanomètres. Pour cette raison, nous utilisons un isolateur large bande [24] après le TA pour empêcher les retours lumineux sur une plus large plage de fréquences. Enfin une autre lame demi-onde à l'intérieur de la boîte permet de choisir la quantité de lumière déviée par un cube polariseur pour l'asservissement du laser. La boîte contient également le circuit électronique de protection du laser ainsi qu'un deuxième circuit similaire pour le TA [25].

Résultats du laser de refroidissement

Sur la photo 2.19, on peut voir le laser de refroidissement terminé. Ce laser amplifié délivre 900 mW de puissance pour un courant d'alimentation de 1600 mA lorsqu'il est injecté par le laser source alimenté par 84 mA. Cependant, une partie de la puissance est perdue à travers l'isolateur large bande, ce qui nous laisse environ 675 mW en sortie de la boite.

Le facteur de qualité (M^2) du faisceau de sortie n'est pas précisé sur la fiche technique des produits Eagleyard et en effet, la forme du faisceau est loin d'être gaussienne. Il est donc très compliqué de coupler efficacement la lumière issue du TA dans une fibre optique. Le meilleur couplage obtenu est de l'ordre de 40%, lorsque la fibre est positionnée directement à la sortie de la boite. Cependant, comme nous le verrons dans la partie suivante, la forme du faisceau sera à nouveau corrigée et le faisceau rencontrera d'autres éléments optiques avant d'être injecté dans une fibre optique.

Dysfonctionnement avec d'autres TA

Lors de la construction de l'expérience, nous avons été amenés à tester d'autres amplificateurs coniques. Deux d'entre eux présentaient des anomalies de fonctionnement, un TA de 1 W [26] et un TA de 2 W [27]. Les deux comportements étant similaires, nous ne discuterons ici en détail que le cas du TA 2 W injecté par un laser source émettant à 784

23. Focale de 15mm.
24. Isolateur de Faraday Linos, FI-780-5SV-BB.
25. qui est lui alimenté par la source de courant Thorlabs LDC 240 C.
26. Eagleyard, modèle EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000.
27. Eagleyard, modèle EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04-0000.

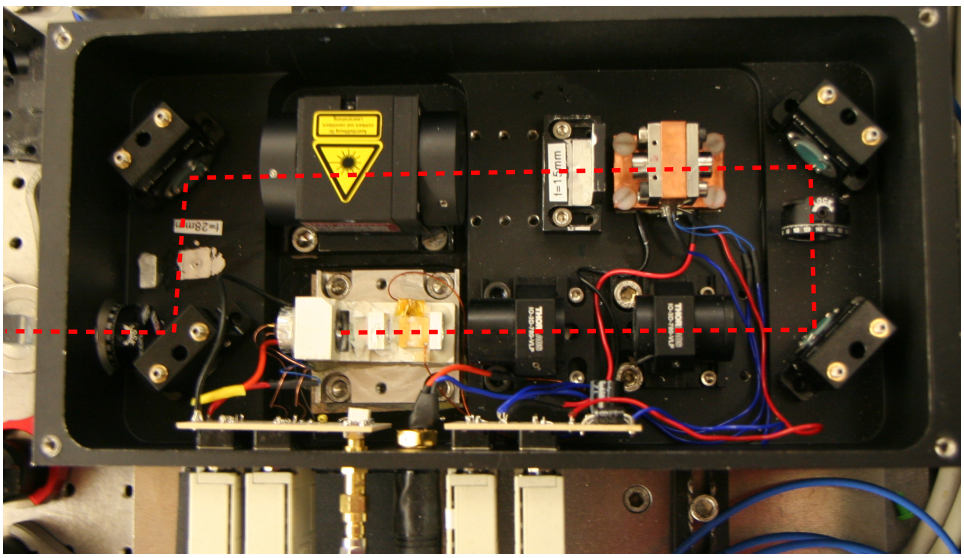


Figure 2.19 – Laser de refroidissement amplifié. Tous les éléments constitutifs de ce laser sont fixés dans une boîte monolithique, sur laquelle on pourrait fixer un coupleur fibré.

nm. Après avoir injecté ce TA, nous avons observé des fluctuations de puissance lumineuse à l'issue du TA, comme le montre la figure 2.20. Ces modulations, de forme carrée, sont de l'ordre de 25% de la puissance totale émise par le laser amplifié et leurs fréquences, autour du MégaHertz, varient en fonction du courant dans l'amplificateur conique et de l'injection, c'est-à-dire à la fois du courant d'alimentation du laser source et de l'angle d'arrivée du faisceau sur le TA. Plusieurs sources de courants ont été testées, ce qui a permis de mettre hors de cause l'alimentation électrique de la puce, confirmant que le défaut est bien inhérent à la puce elle-même. Une modulation si importante en terme de puissance rend ces puces inutilisables.

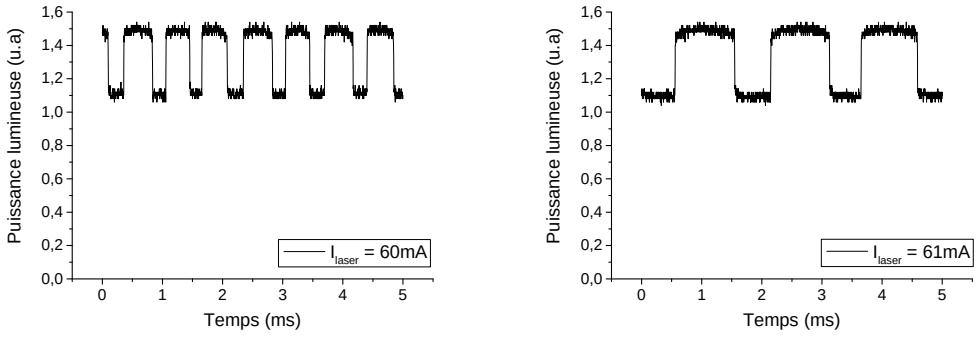


Figure 2.20 – Exemples de modulation de puissance en sortie du TA 2W. L'amplitude de la modulation est de l'ordre de 25%. La fréquence de modulation est d'environ 1,5MHz sur le graph de droite pour un courant du laser d'injection de 60mA, et de 0,65MHz sur le graph de gauche pour un courant de 61mA. La modulation dépend du courant du laser d'injection, comme illustré ici, mais aussi de l'angle d'injection du laser source, ainsi que du courant d'alimentation du TA. Le courant dans le TA est de 4A pour ces mesures, il délivre donc une puissance d'environ 2W.

Pour mieux comprendre ces modulations, nous avons balayé le courant d'alimentation du TA, lorsque celui-ci est injecté par un laser source, tout en enregistrant la puissance

émise. Ces données sont visibles sur la figure 2.21. On voit que la puissance présente un comportement en dent de scie lorsque le courant augmente jusqu'à environ 1300 mA puis continue d'osciller de façon plus chaotique après cette valeur. Un tel comportement n'est pas celui d'un TA parfaitement fonctionnel, en effet, la puissance en sortie du TA croit usuellement de façon monotone avec le courant.

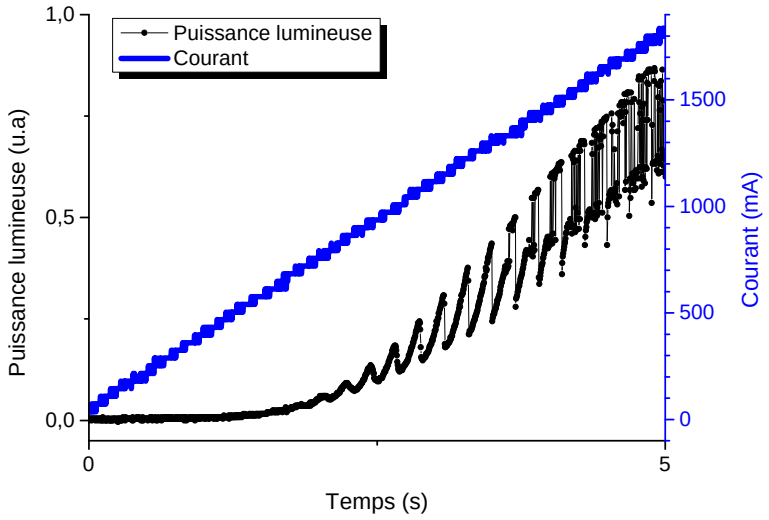


FIGURE 2.21 – En balayant le courant d'alimentation du TA jusqu'à 1800 mA, on observe que la puissance lumineuse qui en est issue ne croit pas de façon monotone mais oscille. Ce comportement est anormal. Le TA est injecté par un laser source alimenté par 80 mA émettant à 784 nm.

Chaque composant étant testé en usine avant d'être expédié, la compagnie a pu nous renseigner sur les changements qui s'étaient produits avec la puce. Les faces de la puce n'ont subi aucun dommage mais la puissance issue du TA lorsqu'il n'est pas injecté a augmenté : elle était de 180 mW à 2500 mA et est passée à 260 mW pour le même courant. Du plus, la largeur d'émission s'est affinée pour passer d'environ 40 nm à 20 nm. Ceci signifie que la qualité du résonateur que constitue les deux faces du TA s'est améliorée, et s'explique par la détérioration des revêtements anti-reflechissant de ces faces. Une telle détérioration peut être causée par un fonctionnement prolongé du TA à courant trop élevé et sans injection, amenant des contraintes thermiques dans la puce. Cependant, comme le problème s'est présenté sur deux TA consécutifs, nous avons été extrêmement précautionneux sur le deuxième et n'avons jamais laissé le TA non injecté en fonctionnement longtemps ou à fort courant.

Le problème provient plus probablement d'un défaut dans le traitement antireflet des faces de la puce amplificatrice. Ces deux amplificateurs coniques n'ont pas été utilisés par la suite.

2.3 Configuration de la table optique

Une fois la construction des lasers achevée, les différents lasers sont protégés des réflexions lumineuses sur les optiques qu'ils traversent par des isolateurs de Faraday. Comme leur profil est elliptique, on ajoute également des prismes anamorphoseurs afin de rétablir la symétrie axiale du faisceau. Il faut maintenant asservir en fréquence les différents lasers afin qu'ils soient résonnants avec les transitions souhaitées du Rubidium.

2.3.1 Fréquence de différents lasers et faisceaux

À partir des deux lasers à cavité étendue construits et de deux diodes esclaves, nous allons dériver neuf faisceaux résonnants avec différentes transitions du Rubidium afin de refroidir, pomper et détecter les atomes. Les fréquences de ces faisceaux lumineux sont récapitulées sur la figure 2.22.

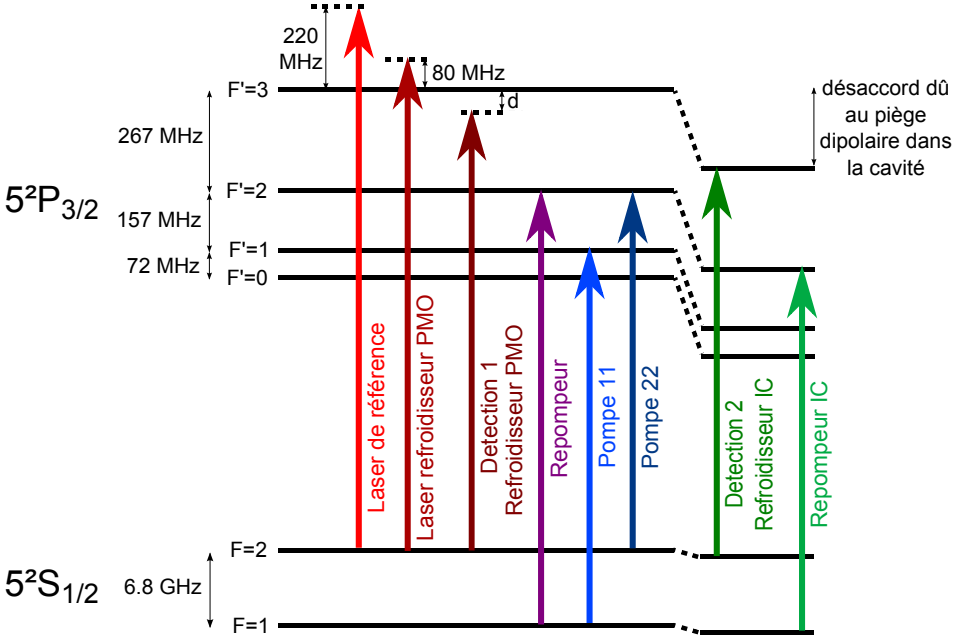


FIGURE 2.22 – Fréquences des différents lasers et faisceaux utilisés pour le refroidissement, le pompage et la détection. Le décalage lumineux dû au piège dipolaire dans la cavité est différent pour les niveaux fondamentaux et les niveaux excités, la fréquence de transition n'est donc pas la même qu'en espace libre.

Afin d'éviter les fluctuations de fréquence entre les différents lasers utilisés pour le refroidissement des atomes, tous seront asservis sur un seul et même laser, le laser de référence, qui sera lui-même asservi sur une transition du Rubidium. Le schéma 2.23, qui sera détaillé par la suite, permet de visualiser la manière dont les différents lasers sont asservis les uns par rapport aux autres.

Laser de référence

Le laser de référence est verrouillé 220 MHz au dessus de la transition cyclante $F = 2 \rightarrow F' = 3$, où F désigne l'état fondamental et F' l'état excité de l'atome. Il est séparé en quatre de façon à :

- Générer un faisceau de détection (détection 1), résonant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ et dont le double passage dans un modulateur acousto-optique (AOM) à 110 MHz permet d'ajuster le désaccord sur quelques Γ,
- Asservir le laser de refroidissement grâce à un battement entre les deux lasers qui permet de connaitre leur écart de fréquence et de le corriger en convertissant cette fréquence en voltage de rétroaction sur l'actuateur piezo-électrique,
- Injecter le premier esclave (esclave 1) après que la lumière soit passée dans un modulateur électro-optique (EOM).
- Asservir une cavité de transfert qui permet d'asservir à son tour la cavité montée dans la cellule à vide.

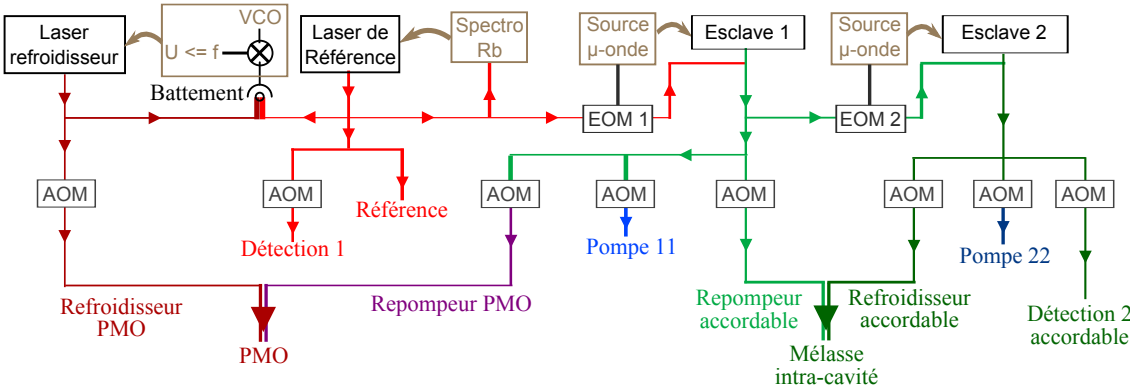


FIGURE 2.23 – Schéma du système laser.

Laser de refroidissement

L'intégralité de la puissance du laser amplifié de refroidissement est dédiée aux six faisceaux qui constituent le piège magnéto-optique. Il faut cependant en prélever quelques milliwatts afin d'assurer l'asservissement en fréquence du laser.

Esclave 1

Le premier esclave sert de repompeur, il adresse la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ afin de ramener dans la boucle de refroidissement les atomes qui se sont désexcités dans l'état fondamental $F = 1$. Ce repompage est nécessaire autant pour le PMO que pour le refroidissement intra-cavité (IC). Comme le décalage lumineux est dépendant de la puissance du piège dipolaire dans la cavité, il faut avoir un laser agile en fréquence, justifiant l'utilisation de l'EOM qui permet, grâce à ses bandes latérales, un changement de fréquence bien supérieur aux quelques dizaines de MHz possible avec les AOM.

On en dérive également un faisceau permettant de pomper optiquement les atomes du niveau $F = 1$ au niveau $F' = 1$.

Esclave 2

Un deuxième laser esclave est injecté par une bande latérale issue de l'esclave 1, après passage dans un second EOM. Cette lumière est séparée en trois faisceaux :

- L'un pour le refroidissement intra-cavité dont la fréquence dépend de la puissance de piégeage, justifiant à nouveau l'utilisation d'un EOM,
- Le deuxième pour effectuer du pompage entre les niveaux F=2 et F'=2,
- Le dernier pour permettre la détection à l'intérieur de la cavité (détection 2).

La table optique se présente comme indiqué sur la figure 2.24 et nous allons détailler dans ce qui suit les quatre blocs qui la composent, c'est-à-dire, l'asservissement du laser de référence sur le Rubidium, l'asservissement du laser refroidisseur PMO par battement avec le laser de référence, l'injection des esclaves par bande latérale des EOM afin de rendre les fréquences largement ajustables, et, finalement, l'ajustement fin des fréquences grâce aux AOM, la coupure des faisceaux et le couplage dans les fibres.

2.3.2 Asservissement du laser de référence

L'asservissement du laser de référence se fait par spectroscopie de transfert de modulation (MTS) [71, 72]. Cette technique utilise la non-linéarité du milieu absorbant, ici

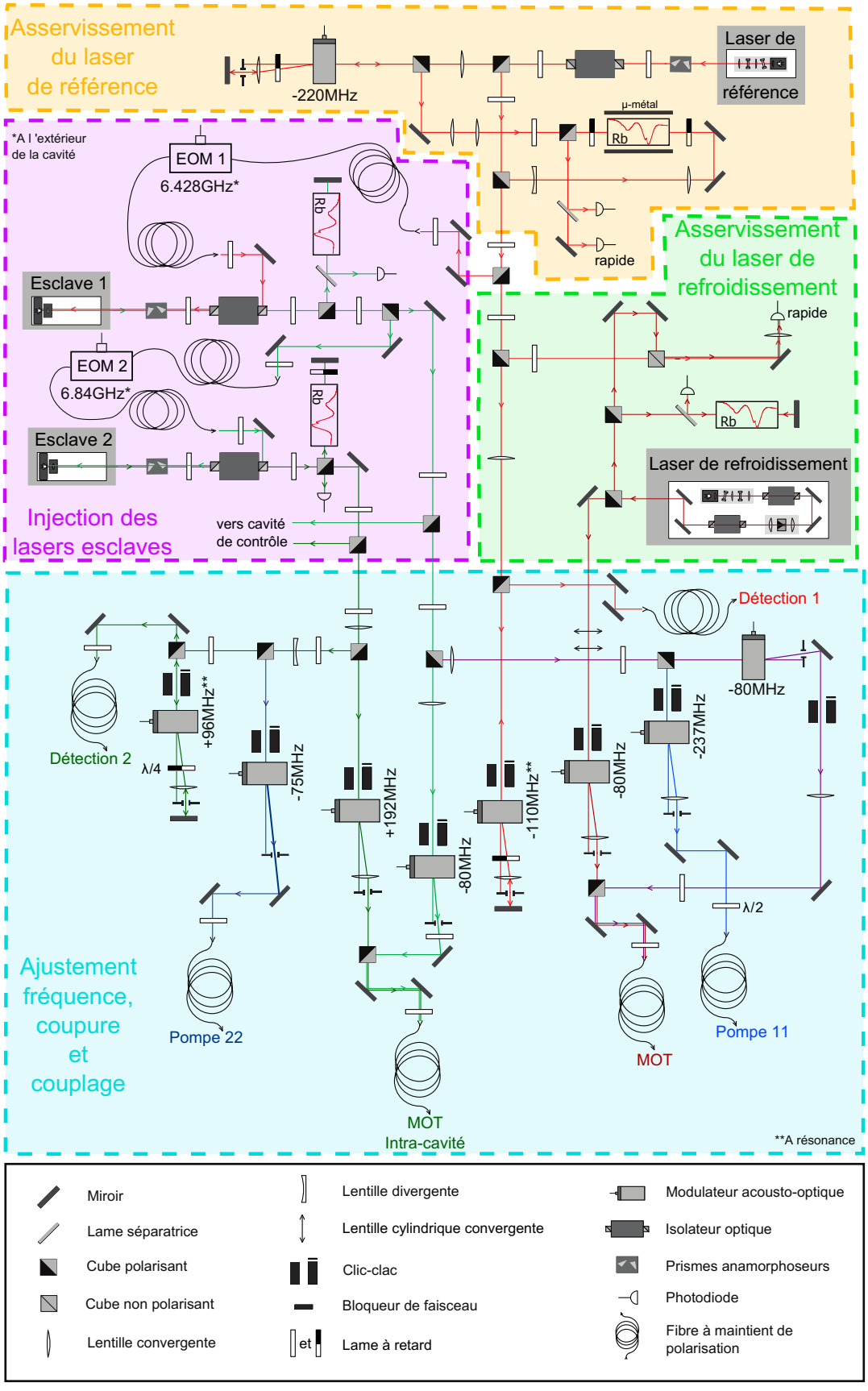


FIGURE 2.24 – Configuration de la table optique permettant le refroidissement des atomes. Voir les sections 2.3.2, 2.3.3, 2.3.4 et 2.3.5 pour les détails.

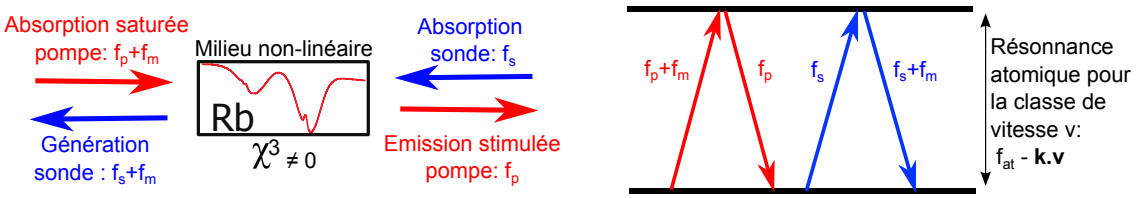


FIGURE 2.25 – Transition à quatre ondes colinéaires. La pompe modulée sature la transition et une onde est générée à base du mélange des trois autres fréquences. La modulation de la pompe est en effet transférée à la sonde.

du Rubidium gazeux à température ambiante, pour transmettre la modulation d'un faisceau pompe, saturant la transition atomique, vers un faisceau sonde contra-propageant, initialement non modulé.

Le schéma expérimental est présenté dans la partie «asservissement du laser de référence» de la figure 2.24. Le faisceau pompe est modulé en fréquence par double passage dans un modulateur acousto-optique réglé sur f_{AOM} = - 220 MHz et modulé à f_m = 3,3 MHz. La pompe, issue de l'ordre -1 de l'AOM, présente donc une porteuse $f_p = f_{laser} + 2f_{AOM}$ et deux bandes latérales à $f_{p_{\pm BL}} = f_{laser} + 2f_{AOM} \pm f_m$. La sonde n'est pas modulée initialement et a la même fréquence que le laser $f_s = f_{laser}$, duquel elle dérive directement. Le faisceau pompe et le faisceau sonde sont superposés dans la cellule de Rubidium et se propagent dans des sens opposés.

Un mélange à quatre ondes est possible dans ce milieu isotrope car la susceptibilité non linéaire du troisième ordre $\chi^{(3)}$ est non nulle [73]. La porteuse de la pompe, à $f_{laser} + 2f_{AOM}$, ainsi qu'une de ses bandes latérales vont se combiner avec la sonde, f_s, pour générer une quatrième onde, $f_{s_{\pm BL}}$, qui correspondra à une bande latérale de la sonde :

$$f_{p\pm BL} + f_s = f_{s_{\pm BL}} + f_p \Leftrightarrow f_{s_{\pm BL}} = f_{laser} \pm f_m$$

Ce processus se produit avec chacune des bandes latérales de la pompe.

On peut comprendre ce phénomène, en regardant la figure 2.25, comme l'absorption d'un photon de la bande latérale supérieure du faisceau de pompe, suivie d'une émission stimulée par la porteuse, accompagnée de l'absorption d'un photon de la sonde et de la réémission d'un photon à $f_{laser} + f_m$ pour satisfaire la conservation de l'énergie. Il y a donc deux conditions à satisfaire ici : il faut que la pompe modulée soit résonante avec la transition atomique pour initier le processus et qu'il y ait conservation d'impulsion dans le processus à quatre ondes. Ces conditions sont satisfaites seulement pour une classe de vitesse atomique $\mathbf{v}$, en effet, la pompe a une fréquence inférieure à la sonde ($f_{AOM} < 0$) donc une longueur d'onde supérieure, il faudra ainsi que les atomes se dirigent vers la pompe afin de pouvoir être simultanément résonnants avec la pompe et la sonde. Ces deux conditions de résonance peuvent respectivement s'écrire sous la forme [74] :

$$f_{laser} + 2f_{AOM} + f_m - \mathbf{k}.\mathbf{v} = f_{at} \tag{2.3.1}$$

$$f_{laser} + 2f_{AOM} + f_m - \mathbf{k}.\mathbf{v} - (f_{laser} + 2f_{AOM} - \mathbf{k}.\mathbf{v}) + f_{laser} + \mathbf{k}.\mathbf{v} = f_{at} \tag{2.3.2}$$

avec f_{at} la résonance atomique au repos, et où $\mathbf{k}.\mathbf{v}$ tient compte du décalage Doppler.

En balayant la fréquence du laser, on observe sur la photodiode lente la spectroscopie d'absorption saturée. Sur la photodiode rapide, on détecte le signal de battement (détection hétérodyne) entre la sonde et ses bandes latérales générées par transfert de modulation : Au sein de la cellule de Rubidium, les deux bandes latérales crées ont une amplitude et une phase différentes en fonction du profil de la réponse spectrale du milieu atomique. En revanche, lorsque la porteuse (la sonde) est à résonance avec la transition

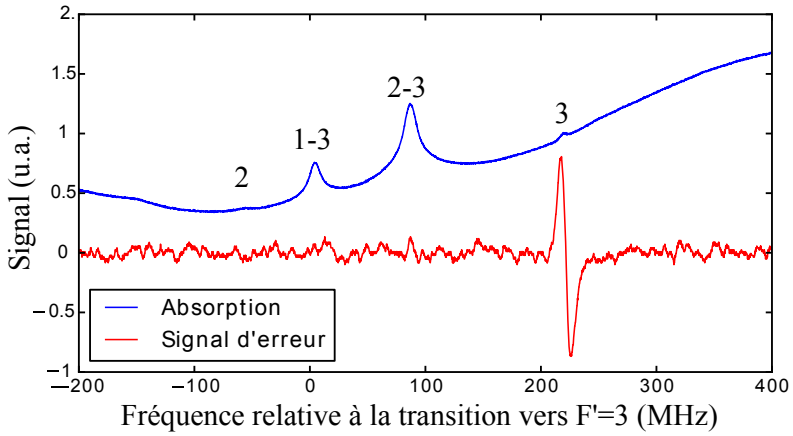


Figure 2.26 – La courbe bleue montre le signal de spectroscopie d'absorption saturée pour la transition F=2→ F' du ^{87}Rb. La courbe rouge présente le signal d'erreur utilisé pour asservir le laser en fréquence. On voit que si l'absorption saturée du faisceau sonde est plus importante sur les mélanges entre deux transitions (pics 1-3 et 2-3) dont la fréquence est la moyenne des deux transitions, le signal d'erreur, lui, est optimal pour la transition cyclante $F = 2 \rightarrow$ F'=3. En effet, le temps d'interaction sur une transition fermée est plus long et donc le signal plus important [75].

atomique, l'hétérodynage de la bande latérale supérieure et de la porteuse et l'hétérodynage de la bande latérale inférieure et de la porteuse s'annulent en raison de la symétrie de la réponse du milieu qui ne favorise alors aucune des deux bandes latérales. Ainsi, en démodulant ce signal à l'aide d'un mélangeur à la fréquence de modulation f_m et dont la phase a été choisie de manière à optimiser le signal d'erreur, puis en filtrant pour supprimer les harmoniques, on obtient un signal d'erreur DC de forme dispersive qui permet d'asservir le laser en fréquence, comme indiqué sur la figure 2.26.

En combinant 2.3.1 et 2.3.2, et d'après la méthode de génération du signal d'erreur, on montre que le laser est asservi à la fréquence $f_{laser} = f_{at} - f_{AOM}$, où le signal d'erreur est nul. Comme f_{AOM} = -220 MHz, le laser sera donc asservi 220 MHz au dessus de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, comme indiqué sur la figure 2.22.

En plus d'éviter la modulation en courant du laser, nécessaire pour la spectroscopie d'absorption saturée par modulation de fréquence [76], utilisée précédemment dans l'équipe, cette technique par transfert de modulation apporte d'autres avantages. Tout d'abord, le signal par transfert de modulation présente un fond très plat et égal à zéro en dehors des transitions hyperfines, ceci étant dû au fait que le transfert de fréquence s'effectue uniquement quand les deux faisceaux sont résonants avec les atomes. De plus, la forme dispersive du signal est très bien centrée sur la fréquence de résonance atomique. A l'inverse, un signal de spectroscopie par modulation de fréquence correspond approximativement à la dérivée du profil d'absorption élargi par effet Doppler et présente un fond courbé qui n'est donc pas exactement nul en dehors des résonances [72]. Ce fond peut donc être sensible aux variations de température qui modifient la distribution en vitesse des atomes. La méthode par transfert de modulation assure un fond quasi-indépendant de l'effet d'absorption linéaire, égal à zéro et stable même en cas de fluctuations de la température, de la puissance lumineuse dans les faisceaux et de leur polarisation. Le signal d'erreur est donc extrêmement robuste.

Le signal d'erreur ainsi obtenu est envoyé sur un régulateur PID, dont la sortie est amplifiée [28] et permet d'asservir le laser par rétroaction sur l'actuateur piézo-électrique

28. AA Lab Systems.

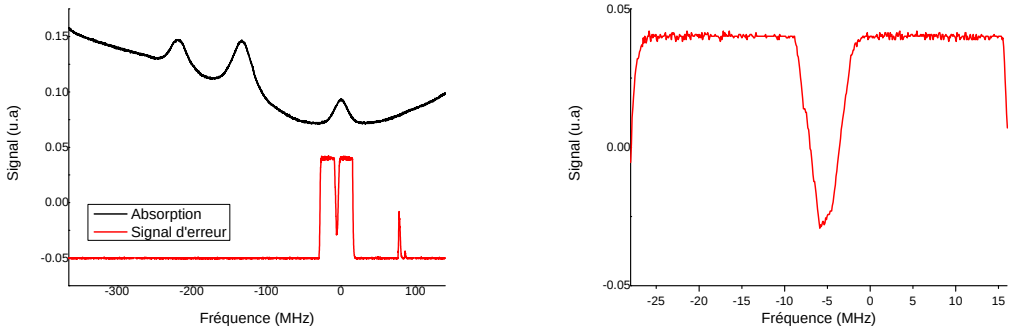


FIGURE 2.27 – (a) Spectre d'absorption du Rb et signal d'erreur en sortie du convertisseur fréquence voltage. (b) Élargissement de la plage d'asservissement. Selon le choix de la pente (ascendante ou descente), il faudra prendre en compte un décalage de fréquence de ± 4MHz. Ici, nous asservissons sur la pente descendante qui correspond à une fréquence plus petite.

supportant le miroir externe de la cavité laser.

2.3.3 Asservissement du laser de refroidissement

Le laser de refroidissement est asservi sur le laser de référence grâce au signal de battement entre les deux lasers. Le schéma expérimental correspond à la partie «asservissement du laser refroidisseur» du schéma 2.24. En superposant exactement les deux faisceaux avec leur polarisation alignée, on peut observer un signal de battement en focalisant l'ensemble sur une photodiode rapide[29]. Le signal se trouve à la fréquence $f_b = f_{réf} - f_{PMO}$, différence de fréquence entre le laser de référence et le laser de refroidissement, et a déjà été présenté sur la figure 2.14. Après amplification, le signal est combiné avec une fréquence fixe f_{VCO}, générée par un oscillateur contrôlé en tension (VCO). L'addition d'un filtre passe bas à 60 MHz permet de conserver uniquement la fréquence $f_b - f_{VCO}$ qui est alors convertie en voltage. Le circuit électronique permettant cette conversion est basé sur le composant Analog Devices AD650, et il délivre une tension maximum de 10V, qui correspond à 8 MHz. Si l'on rajoute une tension de décalage de 5V, c'est-à-dire $f_{déc} = 4$ MHz pour asservir au centre de la plage d'accroche, on aura alors une fréquence pour le laser refroidisseur de $f_{PMO} = f_{réf} - f_{VCO} - f_{déc}$. Or, on veut que le laser soit résonant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ après passage dans un AOM à 80 MHz dont on récupère l'ordre -1 donc il faut choisir $f_{VCO} = 136$ MHz.

Sur la figure 2.27, on voit la spectroscopie d'absorption saturée du Rubidium avec le signal d'erreur correspondant.

La fréquence de ce laser peut être balayée sur une plage de 100 MHz en changeant la fréquence du VCO, cela sera utile par exemple lors de la phase de mélasse où le désaccord est à environ -10 Γ de la résonance, Γ étant la largeur naturelle de la transition. Il est également utile de pouvoir se décaler vers le bleu pour chasser certains atomes du piège. Cependant, les changements de fréquence ne peuvent pas être instantanés si l'on veut conserver l'asservissement du laser, il faut donc faire des rampes de fréquence dans la séquence expérimentale. Une vitesse de balayage de l'ordre de 4 Γ/ms permet de conserver l'asservissement.

29. Hamamatsu, G4176.

2.3.4 Injection des lasers esclaves

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, lorsque les atomes sont piégés dans la cavité, ils subissent un décalage de leurs niveaux d'énergie à cause de la lumière du piège à 1560 nm. Ce décalage dépend de la puissance lumineuse dans la cavité. Afin d'adresser la transition à l'intérieur de la cavité, il nous faut donc une lumière accordable sur une large plage, de plusieurs centaines de MHz, voir 1 GHz.

A l'intérieur de la cavité, nous voulons avoir un repompeur et un refroidisseur. Il nous faut donc simultanément deux lasers largement accordables à deux fréquences différentes. Pour cela, nous allons utiliser deux lasers esclaves. Ces lasers sont des diodes sans cavité externe et sont nommés esclave car ils sont asservis à la fréquence qui leur est injectée.

Le premier esclave, le repompeur, sera injecté par une bande latérale du laser de référence après son passage dans un modulateur électro-optique (EOM) fibré [30]. L'EOM permet de moduler la phase du faisceau incident et crée des bandes latérales décalées d'une fréquence f_{EOM} par rapport à la porteuse, égale à la fréquence du générateur micro-onde [31] qui module l'EOM. Ce générateur est lui-même contrôlé par un microcontrôleur Arduino Due. En jouant sur la température et le courant dans la diode, on peut choisir quelle bande latérale est sélectionnée. Ici, c'est la fréquence la plus élevée qui est imposée à l'esclave. Ainsi, en réglant $f_{EOM_1} \approx 6,8$ GHz, le laser est résonnant avec la transition F=1→ F'=2, comme indiqué sur la figure 2.22. Comme le décalage en fréquence entre la porteuse et les bandes latérales est important, seule l'une des bandes latérales peut être sélectionnée, malgré le fait que la puissance dans la porteuse soit plus importante. On peut vérifier ce fonctionnement monomode en couplant la lumière issue de cet esclave dans une cavité de contrôle et utiliser une spectroscopie d'absorption saturée pour vérifier que la bonne bande latérale a été sélectionnée. Ce montage est présenté sur la partie "Injection des lasers esclaves" de la figure 2.24.

Le premier esclave peut servir à la fois de repompeur au niveau du PMO et également de repompeur dans la cavité car les deux fréquences ne seront jamais utilisées en même temps. En effet, les atomes sont piégés dans le PMO à un moment donné et se trouvent dans la cavité seulement plus tard. Il suffit donc de modifier la fréquence de l'EOM_1 en fonction de la phase de l'expérience.

Le deuxième esclave sert quant à lui de refroidisseur intra-cavité, il est donc résonnant avec la transition, modifiée par la lumière de piégeage, $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Pour cela, on utilise un deuxième EOM, contrôlé de la même manière que le premier, qui module un faisceau issu du laser esclave 1. En utilisant à nouveau une fréquence proche de la fréquence entre les deux niveaux hyperfins du fondamental $f_{EOM_2} \approx 6,8$ GHz, mais en injectant cette fois la bande latérale inférieure, on peut adresser la transition cyclante pour refroidir les atomes dans la cavité, en ajustant la fréquence de l'EOM 2 en fonction de l'intensité de la lumière à 1560 nm.

Ce système permet une grande accordabilité, la plage de modulation de l'EOM étant de 10 GHz. La finesse de la cavité détermine l'intensité lumineuse à chaque site de piégeage pour une puissance lumineuse d'entrée dans la cavité fixée. Ainsi, ce système, qui avait été préalablement pensé pour une cavité de haute finesse, impliquant un fort décalage des niveaux d'énergie, s'adapte très bien à une cavité de finesse plus faible, comme la cavité macroscopique que nous avons installée dans un premier temps.

2.3.5 Ajustement en fréquence, coupure et couplage des faisceaux

Maintenant que tous les lasers sont asservis à la fréquence désirée, il ne reste plus qu'à en dériver les différents faisceaux décrits dans la section 2.3.1 et à les coupler dans

30. Photline modèle NIR-MPX800-LN-10-P-P-FA-FA : Bande passante 10 GHz
31. Hittite, modèle HMC-C070 : fréquence 5,5-10,5 GHz, puissance 21 dBm, résolution 1,2 Hz.

des fibres optiques. Ceci est présenté dans la partie "Ajustement en fréquence, coupure et couplage" de la figure 2.24.

Séparation des faisceaux et ajustement en fréquence

La séparation des faisceaux se fait grâce à des cubes séparateurs polarisant précédés de lames demi-onde, on peut ainsi choisir le ratio de lumière dans chaque faisceau en modifiant l'angle de la lame à retard.

Chaque faisceau dérivé des quatre lasers traverse un modulateur acousto-optique [32] (AOM) avant d'être couplé dans la fibre. Pour que la diffraction de Bragg du faisceau incident sur les fronts d'onde acoustiques se propageant dans le cristal de l'AOM soit optimale, il faut adapter la taille du faisceau. Pour cela, des lentilles convergentes sont placées en amont des AOMs, leur distance focale, de l'ordre de la dizaine de centimètres, dépend des faisceaux. Ces AOM ont un double rôle : ils permettent d'ajuster la fréquence sur la transition hyperfine à adresser, en sélectionnant l'ordre de diffraction ± 1. Par exemple, l'esclave 1 sert à adresser les transitions $F = 1 \rightarrow F' = 2$ et $F = 1 \rightarrow F' = 1$, ce sont les AOM qui permettent de décaler la fréquence pour le rendre résonant avec la transition pour repomper d'une part et la pompe 11 d'autre part. Les AOM servent également à couper les faisceaux très rapidement, en un temps de l'ordre de la vingtaine de nanosecondes.

La radiofréquence (RF) pour chaque AOM est générée par un VCO, suivi d'un atténuateur électronique [33], qui permet de faire varier la puissance RF est donc la puissance optique dans l'ordre diffracté, d'un interrupteur électronique [34], qui permet de couper la RF, et finalement d'un amplificateur [35]. Cependant, l'extinction n'est jamais totale, surtout lorsque la puissance lumineuse dans le faisceau incident est importante. C'est pourquoi on ajoute des obturateurs mécaniques sur chaque faisceau.

Obturateurs mécaniques

Ces obturateurs [36] sont constitués d'un aimant qui permet de maintenir un petit barreau dans la position qui correspond à la fermeture du volet et d'une bobine, qui, lorsqu'un courant la parcourt, crée un champ magnétique qui déplace le barreau, entrainant l'ouverture du volet. Pour que l'obturateur soit ouvert quand aucun courant ne traverse la bobine, il suffit de retourner l'aimant. Les obturateurs fonctionnent sous une tension d'environ 3V.

En fonction de la taille du faisceau, le temps d'ouverture et de fermeture [37] est de quelques centaines de microsecondes. Cependant, il y a toujours un délai entre le début de l'impulsion en courant et le moment ou le faisceau commence à être coupé. Ce délai, de quelques millisecondes typiquement, dépend de la position du faisceau par rapport au volet et est mesuré pour chaque obturateur afin d'envoyer le signal en avance pour compenser ce délai. Il faut d'ailleurs faire attention à bien positionner le faisceau pour qu'il ne soit pas dans la zone de rebond du volet, en effet, lors de l'ouverture par exemple, le volet va venir taper sur un piton d'arrêt et y rebondi légèrement, ce qui peut venir partiellement bloquer le faisceau si celui-ci est trop proche.

Sur la figure 2.28, un exemple d'un tel signal est montré. On voit qu'il y a bien un délai entre le moment où le signal de fermeture passe de 0 à 5 Volts et le moment où la

32. Crystal Technology, série 3000
33. Mini-circuits, ZMAS-3
34. Mini-circuits, ZASWA-2-50DR+
35. Mini-circuits, ZHL-3A
36. Sunex, SHT934, obturateur pour appareil photographique
37. variation de 10% à 90% de la puissance lumineuse transmise

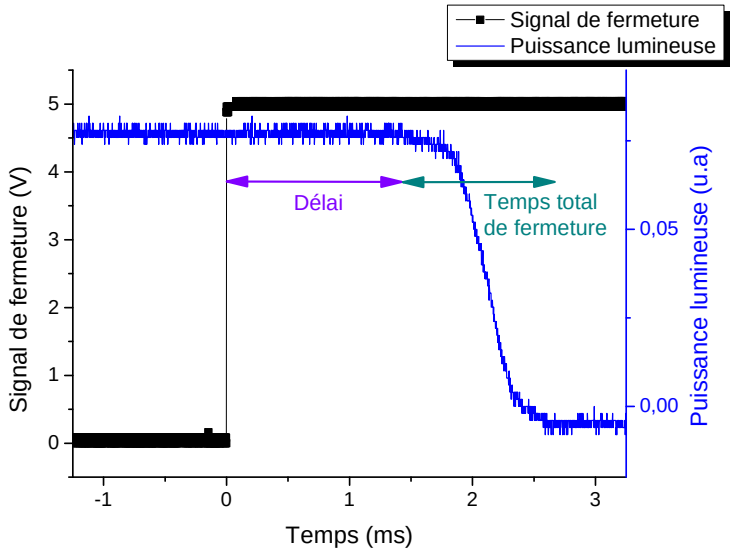


Figure 2.28 – Exemple de fermeture d'un obturateur mécanique. Ici, le délai entre le signal de fermeture et le début de la diminution de luminosité du faisceau est d'environ 1,3 ms. Le temps de fermeture entre 10% et 90% est aux alentour de 500 μs mais le temps total de fermeture que l'on indiquera dans le programme et qui doit contenir une marge de sécurité afin de s'assurer que le faisceau est bien coupé sera environ trois fois plus important.

puissance lumineuse commence à décroitre.

Le mouvement rapide du volet crée des vibrations sur la table optique. Pour éviter que cela ne perturbe les lasers, les obturateurs sont collés sur un socle massif, lui-même posé sur de la sorbothane, un polymère viscoélastique qui permet d'absorber les vibrations. Avec un tel dispositif, aucun effet perturbant n'est visible sur la fréquence des lasers à l'ouverture ou à la fermeture des obturateurs, prouvant son efficacité ainsi que la robustesse des lasers. De plus, avec les socles plus légers utilisés précédemment dans l'équipe, l'actionnement répété du mécanisme provoquait une dérive lente de la position de l'obturateur par rapport au faisceau, ceci engendrait une modification sur les délais d'ouverture et de fermeture du volet, allant jusqu'à déplacer le volet hors du trajet du faisceau. Pendant les plusieurs mois d'opération de l'expérience, un tel comportement n'a pas été observé avec ce nouveau système de fixation des obturateurs, plus robuste, cela évite des ré-alignements optiques trop fréquents.

Pour couper le faisceau du PMO dont la puissance avoisine le Watt, on utilise un autre type d'obturateur [38] dont le volet est en fait un miroir métallique très fin. Il permet de renvoyer la lumière sur un bloqueur de faisceau lorsqu'il n'est pas utilisé. En effet, d'expérience, une telle puissance perce en quelque secondes un trou dans le volet en plastique des obturateurs mentionnés précédemment.

Avec la combinaison des AOM et des obturateurs mécaniques, nous avons un système qui permet l'extinction rapide, en une vingtaine de nanosecondes, et complète, après quelques centaines de microsecondes, des faisceaux.

AOM en double passage

Pour la plupart des faisceaux, la fréquence de l'AOM est fixée pour être résonnante avec la transition atomique à adresser et n'est jamais modifiée. En effet, une modification

38. qui fonctionne avec une tension de 12V

de la fréquence de l'AOM entraine une modification de l'angle du faisceau diffracté, et donc une baisse de la puissance couplée dans la fibre optique.

Cependant, les deux faisceaux de détection présentent un schéma différent. En effet, pour optimiser la détection ou détecter les atomes dans différents états, on fait varier de quelques Γ le désaccord des faisceaux de détection. Les AOMs sont donc utilisés en double passage [77] : l'ordre sélectionné est rétro-réfléchi par un miroir et repasse au travers l'AOM à contre sens. Entre l'AOM et ce miroir, l'ordre zéro est bloqué, une lentille permet de collimater puis refocaliser le faisceau dans l'AOM et une lame quart d'onde permet de faire tourner la polarisation de 90° et donc de séparer, sur un cube séparateur polarisant, le faisceau incident du faisceau réfléchi dont la fréquence a été modifiée de $\pm 2 f_{AOM}$ en fonction de l'ordre choisi. Le double passage rend la direction du faisceau insensible aux variations de fréquence de l'AOM car si le faisceau est dévié vers la droite à l'aller, il sera dévié du même angle vers la gauche au retour.

Couplage dans les fibres

Il ne reste maintenant plus qu'à coupler les différents faisceaux dans des fibres optiques afin d'en nettoyer le mode et de les amener jusqu'à la cellule à vide où se trouvent les atomes. Les faisceaux refroidisseurs et repompeurs sont combinés au sein d'une même fibre. Comme ces faisceaux ne sont pas strictement identiques, leur divergence n'est en effet pas la même, on choisit d'optimiser le couplage du faisceau refroidisseur et, en ajoutant une lentille convergente de grande focale sur le chemin du faisceau repompeur, on essaye d'optimiser le couplage de repompeur sans plus toucher à la position z de la lentille du collimateur.

Pour le faisceau issu du laser refroidisseur amplifié par le TA, on ajoute également un télescope de lentilles cylindriques afin de corriger l'ellipticité et l'astigmatisme du faisceau. Ces lentilles sont positionnées avec un angle d'environ 45° par rapport au grand axe de l'ellipse de sortie du TA car c'est ainsi que l'on obtient la meilleur efficacité dans l'AOM et le meilleur couplage dans la fibre.

Les fibres utilisées sont à maintien de polarisation, une lame demi-onde avant le coupleur permet d'aligner la polarisation du faisceau incident avec l'axe de la fibre. L'efficacité de couplage dans la fibre est en moyenne de 75%, sauf pour les repompeurs où elle est plutôt de l'ordre 60%. L'efficacité de la conversion se situe autour de 80% pour les AOM en simple passage et 65% pour les AOM en double passage. Il y a donc environ un facteur 2 entre la puissance mesurée avant l'AOM et celle mesurée en sortie de fibre optique.

2.3.6 Boîte séparatrice de faisceaux fibrée

Pour réaliser un piège magnéto-optique, il faut combiner la lumière pour refroidir, résonnante avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, et celle pour repomper, résonnante avec $F = 1 \rightarrow F' = 2$, puis en dériver six faisceaux qui seront contra-propageants par paires dans les trois directions orthogonales de l'espace. La combinaison du repompeur et du refroidisseur à déjà été décrite dans la section précédente, on veut maintenant obtenir six fibres à partir de la fibre unique dans laquelle sont couplées ces deux fréquences.

Afin d'avoir un système compact et robuste dans le temps, nous avons décidé de construire notre propre boîte de séparation de faisceaux [39], présentée sur la figure 2.29 [30, 78, 79]. Il en existe commercialement [40] mais les prix sont élevés et ils comportent beaucoup de degrés de liberté pour optimiser le couplage, les rendant instables dans le temps et impliquant un réalignement fréquent.

39. Conception par Sébastien Garcia [30], réalisation : Francesco Ferri [78] et Torben Pöpplau.
40. Fiber Port Clusters for Magneto Optical Traps, Schäfter + Kirchhoff, prix avoisinant les 20 000 euros

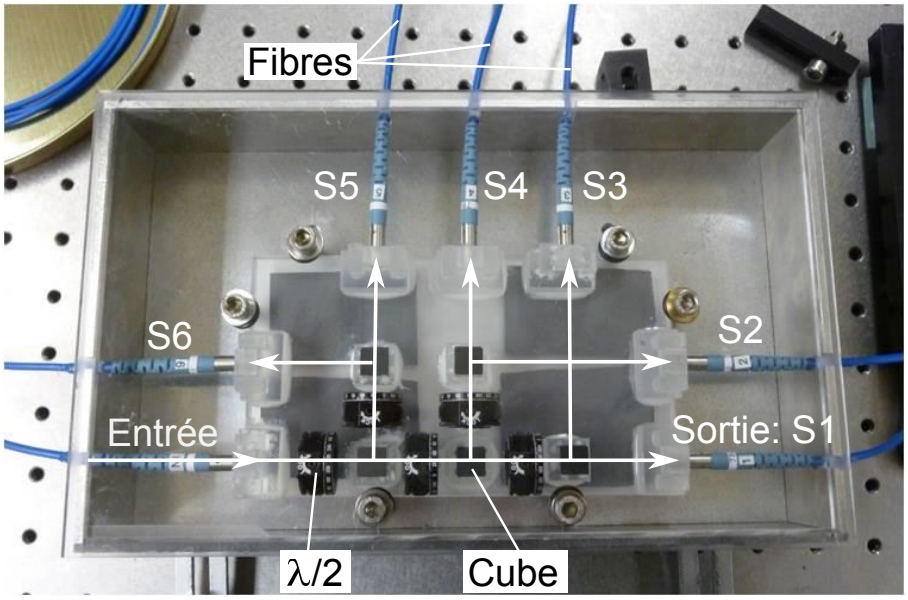


Figure 2.29 – Boîte séparatrice de faisceaux

Construction

Nous avons choisi, pour les mêmes raisons de stabilité que pour les lasers à cavité étendue, de coller l'intégralité des composants de cette "boîte séparatrice". La technique de collage utilisée est la même que pour la réalisation des lasers à cavité étendue. Le collage s'effectue à la colle UV en fixant chaque élément sur les cotés avec deux blocs en silice fondue. Il s'agit encore une fois des choisir savamment les matériaux afin de minimiser les fluctuations thermiques.

Tous les éléments sont collés sur une plaque en silice fondue d'un centimètre d'épaisseur dont le coefficient d'expansion thermique est de $0{,}5.10^{-6}K^{-1}$. En effet, ici, il n'y a aucun élément chauffant nécessitant un asservissement en température, on peut donc choisir de la silice comme support de base.

Toujours dans le but d'assurer un maximum de stabilité, nous avons choisi d'utiliser exclusivement des fibres à maintien de polarisation dont la lentille de collimation est déjà collée en usine à la bonne distance de la fibre [41]. Ces fibres sont connues sont le nom de "pigtail fibers".

Le schéma de séparation est le suivant : le faisceau incident rencontre une première lame demi-onde suivie d'un cube polarisant. L'angle de la lame $\lambda/2$ peut être ajusté afin de répartir la proportion de lumière qui va de chaque coté du cube. Chacun des deux faisceaux obtenus est à son tour divisé de la même manière et ainsi de suite jusqu'à obtenir 6 faisceaux sortants.

Chaque fibre doit être collée avec précision dans les directions transverses du faisceau collimaté incident mais également avec le bon angle pour permettre le maintien de la polarisation dans la fibre. La fibre est donc installée dans une monture [42] provisoire permettant tous ces mouvements avant d'être collée dans sa position définitive. Les efficacités de couplage sont comprises entre 70% et 80%, ce qui donne une trentaine de milliWatts en sortie de chaque fibre.

Le tout est protégé dans une boîte sur laquelle les fibres sont collées afin d'éviter que les contraintes lors de la manipulation des fibres ne se répercutent directement sur la partie la plus critique.

41. Thorlabs, sur demande, focale du collimateur = 4,7 mm
42. Newport, modèle FPR2-C1A

Fonctionnement

La boîte séparatrice qui sert pour le PMO fonctionne très bien et est extrêmement stable dans le temps, aucune perte de puissance n'a été détectée en sortie des fibres en presque un an et les fluctuations sur de longues périodes sont de l'ordre de 3-4%. Une deuxième boîte a été construite pour le refroidissement intra-cavité. Celle-ci est en place depuis moins longtemps mais semble marcher tout aussi bien.

Cependant, nous observons des fluctuations de polarisation en sortie de la fibre d'entrée, malgré le fait que ce soit des fibres à maintien de polarisation, qui se traduisent par des fluctuations de puissance de près de 10 % après les cubes polariseurs. Or, si la polarisation dans la fibre incidente fluctue, ceci induit une fluctuation dans la répartition en puissance des faisceaux. Cela se répercutera principalement lors de la phase de mélasse où le gradient magnétique est éteint, laissant au faisceaux seuls le soin de refroidir les atomes. Si les faisceaux ne sont pas bien équilibrés, les atomes sont poussés, donc accélérés, dans la direction de plus forte puissance.

Pour corriger cet effet, le refroidisseur et le repompeur pourraient arriver par des fibres optiques séparées afin qu'un polariseur soit installé à la sortie de chacune de ces fibres, ce qui est impossible dans la configuration actuelle puisque repompeur et refroidisseur ont des polarisations orthogonales. Avec les polariseurs, la puissance totale pourrait varier mais elle resterait égale pour chaque faisceau les uns par rapport aux autres. Il faudrait alors rajouter la combinaison des faisceaux repompeur et refroidisseur dans la boîte, en ajoutant un cube polariseur supplémentaire.

Conclusion

Nous disposons maintenant d'un système laser complet permettant le refroidissement des atomes jusqu'à la dizaine de microKelvin. Il est composé de deux diodes lasers à cavité étendue dans une configuration «œil de chat» permettant une meilleure stabilité et de deux diodes esclaves, agiles en fréquences, qui permettent aussi bien d'adresser les transitions des atomes de Rubidium en espace libre que piégés dans une cavité par une lumière à 1560 nm qui décale leurs niveaux d'énergie.

Le laser de référence est le seul à être asservi directement sur le Rubidium, par une méthode de spectroscopie par transfert de modulation. Le laser permettant le refroidissement des atomes pour former le piège magnéto-optique est asservi en fréquence par rapport au laser de référence grâce au signal de battement entre ces deux lasers. Le premier esclave est injecté par une bande latérale issue du passage du laser de référence dans un modulateur électro-optique. Il permet d'obtenir un repompeur agile en fréquence capable de rempomper aussi bien les atomes du PMO que ceux piégés dans la cavité. Un deuxième esclave, injecté de la même façon par une bande latérale issue de la modulation du premier esclave sert de refroidisseur accordable pour les atomes piégés dans la cavité. Des faisceaux de détection et de pompage sont également dérivés de ces quatre sources lasers, chaque faisceau étant associé à un AOM et un obturateur mécanique afin d'assurer l'ajustement fin en fréquence et de pouvoir couper rapidement et complètement chaque faisceau indépendamment lorsqu'ils ne sont pas utilisés.

Les faisceaux refroidisseurs et repompeur pour le piège magnéto-optique d'une part, et pour le refroidissement intra-cavité d'autre part, sont combinés ensemble puis séparés en six faisceaux à l'aide de boîtes séparatrices extrêmement robustes et sans degrés de liberté ajustable. Les autres faisceaux sont également couplés dans des fibres optiques afin de les acheminer vers l'enceinte à vide de l'expérience, que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

Chapitre 3
Dispositif experimental

Ce chapitre sera consacré à la présentation détaillée du dispositif expérimental, centré autour de la cellule à vide contenant les atomes. Nous commencerons par présenter le système à vide contenant la cavité optique, qui a été conçu pour allier efficacité et compacité. Puis nous passerons en revue les caractéristiques des bobines permettant l'obtention des champs et de gradients magnétiques. Dans un troisième temps, nous rappellerons le fonctionnement d'un piège magnéto-optique et nous détaillerons le montage optique qui rend sa réalisation et son imagerie possible. Nous détaillerons ensuite les procédures d'optimisation du refroidissement des atomes à partir d'un piège magnéto-optique puis nous terminerons ce chapitre par la mise en place de deux types de pièges conservatifs : un piège magnétique et un piège dipolaire. Le piège dipolaire est utilisé pour le transport des atomes depuis la position du PMO jusqu'à la cavité. Grâce au piège magnétique, un refroidissement évaporatif est envisagé avant le chargement du piège dipolaire afin d'y optimiser le transfert.

3.1 Système à vide

Un critère important pour les expériences visant à étudier des atomes froids est l'obtention d'un long temps de vie de ces derniers dans leur piège, ici à l'intérieur de la cavité optique. Pour satisfaire ce critère, un vide poussé, de l'ordre de 10^{-10} mbar, est requis dans la cellule. En effet, plus le vide est poussé, plus les pertes dues aux collisions avec les atomes résiduels dans la cellule seront réduites, allongeant ainsi le temps de vie des atomes dans un piège.

Pour réaliser un tel vide, nous utilisons différentes pompes, dont la dernière fonctionne de façon continue afin de maintenir le vide. Il faut également choisir avec soin tous les matériaux utilisés dans le vide afin de sélectionner uniquement ceux qui présentent un faible taux de dégazage. Une fois les matériaux choisis, chaque pièce en contact avec le vide est soigneusement nettoyée.

3.1.1 Cellule

Le coeur de l'expérience est constitué par la cellule en verre [1] de $35 \times 35 \times 45$ mm, présentée sur la figure 3.1. Ses faces sont traitées avec un revêtement anti-réfléchissant à 780 nm, le sixième coté est ouvert et permet l'introduction de la cavité.

Afin de relier la cellule au système de pompage, la face opposée à l'ouverture est percée en son centre d'un trou de 27 mm de diamètre, à l'aide d'une fraise creuse diamantée.

1. Hellma, ref. 700.057, confectionné à partir du verre "Optical Glass" B 270-Superwite de SCHOTT DESAG dont le coefficient d'expansion thermique est $8{,}2.10^{-6}$ K^{-1}.

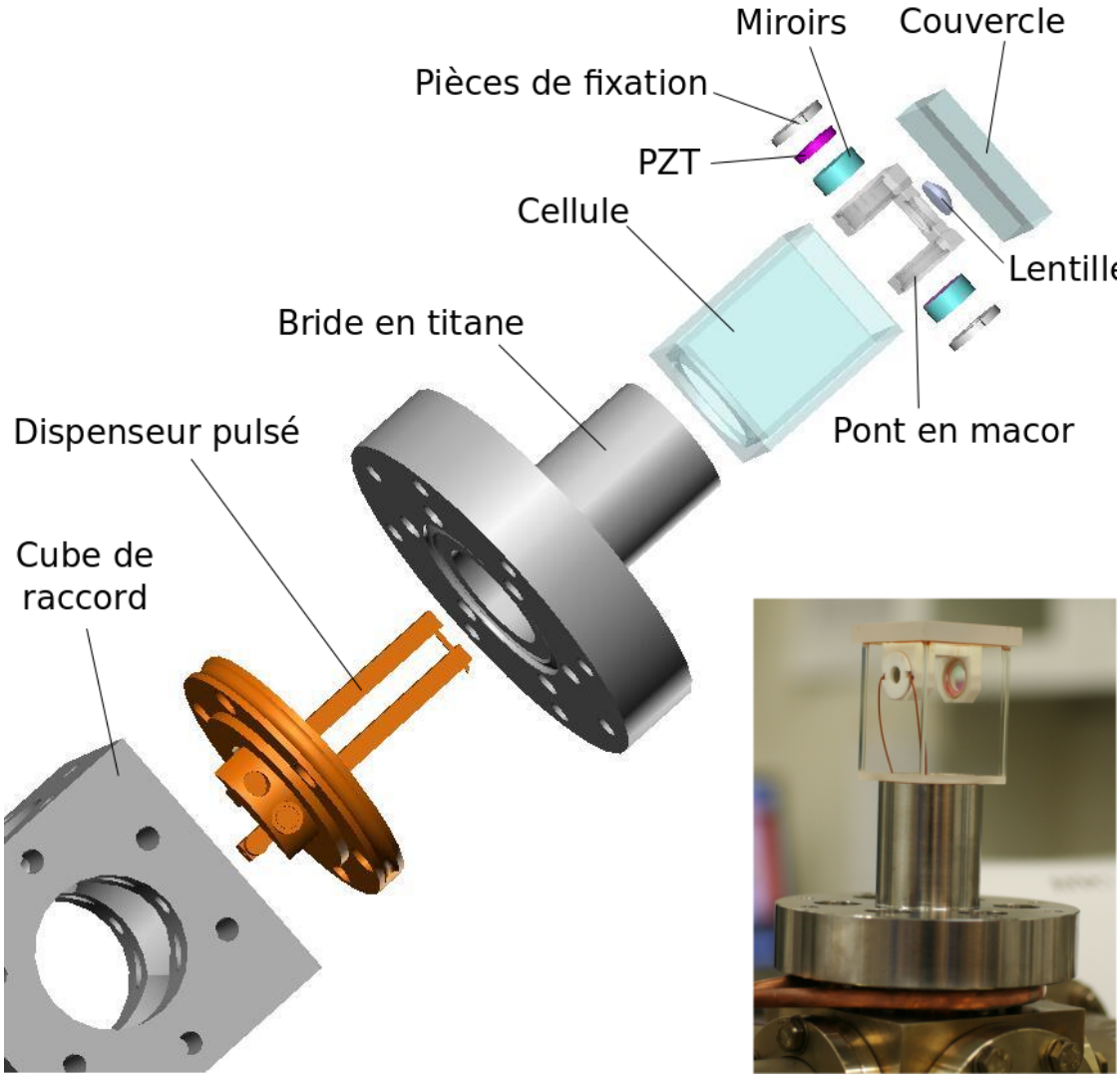


FIGURE 3.1 – Vue éclatée de la cellule à vide et de la cavité macroscopique. En bas à droite est présentée une photographie du montage une fois terminé.

Pour éviter que le verre ne se brise au cours du fraisage, l'avancée de l'outil est lente [2] et la cellule est régulièrement aspergée d'eau pour la refroidir. Le forage se fait de l'intérieur vers l'extérieur de la cellule, permettant ainsi qu'elle repose sur une pièce de Téflon, minimisant les contraintes sur le verre. La cellule ainsi percée est collée sur une bride en titane, à l'aide de colle époxy [3]. Il faut prendre soin de répartir la colle uniformément sur le contour afin que la couche soit fine et continue. En effet, la colle, même si elle est spécifiée pour le vide, sera toujours un moins bon rempart à la diffusion de particules en provenance de l'extérieur que le verre ou le métal. Pour cette raison, on positionne l'assemblage de la bride en titane et de la cellule à l'envers pendant la phase de séchage de la colle afin que le poids du titane chasse la colle superflue au niveau de la jonction verre-titane. Le durcissement de la colle s'effectue en chauffant l'ensemble de façon homogène, autour de 120°C pendant quelques heures.

Le choix du matériau de la bride tient au fait que le coefficient d'expansion thermique du Titane est très proche de celui du verre de la cellule, $8{,}6.10^{-6}$ K^{-1} pour le Titane, $8{,}2.10^{-6}$ K^{-1} pour le verre de la cellule. Ainsi, lors de l'étuvage, c'est-à-dire du chauffage permettant le dégazage des matériaux, le verre et le titane se dilateront de façon similaire évitant toutes contraintes excessives sur le verre, élément le plus fragile. La pièce en Titane a été faite sur mesure et présente un couteau à son autre extrémité permettant de sceller le vide. Elle a été préférée aux transitions verre-métal commerciales qui sont plus longues et auraient allongé les barres du dispenseur pulsé dont nous reparlerons en détails dans la partie 4.3.

3.1.2 Cavités

Cavité macroscopique

La cellule est fermée avec une fenêtre [4] également traité anti-reflet à 780 nm sur laquelle est collée une pièce en Macor, appelé "pont" en référence à sa forme. Ce pont permet d'accueillir la lentille à grande ouverture numérique [5] et de fixer les deux miroirs macroscopiques qui forment la cavité. Ces miroirs [6] sont recouverts d'un revêtement diélectrique qui les rend réfléchissants à 780 et 1560 nm. L'un des deux est monté sur un élément piézoélectrique en anneau [7] afin de permettre de balayer la longueur de la cavité et de l'asservir sur la transition atomique. Cette pièce en Macor assure également la bonne distance entre le centre de la cavité et la lentille, c'est à dire la distance de travail de 5,92 mm de la lentille, la longueur focale de la lentille étant de 8 mm.

Tous les collages sont effectués avec la colle époxy mentionnée précédemment [3] et l'assemblage final est chauffé pour permettre le durcissent de la colle. La figure 3.2 présente le résultat du collage de la cavité macroscopique sur le couvercle de la cellule. Ce couvercle est ensuite collé sur la cellule en prenant les mêmes précautions que lors du collage de la cellule sur la bride en titane.

Conception de la cavité fibrée

L'expérience a été pensée pour être utilisée avec une cavité fibrée dont le montage est différent de celui de la cavité macroscopique. La cavité fibrée se compose de deux fibres, dont l'extrémité a été usinée avec un laser CO_2 afin d'y former une dépression concave. L'ablation par laser CO_2 permet d'avoir une surface de rugosité extrêmement faible. Cette

2. Environ 1 mm/min.
3. Epotek 353 ND
4. Optosigma, 044-1955, planéité $\lambda/20$
5. Thorlabs Geltech asphérique 352240-B en verre ECO-550, ouverture numérique : 0,5
6. Rayon de courbure : 100 mm
7. Noliac, NAC2123

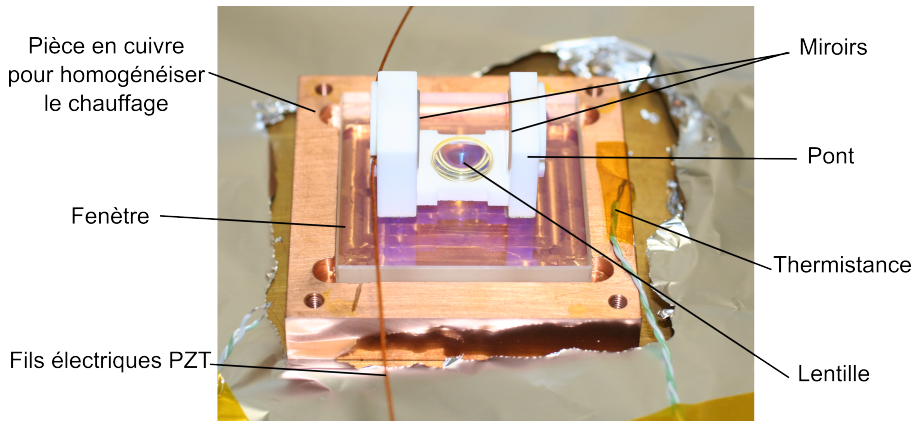


FIGURE 3.2 – Assemblage de la cavité macroscopique et de la lentille à grande ouverture numérique. Cette image a été prise à la fin du collage : la fenêtre est positionnée dans une pièce en cuivre permettant d'homogénéiser le chauffage et d'éviter les gradients de température sur le verre. Une thermistance permet de contrôler la température. On distingue également les fils électriques de connexion de l'actuateur piezo-electrique (PZT).

dépression, une fois recouverte d'un revêtement diélectrique, forme un miroir. En alignant précisément deux fibres ainsi modifiées, une cavité Fabry-Perrot fibrée stable et de haute finesse est ainsi créée.

Les fibres sont collées dans des "V-grooves", des supports avec une rainure en forme de V où les fibres peuvent être maintenues. Les deux actuateurs piézoélectriques utilisés dans ce cas sont à cisaillement, comme ceux utilisés pour les lasers oeil de chat présentés dans 2.2.1. Ils seront collés sur un pont en Macor, dont la forme est différente de celui de la cavité macroscopique mais permet également de fixer la lentille à forte ouverture numérique. Les V-grooves sont collés sur ces actuateurs par l'intermédiaire de pièces de fixations en silice fondue, selon le même protocole que pour les lasers oeil de chat, permettant ainsi l'alignement précis de la cavité. On voit sur la figure 3.3 que les V-grooves sont taillés en biais afin de permettre la collection maximale de lumière par la lentille à forte ouverture numérique. De plus, ils sont également taillés de biais sur les cotés, comme le montre la vue de dessous sur la figure 3.4, afin d'avoir un accès optique à la cavité maximal. En effet, si l'on veut effectuer du refroidissement intra-cavité ou que l'on veut adresser les atomes avec des faisceaux Raman, il faut prévoir les angles d'entrée les plus larges pour atteindre ce petit volume.

Le montage de cette cavité fibrée est une étape très critique étant donnée la précision à laquelle doivent être collées les pièces et sera décrit dans la thèse de Francesco Ferri [80], quant à la formation des miroirs sur les bouts des fibres, les thèses Sébastien Garcia [30] et Konstantin Ott [81] y font largement référence.

Cette cavité aura une longueur de 100 μm environ, on ne peut donc pas effectuer le piège magnéto optique directement au sein de cette cavité (comme cela aurait pu être le cas au sein de la cavité macroscopique). Ceci implique que les atomes doivent être capturés en dehors de la cavité puis transportés en son centre. Le nuage doit alors avoir une taille inférieure à la distance entre les deux miroirs. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser un piège dipolaire se déplaçant perpendiculairement à son axe de propagation. Ceci sera réalisé à l'aide d'un déflecteur acousto-optique dont le fonctionnent sera détaillé dans le chapitre 5.

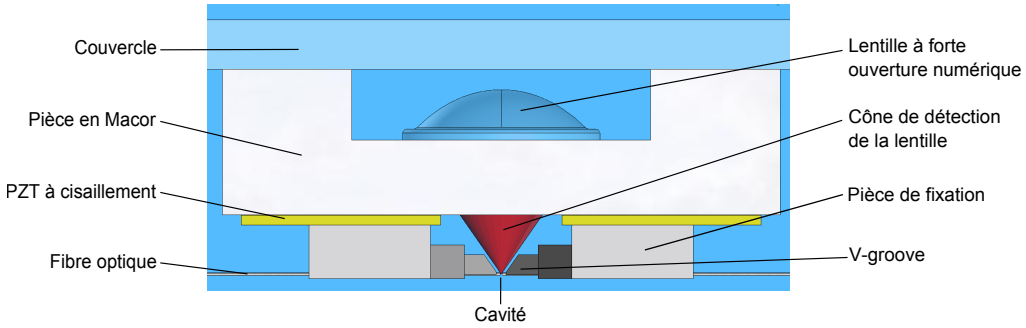


FIGURE 3.3 – Vue de coté du dispositif de montage de la cavité fibrée. On voit que les V-grooves sont taillés afin de recueillir toute la lumière possible avec la lentille à forte ouverture numérique.

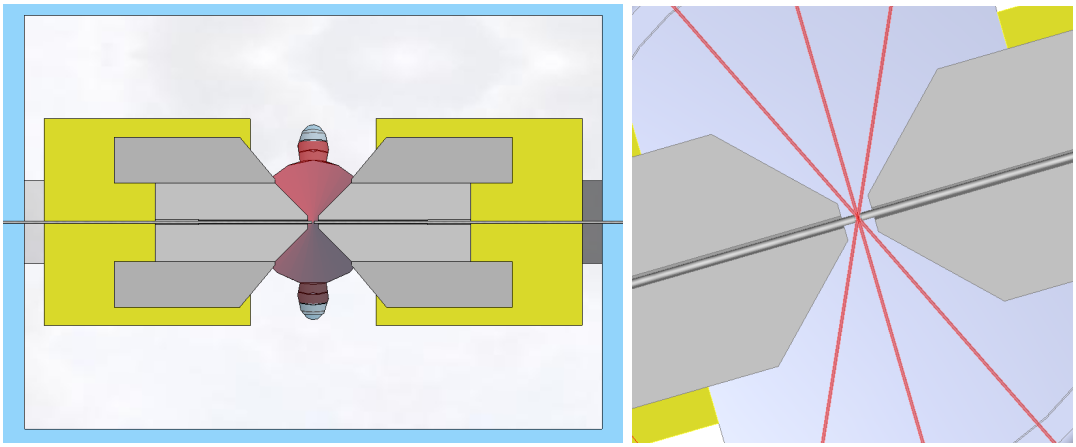


FIGURE 3.4 – Vue de dessous du dispositif de montage de la cavité fibrée. Les "V-grooves" sont également taillés en biais dans ce plan afin de permettre l'accès optique à la cavité, comme le montre le zoom sur la droite.

3.1.3 Système de pompage

Un cube de raccord (voir la figure 3.1) permet de connecter la cellule avec le système de pompage. Afin d'avoir un accès optique supplémentaire à la cavité, une fenêtre optique commerciale intégrée à une bride pour le vide, est positionnée sur la face du cube opposée à la bride en titane, et donc à la cellule. Sur ce cube de raccord est également connecté le passage étanche pour les connexions électriques : l'alimentation en tension pour l'actuateur piézo-électrique et l'une des bornes du dispenseur pulsé. En face de ce passage électrique est connecté une croix à quatre voies permettant de relier la cellule à vide avec le système de pompage, comme le montre la figure 3.5. Ce dernier se compose d'une vanne où est connectée une pompe ionique [8], d'une pompe à sublimation de titane et d'une vanne pour connecter la pompe turbomoléculaire [9], pompée par une pompe primaire à palettes.

Une des connexions restantes du cube de raccord est occupée par une sonde de pression [10] permettant de contrôler la pression lorsque celle ci est inférieure à 10^{-4} mbar, et la dernière est fermée par une bride pleine.

8. Meca 2000, modèle PID 25 : 25L/s
9. Pfeiffer, HiCube
10. Ionivac, IE 514 (15867) pression de 1.10^{-4} à 2.10^{-12} mbar utilisé avec l'unité de contrôle IM 520

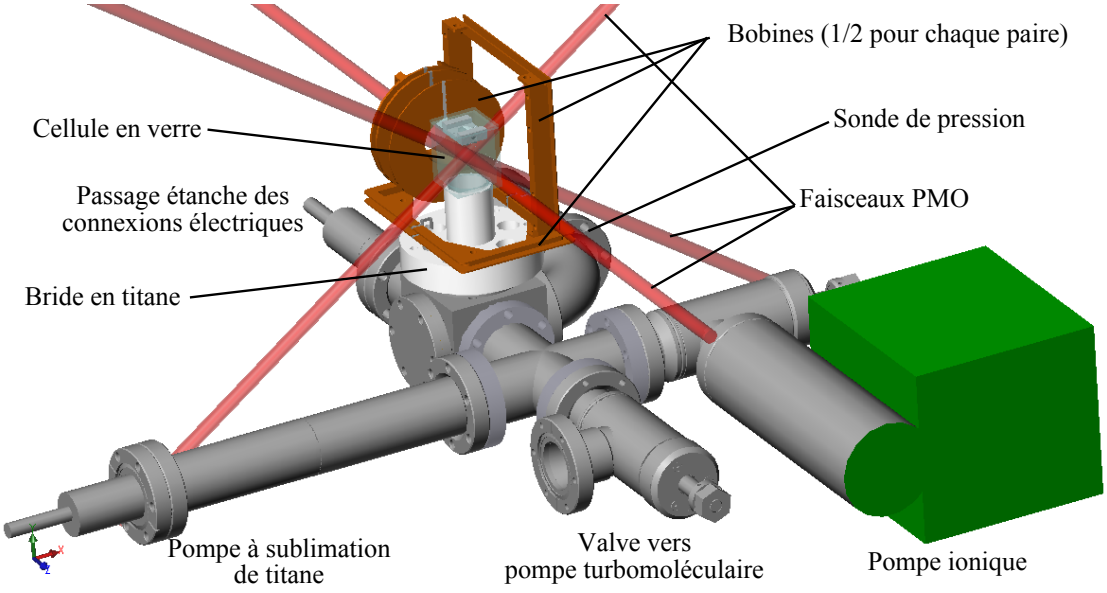


FIGURE 3.5 – Système à vide. La cellule est connectée à un système de pompage et une sonde permet de contrôler la pression à l'intérieur de la chambre.

3.1.4 Étuvage

L'étuvage a lieu en deux temps. Dans un premier temps, la partie la plus fragile, c'est à dire la cellule en verre contenant la cavité, n'est pas installée sur l'ensemble. À la place du dispenseur pulsé et de la bride en titane sur laquelle est collée la cellule, une bride pleine est connectée avec un joint en cuivre standard, permettant ainsi de chauffer l'assemblage plus fortement lors de l'étuvage. Une fois le vide scellé, le pompage peut alors commencer. Pour cela, on met d'abord en marche la pompe primaire, puis la pompe turbomoléculaire et l'étuvage peut alors commencer. Pour cela, des cordons chauffants sont enroulés autour des différentes parties du système, la répartition des cordons doit être la plus homogène possible afin que la chaleur le soit aussi. Des thermistances sont positionnées à différents endroits afin de contrôler la température pendant l'étuvage. Ensuite, le tout est emballé dans du papier d'aluminium afin d'homogénéiser la température et de conserver la chaleur. L'élévation de la température se fait progressivement jusqu'à 250°C, température à laquelle le système est maintenu pendant quatre jours avant d'être ramené à température ambiante.

Lorsque la pression est suffisamment basse (1.10^{-7}mbar), la pompe ionique est allumée [11]. Pendant cet étuvage, les filaments de la pompe à sublimation de titane sont également dégazés, en faisant circuler un courant d'environ 40 A à tour de rôle dans chacun d'eux pendant quelques minutes.

Après cet étuvage, la pression est de $2{,}2.10^{-10}$ mbar. Le système à vide est alors ouvert sous un flux continu de diazote, qui se désorbera plus facilement lorsque le système sera à nouveau pompé.

La cellule collée sur la bride en titane et le dispenseur pulsé sont alors ajoutés à l'ensemble, qui peut être étuvé à nouveau mais à une température plus basse, limitée par la température de transition vitreuse de la colle époxy. Pour ne pas exercer de gradient de température autour de la cellule lors de l'étuvage, les cordons chauffants sont maintenus à distance du verre et un four est créé autour de la cellule.

11. Il faut également que la température mesurée proche de la pompe ionique soit en dessous de la température de désaimantation de l'aimant de la pompe (200°C), afin celui-ci puisse être mis en place.

A nouveau, la température est progressivement élevée jusqu'à environ 120 °C, les filaments de titane sont dégazés, ainsi que le dispenseur, chauffé avec un courant maximum de 8 A. La pompe ionique est allumée quand la pression est suffisamment faible, comme lors du précédent étuvage. Ce dégazage final a duré une dizaine de jours puis le système a été ramené à température ambiante, la pompe turbomoléculaire arrêtée et sa vanne fermée, et après des sublimations de titane supplémentaires, on arrive à une pression avoisinant les $1{,}4.10^{-10}$ mbar.

3.2 Conception et fabrication des bobines

La réalisation d'un piège magnéto-optique nécessite, comme son nom l'indique, un gradient magnétique en complément des faisceaux optiques. Afin de créer ce gradient, mais également afin de pouvoir générer des champs de biais dans toutes les directions de l'espace, nous avons placé quatre paires de bobines autour de la cellule. L'une de ces paires est destinée à générer un gradient, qui peut aussi servir à réaliser un piège magnétique lorsqu'il est utilisé avec des courants importants et sans faisceaux optiques, le courant circule donc dans un sens opposé dans chacune des bobines de la paire. Dans les trois autres paires, le courant circule dans le même sens dans chacune des bobines, créant un champ magnétique relativement homogène à la position des atomes. Ce champ de biais a plusieurs utilités : il permet d'annuler les champs magnétiques résiduels et de générer des champs de quantification dans les différentes directions de l'espace afin de permettre la détection et le pompage dans un sous-niveau Zeeman selon différents axes.

Afin d'obtenir un fort gradient tout en limitant le courant, il convient de positionner les bobines au plus près de la zone d'intérêt, c'est-à-dire de l'endroit où se trouve le PMO. Cette contrainte de proximité pose de fortes restrictions sur la taille et la forme des bobines. En effet, il faut conserver l'accès optique à la cellule et à la cavité et s'accommoder des autres éléments de l'assemblage. De plus, le dispositif a été conçu pour tenir dans un cylindre de mu-métal [12] afin de protéger les atomes des fluctuations de champ magnétique extérieur, il faut donc que les bobines, ainsi que les éléments optiques qui entourent la cellule tiennent dans un volume restreint tout en laissant un accès optique à la cavité.

La configuration optimale pour avoir un champ, respectivement un gradient, magnétique homogène est la configuration Helmholtz, respectivement anti-Helmholtz. Dans ces configurations, les deux bobines circulaires de la paire ont le même rayon et sont placées parallèlement à une distance l'une de l'autre égale à leur rayon. La démonstration se trouve en annexe B.

3.2.1 Caractéristiques

Bobines de biais

En ce qui concerne les bobines de biais, on veut pouvoir générer un champ magnétique de quelques Gauss sur chacun des axes. Pour cela, toujours guidés par des contraintes d'accès optique et de stabilité de la structure, les bobines sont rectangulaires sur les axes x et y qui correspondent respectivement à l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe de la cavité et l'axe vertical, et circulaires sur l'axe z qui correspond à l'axe de la cavité. La géométrie rectangulaire ne présente pas de grande différence de champ par rapport à une géométrie circulaire au centre des deux bobines. Cet agencement compact permet également un contact thermique entre toutes les bobines. Le fil utilisé pour faire ces bobines est un fil de cuivre émaillé de 0,5 mm de diamètre. Elles sont alimentées par des alimentations bipolaires "maison" d'environ ± 1,5 A maximum. Ainsi, il est possible de

12. Alliage de fer, nickel et molybdène de très haute perméabilité magnétique.

	Biais X	Biais Y	Biais Z	Grad Z
Forme	rectangulaire	rectangulaire	circulaire	circulaire
Taille (cotés ou rayon)	114×120 mm	136×85 mm	40,5 mm	33 mm
Nombre de tours	80	80	128	120
Distance entre les 2 bobines	67 mm	118 mm	100,5 mm	74 mm
Résistance des 2 bobines	6,5Ω	6,1Ω	5,6Ω	0,38Ω
Champ/Gradient généré	11,2 G/A	5,6 G/A	9,76 G/A	6 G/cm/A

Table 3.1 – Tableau récapitulatif des différents paramètres des bobines

générer un champ d'environ ±13 G selon les axes x et z et d'environ ± 7 G selon l'axe vertical.

Bobines de gradient

Les bobines de gradient sont utilisées pendant la phase de piégeage magnéto-optique, où le gradient requis est plutôt faible, de l'ordre de la dizaine de Gauss par centimètre, mais aussi pour effectuer un piège magnétique. Le gradient nécessaire est alors plutôt de l'ordre de la centaine de Gauss par centimètre. Elles sont constituées chacune de 120 tours d'un fil de cuivre rectangulaire de 1 mm×2, 5 mm. Le fil rectangulaire permet un meilleur taux de remplissage que du fil circulaire mais il est également plus difficile à enrouler car plus épais que celui utilisé pour les bobines de biais.

La source de courant utilisée [13] pour cette paire de bobine délivre au maximum 30 A. Le gradient peut alors atteindre 180 G/cm.

Les caractéristiques des différentes bobines sont résumées dans le tableau 3.1.

3.2.2 Supports des bobines et fabrication

Afin de faciliter l'enroulement et d'assurer le maintien des bobines, l'atelier de mécanique a réalisé des supports en cuivre pour chacune des bobines. Ces supports s'emboitent les uns dans les autres afin d'assurer un contact thermique entre eux et donc d'assurer une bonne évacuation de la chaleur. En effet, seul le support commun aux bobines de gradient et de biais selon l'axe z est directement refroidi par eau, c'est celui qui chauffe le plus lorsqu'un courant important parcourt les spires des bobines de gradient afin de créer un fort gradient magnétique.

Le type de fil et le nombre de tours déterminent la taille que feront les bobines, les supports ont été prévus pour accueillir le fil dans une rainure en forme de U, comme présenté sur la figure 3.6. Le fait d'avoir des limites sur les cotés du support assure la taille précise des bobines aux dimensions prévues, elles n'obstruent donc pas l'accès optique. Des trous dans les supports permettent de les visser ensemble.

Si les supports formaient un contour fermé, ils pourraient donner lieu à des courants de Foucault par induction. Pour éviter ceci chaque support est fendu sur une épaisseur de quelques millimètres et une pièce complémentaire isolante est insérée à la place.

Les bobines de gradient sont enroulées sur des supports permettant également de les refroidir. En effet une gouttière permet la circulation d'eau thermostatée. Cette gouttière a été fermée en brasant une pièce complémentaire en cuivre sur le trou et en brasant également deux morceaux de tuyau de chaque coté permettant les connexions au circuit de refroidissement à eau.

13. Delta Electronika SM 52-30.

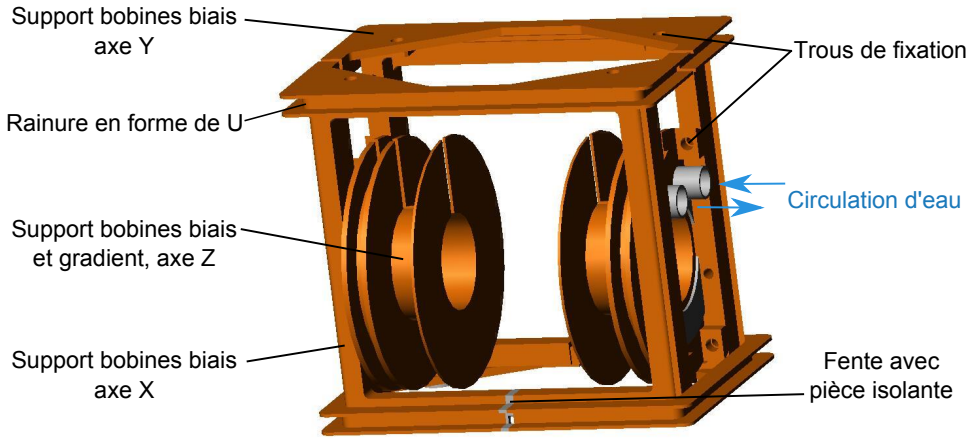


Figure 3.6 – Supports pour les bobines. Chaque support présente une fente dans la structure en cuivre afin d'éviter l'apparition de courant de Foucault. Ces fentes sont comblées avec de petites pièces isolantes qui permettent également le dégagement de l'extrémité intérieure du fil électrique. Les trous de fixation permettent de visser les différents supports entre eux afin d'assurer la stabilité et le contact thermique. Ainsi, le refroidissement par circulation d'eau au sein des supports de l'axe Z profite également aux bobines des axes X et Y.

Le fil électrique est enroulé sur le support et chaque couche est enduite d'une colle Epoxy de bonne conductivité thermique [14]. Ainsi, le contact thermique est assuré entre chaque spire de la bobine et le support.

3.2.3 Dissipation de chaleur et refroidissement

Lors d'un cycle expérimental typique, où les bobines de gradient ne sont utilisées que pour générer le piège magnéto-optique, la puissance thermique dissipée est inférieure à 3 W. Dans le cas extrême où ces bobines seraient utilisées en permanence avec un courant $I_{max} = 30$ A, la puissance thermique dissipée par effet Joule serait $P = R \cdot I_{max}^2 = 342$ W où R est la résistance des deux bobines montées en série. Même si les bobines ne sont pas utilisées en permanence à haut courant, il est tout de même problématique d'avoir une source de chaleur si proche de la cellule car cela peut mener au désalignement des optiques et au changement de la pression résiduelle dans la cellule. C'est pourquoi les bobines sont refroidies à l'aide d'un refroidisseur à eau [15] dont la capacité de refroidissement est de 420 W à 20°C.

Les bobines de biais ont une contribution mineure à la chaleur dégagée, une quinzaine de Watts par paire de bobines, mais sont tout de même en contact thermique avec les bobines de gradient refroidies à l'eau.

Le refroidissement du dispenseur pulsé [16] est monté en série avec les bobines car la puissance thermique qu'il dégage est de l'ordre de quelques dizaines de Watt, ce qui ne représente pas une élévation importante de la température de l'eau de refroidissement qui reste donc efficace pour dissiper la chaleur des bobines. Le dispenseur étant l'élément le plus critique, il est placé le plus proche de la sortie froide de l'unité de refroidissement afin que la chaleur en soit évacuée de façon optimale.

14. Duralco 128, conductivité thermique de 4,32 W/m.K.
15. Huber, Ministat 230, flux maximum =20 L/min.
16. Résistance d'environ 0,055 ohm

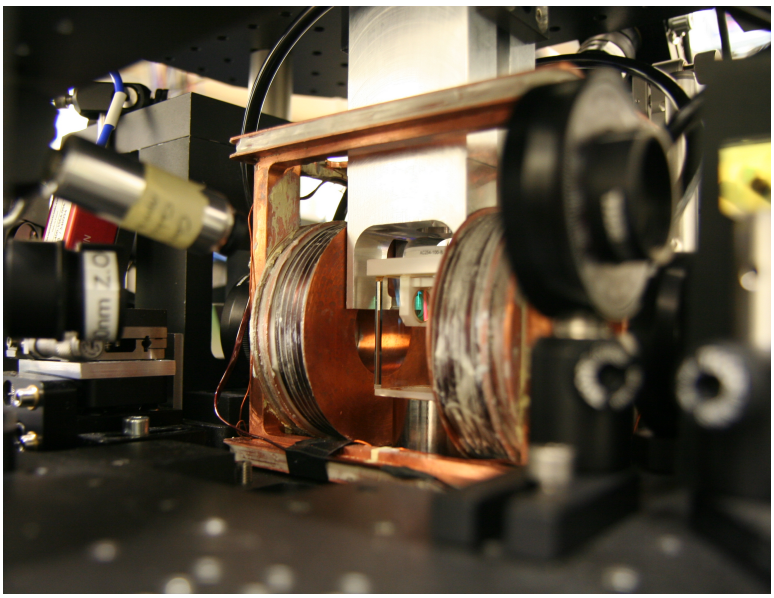


FIGURE 3.7 – Photo des bobines mises en place autour de la cellule.

Les bobines sont finalement installées autour de la cellule. Elles sont fixées par l'intermédiaire des rondelles isolantes sur une épaisse plaque circulaire, percée en son centre, qui se fixe sur la bride en titane afin d'être solidaire de la cellule. Cette plaque, percée de trous taraudés permettant la fixation d'éléments optiques, est soutenue par de larges pieds remplis de sable et de plomb afin d'amortir au mieux les vibrations. On peut voir le résultat de cette installation sur la figure 3.7

Lors de leur utilisation, les bobines de gradient conservent une température proche de la température ambiante.

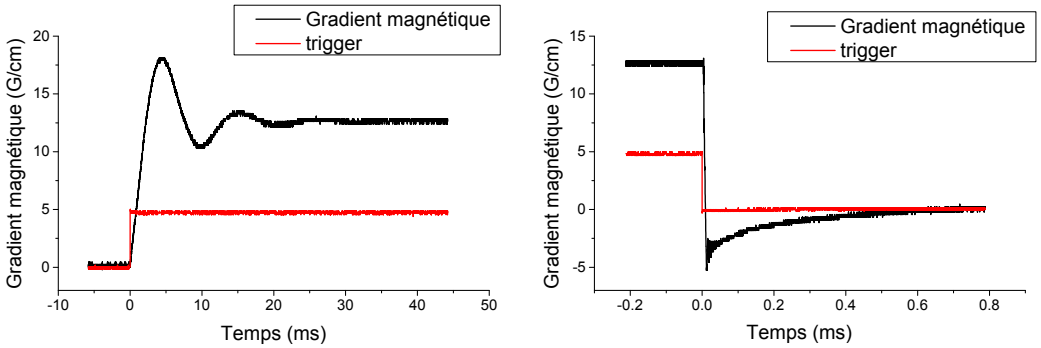
3.2.4 Temps de coupure des bobines

Du fait de l'induction, l'établissement du courant dans une bobine n'est pas instantané. Le temps d'établissement et de coupure du champs magnétique des bobines de biais est inférieur à 500 μs. Pour les bobines de gradient cependant, qui comportent un nombre de spires plus important et donc une inductance plus grande, ce temps est plutôt de l'ordre de la trentaine de millisecondes, comme indiqué sur la figure 3.8a, où l'on voit le courant osciller avant de converger vers sa valeur de consigne. Le courant à la coupure présente le même type de comportement sur un temps similaire d'une trentaine de millisecondes.

Si le temps d'allumage n'est pas vraiment critique dans nos expériences, le temps d'extinction lui a besoin d'être bien plus court. En effet, afin d'effectuer l'imagerie du nuage après le piégeage magnéto-optique par exemple, il faut être capable d'éteindre le gradient et d'allumer le champ de biais adapté avant que le nuage ne soit trop dispersé ou même tombé sous l'effet de la gravité, ce qui est déjà le cas après 30 ms.

Pour accélérer cette coupure, nous avons rajouté un interrupteur capable de supporter les hauts courants et d'accélérer l'extinction. Le cœur de cet interrupteur est constitué par quatre transistors MOFSETs[17] travaillant par paire et capables de supporter des courants jusqu'à 75 A. Afin d'assurer la sécurité de l'ordinateur de contrôle qui délivre le signal de déclenchement, un opto-coupleur isole l'entrée pour le signal TTL du reste de l'interrupteur.

17. MOSFETs : Metal Oxide Field Effect Transistors ; IXYS, modèle IXFK150N30P3.



(a) La stabilisation du courant se fait en 30 ms environ après quelques oscillations amorties (avec ou sans l'interrupteur).

(b) L'extinction des bobines de gradient s'effectue en un temps de l'ordre de 700 μs lorsque l'interrupteur est installé.

FIGURE 3.8 – Établissement du champ magnétique à l'allumage et à l'extinction des bobines de gradient une fois l'interrupteur installé. Le courant à appliquer pour obtenir un gradient de 12,6 G/cm, soit la valeur utilisée pour le piège magnéto-optique, il faut appliquer un courant de 2,3 A.

Comme le montre la figure 3.8b, grâce à cet interrupteur, le temps de coupure est abaissé de 30 ms à 0,7 ms. Ce délai est tout à fait compatible avec les critères d'imagerie, en effet, le temps de vol est typiquement choisit autour de 2 ms, temps au bout duquel les bobines ont pu être éteintes.

Afin d'éviter les oscillations amorties à l'allumage des bobines, on peut augmenter le courant progressivement, la rampe permet de réduire à une quinzaine de millisecondes le temps d'allumage.

3.3 Piège magnéto-optique et détection

3.3.1 Rappel sur le fonctionnement d'un piège magnéto-optique

Un piège magnéto optique permet de capturer des atomes à température ambiante dans une cellule à vide et de les refroidir à des températures inférieures au milliKelvin. Il se compose de trois paires de faisceaux lasers orthogonaux contrapropageants de polarisation circulaire orthogonale et d'un champ magnétique quadrupolaire [82]. La pression de radiation exercée par les faisceaux laser sur les atomes dépend de la vitesse de ces derniers et permet de les refroidir alors que le champ magnétique modifie cette pression de radiation afin de produire une force de rappel dépendante de la position des atomes et pointant vers le centre du piège, où le champ magnétique est nul.

Le frottement visqueux induit par l'effet Doppler s'explique par le décalage vers le rouge des faisceaux lasers par rapport à la transition atomique. Ainsi, un atome se déplaçant dans la direction opposée à un faisceau laser se rapproche de la résonance alors que la fréquence d'un atome se dirigeant dans la même direction que le laser voit sa fréquence encore plus décalée vers le rouge donc encore plus loin de la résonance. Les atomes absorbent donc préférentiellement les photons ayant une direction de propagation opposée à la leur et ce transfert d'impulsion les ralentit car l'émission spontanée qui suit se produit de manière isotrope, moyennant le transfert d'impulsion à l'émission à zéro sur un grand nombre d'événements. Ainsi, les atomes sont refroidis dans toutes les directions de l'espace jusqu'à la température :

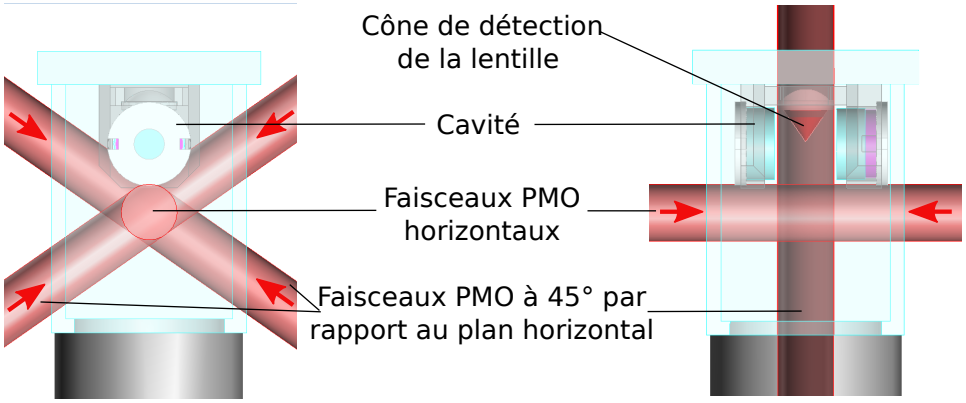


FIGURE 3.9 – Vue de la cellule avec les faisceaux PMO, selon l'axe x et selon l'axe z. Deux paires de faisceaux font un angle de respectivement $\pm$ 45° avec le plan de la table optique. La troisième paire de faisceaux se propage horizontalement le long de l'axe de la cavité. On voit également le cône de lumière qui peut être détecté par la lentille à forte ouverture numérique au dessus de la cavité.

$$T = \frac{\hbar}{2k_B}\frac{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}{|\Delta|} \tag{3.3.1}$$

où Δ est le désaccord entre la transition atomique et la fréquence du laser, Γ la largeur de raie naturelle et Ω la fréquence de Rabi.

À faible saturation, c'est à dire quand $\Omega \ll \Gamma$, cette température atteint son minimum lorsque $\Delta = -\Gamma/2$, il s'agit de la température de Doppler $T_{\mathrm{Dop}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_{\mathrm{B}}}$. Pour le Rubidium 87, avec la transition usuelle où $\Gamma^{-1} = 26$ ns, nous obtenons une température Doppler de 146 μK.

Cependant, si les atomes sont ainsi refroidis, ils finissent tout de même par diffuser en dehors de la zone de croisement des faisceaux car aucune force ne les rappelle au centre du piège. C'est pourquoi un champ magnétique quadrupolaire, nul au centre et augmentant linéairement dans chaque direction, est ajouté aux six faisceaux. En levant la dégénérescence des niveaux par effet Zeeman d'une quantité proportionnelle à la distance au centre du piège, le champ magnétique modifie la pression de radiation en la rendant dépendante de la position. Ceci est dû au fait que les lasers contrapropageants ont des polarisations circulaires orthogonales choisies de telle sorte que les transitions $\sigma+$, resp. $\sigma-$, soient favorisées à droite, resp. à gauche, du zéro de champs magnétique, créant ainsi une force de rappel dépendante de la position des atomes dans le piège.

En combinant le refroidissement Doppler et la force de rappel par effet Zeeman, on obtient donc un piège magnéto-optique capable de contenir facilement plusieurs dizaines de millions d'atomes refroidis à une température de l'ordre de la température Doppler.

3.3.2 Faisceaux optiques pour le piège magnéto-optique

Les trois paires de faisceaux du piège magnéto-optique sont disposées comme indiqué sur la figure 3.9. L'une d'entre elles se propage sur un axe parallèle à celui de la cavité et les deux autres font un angle de $\pm$ 45° avec la table optique.

À la sortie de chaque fibre, délivrant une puissance d'environ 20 mW, se trouve un collimateur avec une lentille achromatique de focale 60 mm qui permet d'obtenir un faisceau d'environ 14 mm de diamètre. On ajoute également un iris et une lame quart d'onde. L'iris permet de mieux aligner les faisceaux en en réduisant la taille, ils seront alors

plus facilement et précisément superposables. La lame permet d'obtenir une polarisation circulaire afin d'adresser la transition cyclante.

Expérimentalement, nous avons choisi un désaccord en fréquence des faisceaux du PMO de -2 Γ par rapport à la transition F=2 → F'=3 et un gradient magnétique de 13 G/cm selon l'axe z du potentiel quadrupolaire.

Une photographie du montage expérimental est présentée sur la figure 3.10.

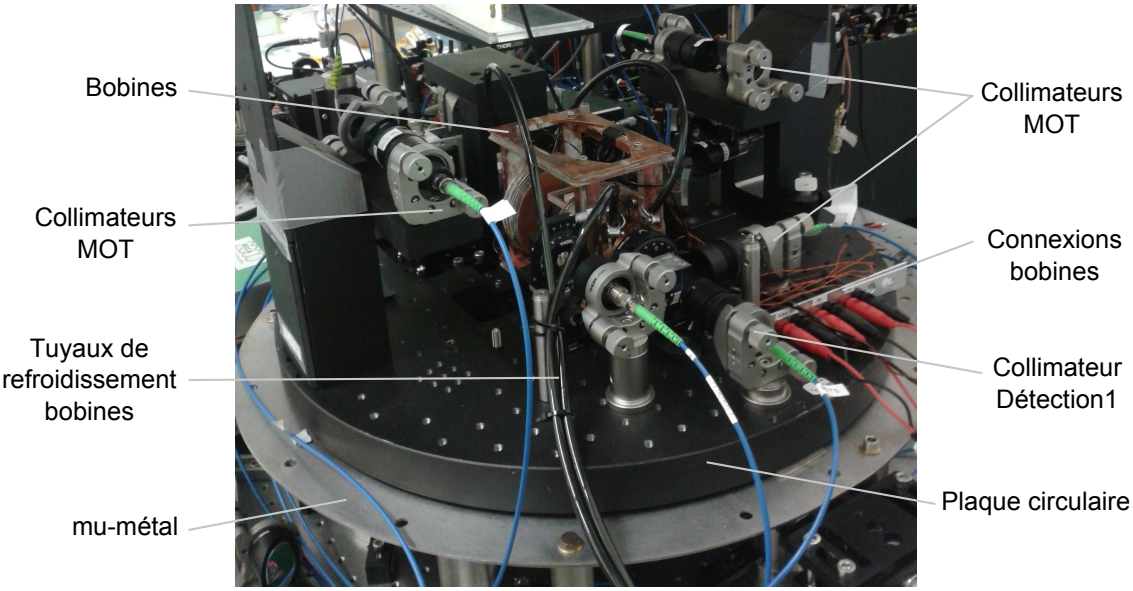


FIGURE 3.10 – Photo du montage expérimental des éléments optiques autour de la cellule.

3.3.3 Détection

Dans cette partie, nous allons discuter deux types de détection : la détection par absorption, qui sera utilisée de façon pérenne sur l'expérience et selon deux axes perpendiculaires, puis la détection par fluorescence, qui à été mise en place temporairement afin d'étudier l'évolution temporelle du piège magnéto-optique dans le but de caractériser le fonctionnement du dispenseur pulsé qui délivre les atomes de rubidium. Le dispositif d'imagerie par fluorescence a par la suite été retiré pour laisser place à l'installation du piège dipolaire, qui permet aussi le transport des atomes depuis le PMO vers l'intérieur de la cavité.

Imagerie par absorption

La détection par absorption consiste à éclairer le nuage atomique avec un faisceau laser sonde polarisé circulairement et résonnant avec la transition F=2 → F'=3, un champ magnétique est simultanément appliqué le long de l'axe du faisceau. La lumière absorbée par les atomes forme ainsi une ombre dans le profil d'intensité du faisceau, grâce à laquelle on peut remonter à la densité atomique dans le nuage. L'imagerie des atomes nous donne ainsi accès à des informations telles que le nombre d'atomes dans le nuage, sa forme, sa position, la température des atomes qui le compose, etc. L'imagerie par absorption est détaillée dans l'annexe C.

Le dispositif expérimental permet d'effectuer une détection par absorption selon les deux axes horizontaux : l'axe z et l'axe x, comme indiqué sur la figure 3.11. Ces deux axes

sont complémentaires car l'axe z, le long de la cavité, ne permet pas de voir à l'intérieur de cette dernière, par contre, en choisissant un grandissement d'environ 1, on pourra observer le PMO dans sa totalité, même quand il contient un grand nombre d'atomes, ainsi que les atomes le long de l'axe faible du piège dipolaire.

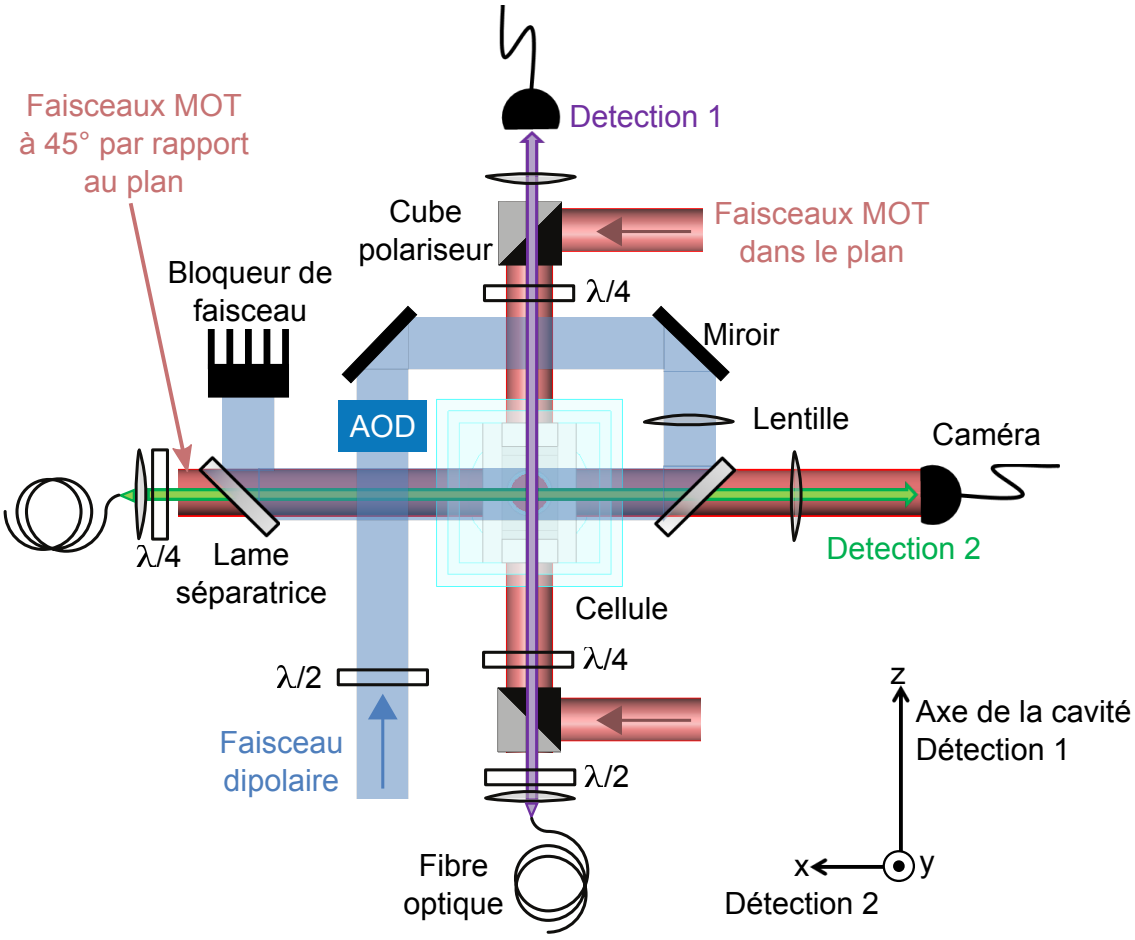


FIGURE 3.11 – Schéma des différents axes de détection dans la cellule vue de dessus. Le faisceau PMO selon l'axe z se trouve dans le plan de la feuille, par contre les deux autres faisceaux sont respectivement à $\pm$ 45° par rapport à ce plan. Le faisceau de piégeage dipolaire traverse la cellule selon l'axe x.

L'axe x perpendiculaire à la cavité est privilégié pour observer le nuage intra-cavité. Pour cela, nous avons choisi un grandissement plus important, d'environ 2,5, afin de pouvoir observer avec plus de précision le nombre plus faible d'atomes qui sera transporté et piégé dans la cavité. Selon cet axe, le piège dipolaire peut aussi être vu selon ses deux axes forts, permettant le comptage des atomes. Le PMO peut également être observé en décalant verticalement la caméra et le faisceau sonde, tous deux montés respectivement sur un rail et une platine de translation. Cependant, un PMO contenant plus de 10^7 atomes ne peut être vu dans son ensemble et la détermination du nombre d'atomes le composant est donc impossible.

La fréquence de la lumière des faisceaux de détection peut être ajustée, grâce aux AOM en double passage, décrit dans la section 2.3.5, afin d'être résonante avec la fréquence des atomes pour le champ de quantification utilisé. La détection se fait après un temps de vol, c'est à dire après avoir laissé s'étendre le nuage pendant quelques millisecondes après l'extinction du piège. Comme l'impulsion sonde a une durée de l'ordre de 50 μs,

le mouvement de chute libre des atomes peut donc être négligé pendant la détection. L'intensité de la sonde doit être choisie de telle sorte qu'il n'y ait aucun endroit sur l'image complètement noir pour avoir une imagerie complète et précise. Le délai entre les images prises avec et sans les atomes est d'environ 30 ms, durée pendant laquelle les atomes ont le temps de tomber en dehors du champ de la caméra.

Nous allons maintenant donner les différents paramètres qui ont été déterminés lors de la calibration du système optique sur chaque axe.

Selon l'axe z : Le faisceau d'imagerie selon l'axe z est superposé au faisceau refroidisseur du PMO. Ils sont combinés à l'aide d'un cube polariseur, sur lequel ils arrivent avec des polarisations linéaires orthogonales, puis séparés de la même manière une fois la cellule traversée. Une lame à retard $\lambda/4$ est positionnée après le premier cube et permet d'obtenir la polarisation circulaire requise pour l'imagerie et pour le PMO.

Afin d'effectuer l'imagerie, on applique un champ directeur de 3,5 G selon z. Celui-ci permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman, ce qui permet, en choisissant une polarisation circulaire de la lumière $\sigma+$ ou $\sigma-$, d'adresser uniquement la transition fermée $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$, ou $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$.

Afin d'obtenir un grandissement d'environ 1 sur l'axe z, une lentille achromatique de focale 100 mm est positionnée à environ 200 mm du centre de la cellule et la caméra est également à 200 mm de cette lentille. L'ouverture numérique est de 0,063 et la limite de résolution spatiale de 7,5 μm.

La mesure précise du gandissement se fait à l'aide d'une mire USAF sur laquelle sont tracés différents traits de tailles connues. On détermine un grandissement de $0{,}953 \pm 0{,}09$, le champ de la caméra est donc d'environ 4 mm $\times$ 3 mm.

Pour pouvoir compter le nombre d'atomes dans le nuage, il faut savoir combien de photons sont perdus entre la position des atomes et la caméra CCD. Pour cela, on détermine à l'aide d'un puissance-mètre la transmission T depuis les atomes jusqu'à la caméra, c'est à dire à travers la paroi de la cellule, la lame quart d'onde, le cube polariseur et la lentille. Pour ce qui est de la transmission à travers la paroi de la cellule, comme il est impossible de mettre la sonde de puissance au milieu de la cellule, la transmission à travers toute la cellule est mesurée puis divisée par deux, en faisant l'hypothèse que les deux parois d'entrée et de sortie sont identiques. On trouve une transmission totale T=0,877, la majorité des pertes provenant du cube polariseur. L'efficacité quantique de la caméra utilisée [18] est $\eta = 0{,}33$ à 780 nm. Ainsi, nous pouvons en déduire qu'un photon sera détecté avec une probabilité de $T \cdot \eta = 0{,}289$ s'il est émis dans l'angle solide de l'optique.

Selon l'axe x : À la sortie de la fibre optique, le faisceau sonde est collimaté par une lentille asphérique de focale 18,4 mm puis polarisé circulairement par une lame quart d'onde. Le champ de quantification appliqué selon cet axe est de 3 G.

Pour la détection selon cet axe, on cherche à avoir un grandissement plus important car c'est selon cet axe que nous allons détecter les atomes transportés dans la cavité par le piège dipolaire, beaucoup plus confinant que le piège magnéto-optique afin de pouvoir accéder à l'intérieur de la cavité de 100 μm de long. Une caméra du même type que pour la détection selon l'axe z est utilisée[18]. Sur cet axe, le faisceau de détection n'est pas superposé avec un faisceau PMO mais avec le faisceau du piège dipolaire. La longueur d'onde des deux lasers étant espacée d'environ 300 nm, un miroir dichroïque est utilisé pour les combiner. Ainsi, la transmission prend en compte ici la paroi de la cellule, le

18. Allied Vision Technologies, Guppy Pro F-031 : 656 x 492 pixels.

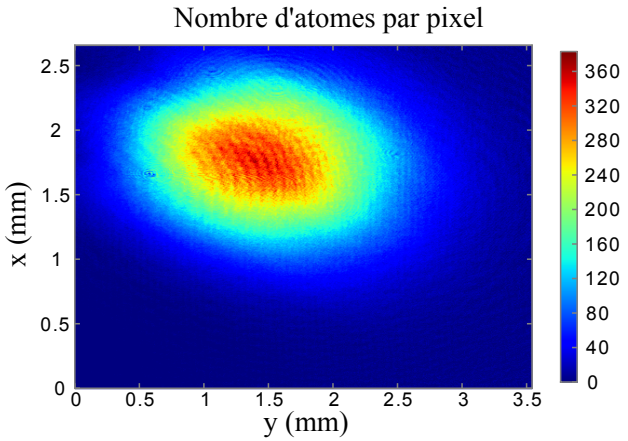


FIGURE 3.12 – Nuage d'atomes froids obtenu grâce au piège magnéto-optique imagé par absorption (selon l'axe z). Le nuage contient $2{,}1.10^7$ atomes et l'image a été prise après 2 ms de temps de vol.

miroir dichroïque et la lentille et vaut 0,952. Les photons sont donc détectés sur cet axe avec une efficacité de $T \cdot \eta = 0{,}314$.

En ce qui concerne le grandissement, un achromat de focale 150 mm est placé à environ 150 mm des atomes, il est directement suivi d'une lentille de focale 400 mm, distance à laquelle se trouve la caméra. L'ouverture numérique est de 0,084 et la limite de résolution spatiale de 5,6 μm. En mesurant précisément le grandissement de la même manière que précédemment avec la mire USAF, on trouve un grandissement de $2{,}67 \pm 0{,}05$. Le champ de la caméra est d'environ 1,4 mm $\times$ 1 mm.

Les deux cameras donnent le même nombre d'atomes à mieux que 10% près, ce qui est suffisant pour notre expérience. Sur la figure 3.12 est présenté l'image d'un nuage imagé selon l'axe z.

Détection par fluorescence

La détection par fluorescence consiste à collecter à l'aide d'une lentille les photons diffusés par des atomes éclairés avec une lumière résonnante et à les compter sur une photodiode. Pour une detection optimale, on cherche à avoir la plus grande ouverture numérique possible, on positionne donc, à 14 cm du centre de la cellule, une combinaison de lentilles de deux pouces de diamètre dont la distance focale équivalente est de 7,1 cm [19]. L'ouverture numérique est alors de 0,18. Le cône de détection est représenté sur la figure 3.13, seuls les photons émis dans ce cône sont détectés par la photodiode amplifiée [20]. Afin de filtrer la lumière issue de réflexions parasites, sur les parois de la cellule en verre par exemple, on positionne un iris au point de convergence du faisceau issu du PMO. Ainsi, la majorité des photons provenant d'un autre plan que celui du PMO sont arrêtés et le fond lumineux est fortement réduit.

Pour remonter au nombre d'atomes présents dans le PMO à partir de la détection par fluorescence, commençons par écrire le nombre de photons diffusés par unité de temps par un atome éclairé avec un laser résonnant [62] :

$$\Gamma_{diff} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}} \tag{3.3.2}$$

19. lentille de focale 250 mm et lentille de focale 100 mm accolées
20. Thorlabs, modèle PDA 36A-EC

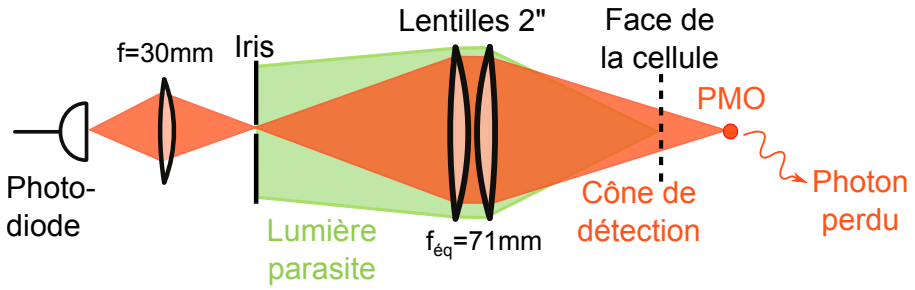


FIGURE 3.13 – Dispositif d'imagerie par fluorescence du piège magnéto-optique. Les photons émis dans le cône de détection sont comptabilisés sur la photodiode, les autres sont perdus. L'iris permet de filtrer la lumière provenant des réflexions parasites des lasers, notamment sur les parois de verre de la cellule, et ainsi de diminuer fortement le fond lumineux en l'absence d'atomes.

Ici, I correspond à l'intensité des faisceaux du PMO qui éclairent les atomes pendant la détection et vaut 19,8 mW/cm^2 [21], ce qui mène à $\Gamma_{diff}/2\pi \approx 2{,}6$ MHz.

Il faut maintenant prendre en compte le fait que tous les photons diffusés ne seront pas détectés par la photodiode. La fraction de photons collectés, liée à l'angle solide de collection, vaut 0,82%, on détecte donc $1{,}3.10^5$ photons sur les 16.10^6 émis par un atome chaque seconde. A partir de l'énergie d'un photon à 780 nm [22], on déduit donc la puissance reçue par atome : $P_{reçue} = 3{,}4.10^{-14}$ W.

Le coefficient permettant de convertir le signal issu de la photodiode en nombre d'atomes est A_v^{calc}=12,5.10^6 atomes par Volt. Nous pouvons comparer cette valeur avec le nombre d'atomes déterminé simultanément par la détection par absorption. Pour cela, on trace le nombre d'atomes détecté par absorption en fonction du voltage issue de la détection par fluorescence. La pente issue de l'ajustement linéaire des données est de A_v^{mes}=16,8.10^6 atomes/V. La différence entre A_v^{calc} et A_v^{mes} est inférieure à 30% et tient compte du fait que l'angle solide n'est pas déterminé avec une grande précision. Cette calibration permet de corriger le nombre d'atomes compté par fluorescence car la détection par absorption est plus précise.

Le principal avantage de la détection par fluorescence est de permettre un suivi en temps réel de l'évolution du nombre d'atomes dans le piège magnéto optique. À l'inverse, pour reconstruire une évolution temporelle à partir de l'imagerie par absorption, la séquence doit être répétée autant de fois que l'on désire de points expérimentaux.

3.3.4 Interfaçage informatique

Nous utilisons deux ordinateurs afin de contrôler et exploiter l'expérience. L'un sert d'ordinateur de détection et reçoit les informations des caméras, l'autre sert d'ordinateur de contrôle, il est le chef d'orchestre de la séquence expérimentale.

Programme d'acquisition d'image

Les caméras permettant la détection par absorption sont connectées à une carte FireWire installée dans l'ordinateur dit de détection. Le programme d'acquisition utilisé, Edcam, a été écrit par Edward Marti en Matlab et permet d'enregistrer les images avec et sans atomes, d'en déduire la densité optique et le nombre d'atomes. Il permet aussi

21. Nous travaillons ici avec une puissance inférieure à la puissance maximum mentionnée précédemment : $P_{tot} = 70$ mW donc $I = 19{,}8$ mW/cm^2 pour des faisceaux gaussiens de 1,5 cm de diamètre.
22. $E = hc/\lambda = 2{,}565.10^{-19}$ J.

de faire des ajustements gaussiens du nuage afin d'en déterminer la position et la taille. Cela permet également de connaitre la température des atomes lorsque plusieurs images sont prises à des temps de vol différents. C'est aussi grâce à ce programme que l'on soustrait le bruit de fond en prenant une troisième image comme décrit dans 3.3.3 et que l'on sélectionne une zone de référence pour corriger les variations de luminosité entre l'image avec et sans atomes.

Contrôle de l'expérience

Le programme utilisé pour contrôler informatiquement la séquence de l'expérience, GoodTime, a été écrit par Jakob Reichel. Le signaux digitaux, générés par une carte [23], permettent d'envoyer des instructions on/off (0 ou 5V) principalement pour les signaux déclencheurs ou les interrupteurs (obturateurs mécaniques, interrupteurs électroniques pour les AOM, signaux déclencheurs des caméra CCD pour la détection, interrupteur pour les bobines de gradient...).

Les signaux analogiques sont générés par deux cartes différentes. La première carte possède 8 sorties analogiques de 16 bits [24] dont la résolution est de 300μV. Elle est réservée aux tensions les plus critiques de l'expérience, comme par exemple le contrôle des VCO permettant la détection, ou encore la tension indiquant aux alimentations le courant à envoyer aux bobines. L'autre carte [25] a une résolution moindre par rapport à la première (13bit) et est donc utilisée pour toutes les tensions moins critiques comme celles des autres VCO, des atténuateurs électroniques pour les AOM, etc...

Le programme de contrôle permet de définir les temps auxquels sont exécutés les différents événements, allumage d'un faisceau par exemple, et leur durée. C'est ainsi qu'est définie notre séquence expérimentale. Il permet également d'effectuer des rampes de tension (linéaire ou autres).

3.4 Optimisation du refroidissement

Afin de transférer les atomes capturés par le PMO dans des piège conservatifs, comme un piège magnétique ou un piège dipolaire, il convient de les refroidir d'avantage, en dessous de la température Doppler, qui constitue la limite inférieure d'un PMO classique.

Afin de transférer le plus d'atomes possible dans le piège conservatif, il convient d'optimiser les paramètres de la séquence de chargement. Deux critères sont à prendre en compte : la température des atomes mais aussi l'accord de mode entre le PMO et le piège conservatif. Nous allons commencer par décrire la procédure de compensation du champs magnétique terrestre qui permet d'effectuer une mélasse optique efficace permettant un refroidissement plus important du nuage.

3.4.1 Compensation du champ magnétique ambiant statique

Même si aucun courant ne parcourt les spires des bobines, le champ magnétique n'est pas nul à l'endroit où se trouvent les atomes. En effet, le champ magnétique terrestre [26], ainsi que les champs créés par tous les objets métalliques autour de la cellule sont présents et, comme ils peuvent être considérés constants dans le temps [27], nous pouvons les compenser à l'aide de champs de biais constants.

23. National Instrument, PCI-DIO-32HS/PCI-6533, 32 canaux.
24. PCI-6733, National Instrument.
25. PCI-6723, National Instrument.
26. en l'absence de blindage magnétique. Dans ce travail de thèse, le blindage magnétique en μ-métal n'a pas été utilisé donc le champ terrestre résiduel a été compensé
27. au moins sur une certaine période de temps en ce qui concerne le champ magnétique terrestre

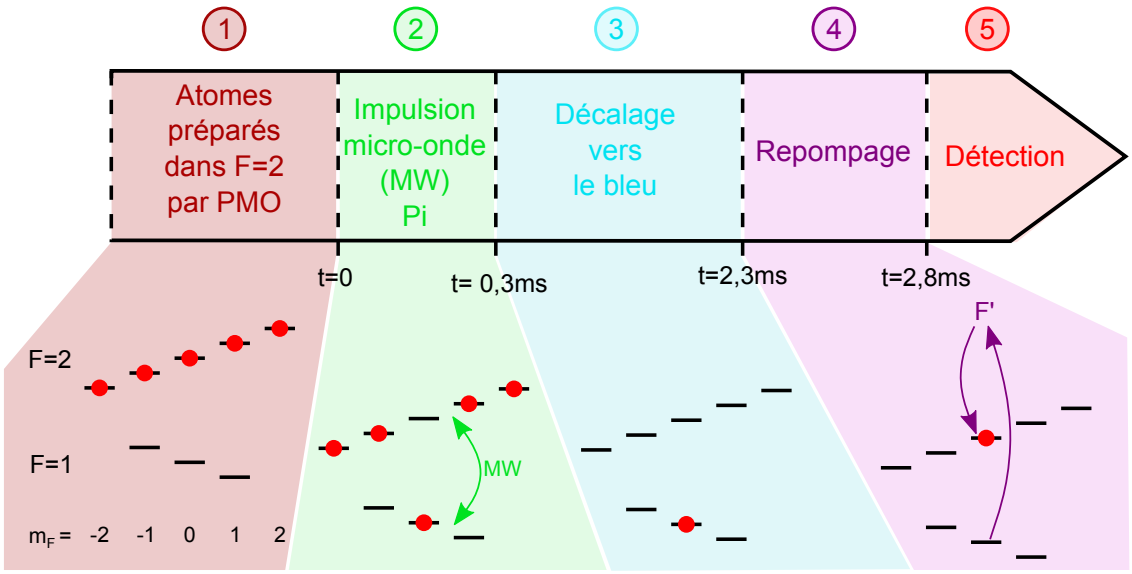


Figure 3.14 – Séquence expérimentale pour annuler les champs magnétiques. Sur la partie inférieure de la figure sont représentés les sous-niveaux Zeeman, la levée de dégénérescence existe seulement quand l'atome évolue dans un champ magnétique non nul.

Cette compensation permet de s'assurer que, lorsque l'on applique un champ de biais dans une direction précise, le champ parasite résiduel ne modifie pas cette direction en s'additionnant au champ appliqué, et, surtout perturbe la dégénéréscence de sous-niveaux Zeeman qui est une condition d'efficacité dans une mélasse optique, ayant pour but de refroidir les atomes sous la température Doppler.

Séquence expérimentale

Rappel sur les sous-niveaux Zeeman : Chaque niveau d'énergie hyperfin F contient 2F+1 sous-niveaux magnétiques de nombre quantique magnétique m_F qui sont dégénérés en l'absence de champ magnétique extérieur. En revanche, lorsque les atomes sont soumis à un champ magnétique, cette dégénérescence est levée et le décalage d'énergie du niveau $|\mathrm{F}, m_F\rangle$, linéaire pour des champs faibles, s'écrit [62] :

$$\Delta E_{|F,m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F ||\vec{B}|| \tag{3.4.1}$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F le facteur de Landé et $||\vec{B}||$ la norme du champ magnétique. Dans le cas du ^{87}Rb, $g_{F=1}$=-1/2 et $g_{F=2}$=1/2.

Cette levée de dégénérescence est appelée effet Zeeman.

Séquence : Afin d'annuler le champ magnétique ambiant, on détermine d'abord l'action qu'il a sur les atomes, puis, à partir de cette donnée, on applique un champ magnétique de compensation qui a l'effet inverse.

La figure 3.14 détaille la séquence expérimentale utilisée pour cette annulation, ainsi que la population des états atomiques fondamentaux à chacune des étapes suivantes :

1. On commence par charger le piège magnéto-optique. Les atomes sont dans l'état fondamental F=2 car le repompeur est allumé et ré-excite continuellement les atomes présents dans le niveau F=1.

2. Ensuite, on envoie une impulsion micro-onde π [83] grâce à une antenne micro-onde linéaire reliée à un générateur de fréquence amplifié, qui permet de transférer plus de 99% de la population d'un niveau hyperfin fondamental à l'autre. Dans le cas d'une levée de dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman, cette impulsion n'est résonnante qu'avec l'un des sous-niveaux. Ainsi, en modifiant la durée ou amplitude de l'impulsion micro-onde, on peut transférer indépendamment dans l'état F=1 les atomes qui se trouvent dans F=2, m_F=-2, m_F=-1, m_F=0, m_F=1 ou encore m_F=2. Comme le repompeur est éteint durant cette phase, les atomes transférés dans F=1 restent dans cet état.
3. Les atomes restés dans F=2 sont alors chassés en décalant la fréquence des faisceaux PMO vers le bleu. Cette lumière chauffe les atomes et les accélère loin de notre zone d'imagerie. La lumière est par contre trop désaccordée par rapport aux atomes transférés dans F=1 pour avoir le moindre effet sur eux.
4. Les atomes restés dans l'état F=1 et dans leur sous-niveau Zeeman d'origine sont alors repompés dans F=2 grâce au faisceau repompeur utilisé pendant le PMO.
5. Ils peuvent ainsi être détectés par l'imagerie d'absorption après un temps de vol.

Procédure de compensation

Ainsi, en faisant varier la fréquence de la micro-onde, on voit apparaitre des pics dans le nombre d'atomes détectés quand celle-ci est résonnante avec un décalage d'énergie induit par un champ magnétique résiduel. Si les atomes perçoivent un champ magnétique nul, un seul pic, correspondant à la transition dégénérée, sera visible.

A partir de l'équation (3.4.1), on peut écrire le décalage en fréquence de la transition d'un sous-niveau à un autre, il fera donc apparaitre le décalage en énergie de chacun des deux sous-niveaux, celui de départ et celui d'arrivée. Si l'on choisit de considérer une direction privilégiée i pour le champ magnétique :

$$\Delta\nu_{|F=2,m_{F=2}\rangle\rightarrow|F=1,m_{F=1}\rangle} = \frac{\mu_B}{2h}(m_{F=1}+m_{F=2})\sqrt{(B_i+B_{i_0})^2+B_t^2} \tag{3.4.2}$$

où i peut prendre les valeurs x, y et z avec B_{i_0} est le champ magnétique permettant de compenser le champ ambiant et B_t est le champ magnétique transverse à la direction i.

La figure 3.15 présente le résultat typique d'une mesure où l'on fait varier la fréquence de la micro-onde tout en détectant le nombre d'atomes restant, soumis à un champ magnétique non nul. On voit que différents pics apparaissent, qui correspondent aux différentes transitions adressées par la micro-onde résonnante.

Cette mesure a été prise en appliquant des champs magnétiques de biais selon les trois axes dont les valeurs respectives sont B_x = -0,29 G, B_y = 1,22 G et B_z = -0,17 G.

On constate que le champ à compenser selon la direction y est beaucoup plus important que dans les deux autres directions. En effet, elle correspond à la direction verticale, normale à la surface terrestre, le champ magnétique terrestre étant une part conséquente du champ résiduel à compenser. Cette détermination préliminaire des champs à compenser s'effectue en modifiant la valeur des champs de biais jusqu'à faire apparaitre le plus de pics sur la plage de fréquence balayée. En effet, lorsque tous les champs appliqués sont nuls, on voit uniquement le pic central sur une plage de balayage raisonnable, les autres sont à des fréquence trop éloignées. Dans un deuxième temps, nous balayons les champs autour de ces valeurs approximatives de manière plus précise et systématique afin de pouvoir déterminer avec plus d'exactitude les champs optimaux qui annulent le champ résiduel. Cette annulation correspond au rapprochement de tous les pics vers le désaccord nul, comme le montre la figure 3.16.

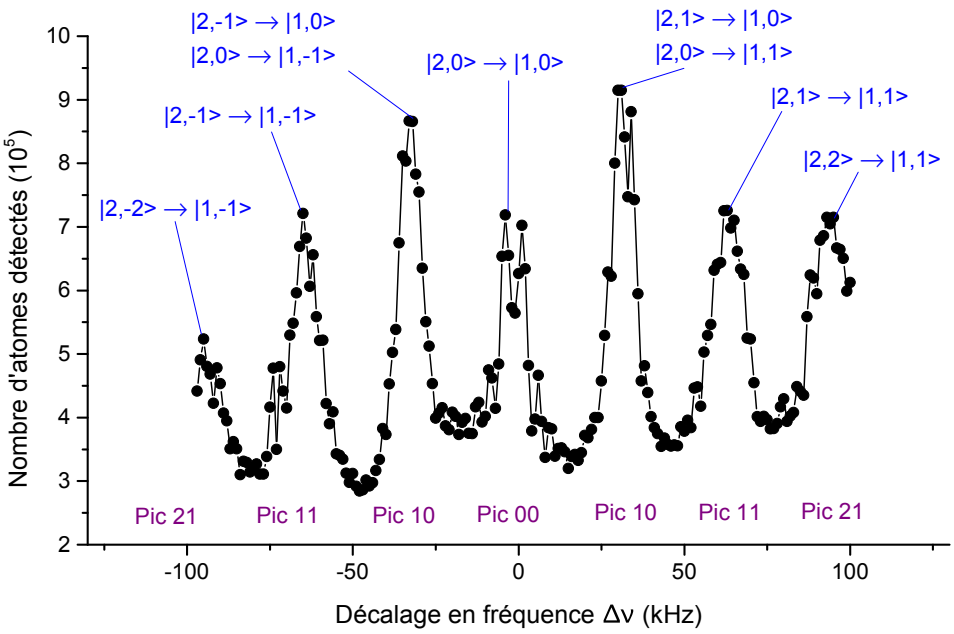


Figure 3.15 – Nombre d'atomes détectés en fonction du désaccord de la micro-onde par rapport à la fréquence de résonance de la transition $|2,\,0\rangle \rightarrow |1,\,0\rangle$. Le champ magnétique n'est pas nul, on observe donc une succession de pics correspondant aux différentes transitions notées sous la forme $|\mathrm{F},\,m_F\rangle \rightarrow |\mathrm{F},\,m_F\rangle$. L'amplitude des pics 10 est plus importante car deux transitions sont possibles pour cette fréquence micro-onde contre une seule pour les autres, l'amplitude n'est pas double cependant. Le premier pic est d'amplitude moindre car il correspond aux premiers cycles du dispenseur opéré en mode pulsé.

La figure 3.17 présente les données obtenues pour le premier balayage fin du champ magnétique autour de sa valeur de compensation selon X. Le décalage en fréquence est normalisé par la somme des nombres quantiques magnétiques afin que l'on puisse déterminer avec plus de précision la valeur du champ de compensation. L'ajustement de ces données permet également de renormaliser les champs magnétiques. En effet, si la valeur du magnéton de Bohr issue de l'ajustement, $\mu_{B_{exp}}/h$ =1.33±0,02 MHz/G ne correspond pas rigoureusement à la valeur théorique $\mu_{B_{théo}}/h$ =1,3996 MHz/G, c'est que l'on n'applique pas exactement le champ magnétique que l'on pensait et on peut ainsi le corriger.

Le même processus est répété pour les directions y et z en utilisant à chaque fois la valeur optimale déterminée précédemment pour les champs de compensation selon les directions transverses. Comme les valeurs de B_y et B_z n'étaient pas optimales lors de la détermination de B_x, une seconde itération est faite, de même pour B_y.

Finalement, les champs à utiliser pour compenser le champ magnétique ambiant sont [28] :

$$B_x = -256\ mG, \quad B_y = 1,236\ G, \quad B_z = -174\ mG.$$

On obtient alors un pic unique dont la forme est présentée sur la figure 3.18. La largeur à mi-hauteur de ce pic est de 25 kHz. Elle est liée en partie à la résolution de l'impulsion

28. La résolution maximale sur les champs magnétiques est de 0,1 mG, cependant, on ne distingue pas de différences sur les données quand on modifie le champ d'une valeur inférieure à 1 mG

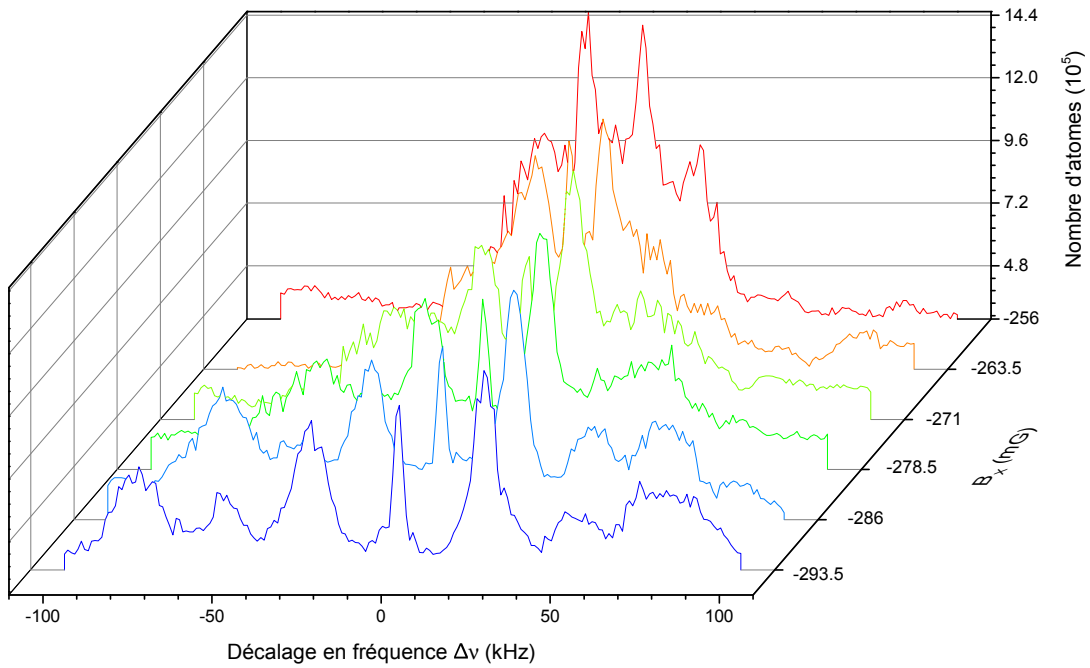


FIGURE 3.16 – Rapprochement des pics lorsque le champ magnétique B_X tend vers la valeur de compensation du champ résiduel selon cet axe. Le regroupement n'est pas parfait car les champs n'ont pas encore été optimisés dans les autres directions.

micro-onde. Comme la durée de cette dernière est de 250 μs, la résolution maximale dans le domaine fréquentiel est de 4 kHz. La largeur finale du pic est supérieure à cette valeur limite, traduisant la présence de champs transverses résiduels.

3.4.2 Mesure de la température par temps de vol

L'image par absorption du faisceau sonde est prise après un "temps de vol" (TOF), c'est-à-dire après avoir éteint le piège, quel qu'il soit, qui contenait les atomes avant l'imagerie. Une fois le piège éteint, les atomes composant le nuage thermique vont connaitre une expansion balistique, c'est-à-dire exempte de collision [29]. Cette expansion peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + (v \cdot t)^2} \tag{3.4.3}$$

où σ_0 est la distribution initiale du nuage.

Le nuage étant à l'équilibre thermodynamique lorsqu'il est piégé, on peut utiliser le théorème d'équipartition de l'énergie pour relier cette dernière à la température du nuage : $\langle E \rangle = \frac{n}{2} k_B T$ où $\langle E \rangle$ est l'énergie moyenne des atomes qui composent le nuage et n le nombre de degrés de liberté. On considère que l'énergie de ces atomes correspond uniquement à l'énergie cinétique due à leur mouvement de translation. Ainsi, on peut écrire : $\langle E \rangle = \frac{1}{2} m_{Rb} \langle v^2 \rangle$ où v correspond à la vitesse d'un atome.

Si l'on se place selon une direction particulière, x par exemple, les degrés de liberté sont restreints à n=1, on aboutit à l'égalité suivante : $\langle v_x^2 \rangle = \frac{k_B}{m_{Rb}} T_x$ Ainsi, à partir de

29. Pour un nuage thermique, la densité atomique est suffisamment faible pour que les collisions soient négligées

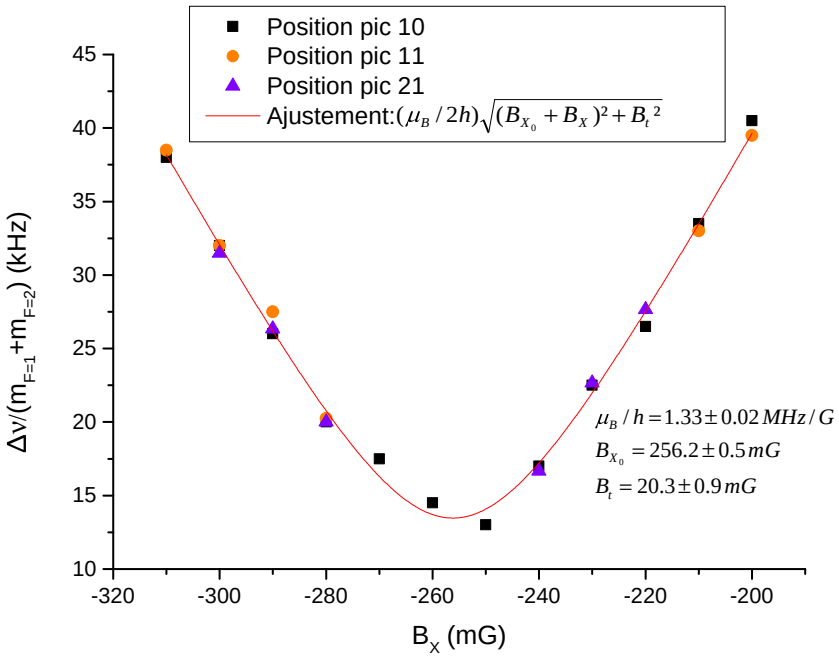


Figure 3.17 – Décalage en fréquence en fonction du champ magnétique de compensation selon la direction x. Comme les champs selon les autres directions ne sont ajustés que grossièrement, il reste un champ transverse qui empêche le décalage d'être réduit à zéro. La valeur des décalages est la moyenne des valeurs absolues des deux positions des pics pour la transition concernée. Les pics 11 et 21 ont un décalage respectivement double et triple par rapport au pic 10 mais ceci est normalisé en affichant $\Delta\nu/(m_{F=1}+m_{F=2})$

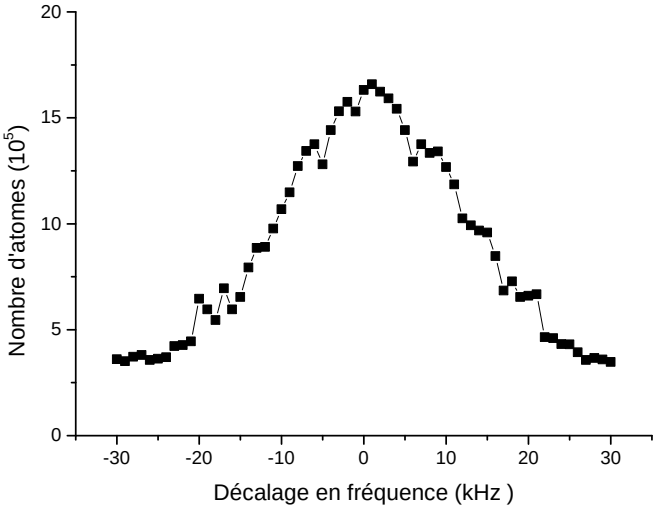


Figure 3.18 – Dégénérescence des niveaux d'énergie pour une compensation optimale du champs magnétique terrestre.

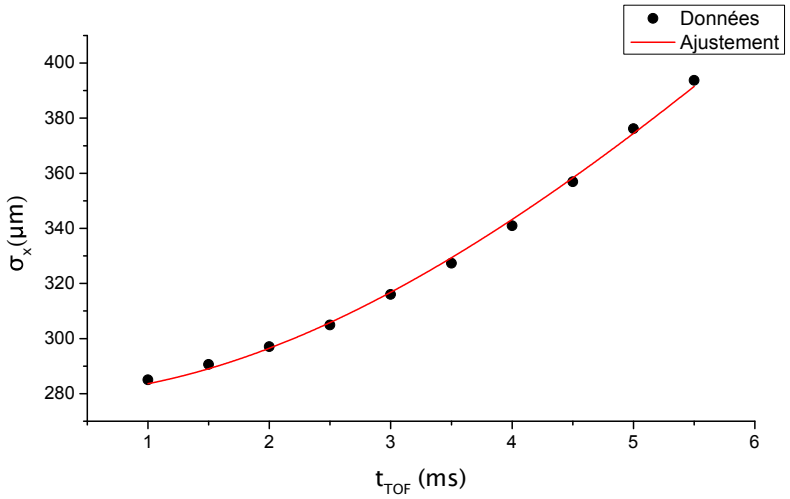


FIGURE 3.19 – Exemple d'évolution de la taille d'un nuage de $4{,}4.10^6$ atomes en fonction du temps de vol t_{TOF}. L'ajustement, effectué grâce à la formule (3.4.4), permet de connaitre la taille initiale du nuage ainsi que la température moyenne selon l'axe considéré, ici x. Ces paramètres valent $\sigma_{0,x} = 279\ \mu m$ et $T_x = 26\ \mu K$. Le nuage a subi une séquence de refroidissement incluant une mélasse optique comme décrit dans la partie 3.4.3.

l'équation (3.4.3), on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma_x(t) &= \sqrt{\sigma_{0,x}^2 + \frac{k_B}{m_{Rb}} T_x \cdot t^2} \\ &= \sqrt{\sigma_{0,x}^2 + 95,66 \cdot T_x \cdot t^2} \end{aligned} \tag{3.4.4}$$

où le coefficient numérique est calculé en unités SI, ou encore en $\mu m^2 \cdot ms^{-2} \cdot \mu K^{-1}$.

En mesurant la taille du nuage atomique pour des images prises à différents temps de vol t, on peut remonter à la température du nuage dans la direction selon laquelle la distribution a été mesurée, il suffit pour cela d'ajuster les données grâce à la formule (3.4.4).

Un tel ajustement est présenté sur la figure 3.19, on voit que la taille du nuage augmente avec le temps de vol, illustrant l'expansion balistique des atomes. La température atteinte est de 26 μK, en effet, le nuage a été refroidi à l'aide d'une mélasse optique comme nous allons le détailler maintenant.

3.4.3 Mélasse optique

Avant le chargement dans le piège conservatif, on cherche à refroidir davantage les atomes. Pour cela, on effectue une phase de mélasse, où le gradient est éteint et le désaccord des faisceaux augmenté davantage. Le mécanisme de refroidissement sub-Doppler ou refroidissement par gradient de polarisation, repose sur le fait que les faisceaux contrapropageants ont des polarisations circulaires opposées, la somme des deux champs est donc polarisée linéairement et la direction de polarisation tourne le long de l'axe de propagation. Un atome en mouvement dans ce potentiel optique est donc soumis à une polarisation tournante. Il en résulte un déséquilibre entre le taux d'absorption des deux faisceaux contra-propageants, créant une force qui s'oppose au mouvement de l'atome.

La température obtenue est inversement proportionnelle au désaccord en fréquence et la limite de ce refroidissement est proche de l'énergie de recul d'un atome $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

avec m la masse de l'atome de rubidium. Cette température est de l'ordre du microKelvin dans le cas du Rb.

Cette technique requiert la dégénérescence des sous-niveaux magnétiques et fonctionne donc le plus efficacement à champ magnétique nul. L'équilibre en puissance entre les différents faisceaux refroidisseurs est optimisé en regardant, grâce à deux caméras positionnées sur des axes différents, que l'étalement du nuage reste symétrique dans l'espace lorsque l'on éteint brusquement le gradient magnétique.

Des températures jusqu'à 10 μK ont pu être observées après avoir optimisé la puissance et le désaccord des faisceaux pendant la phase de mélasse ainsi que sa durée. Un désaccord de -12 Γ, et une phase de 3 ms donnent de bons résultats alors que la puissance est réduite à une quinzaine de pourcents de sa valeur pendant le PMO.

3.5 Pièges conservatifs

Dans un piège magnéto-optique, le désaccord des faisceaux avec la transition atomique est faible, ce qui favorise l'absorption de photons par les atomes, créant une force dissipative sur ces derniers. Une dynamique conservative peut être obtenue dans d'autres types de pièges, notamment dans un piège optique très désaccordé : le processus de diffusion est fortement réduit et c'est l'interaction entre le champ électrique oscillant du faisceau laser et le moment dipolaire qu'il induit dans l'atome qui devient alors dominant. De même, la force entre le moment magnétique des atomes et un champ magnétique extérieur dérive d'un potentiel conservatif.

3.5.1 Transfert entre deux pièges

Afin d'obtenir un transfert optimal entre deux pièges, sans chauffage et sans perte atomique, il faut adapter le mode de ces deux pièges. Pour cela, deux critères doivent être respectés. Tout d'abord, si la fréquence de piégeage n'est pas conservée, le transfert entre les deux potentiels engendre des respirations, c'est-à-dire des oscillations de l'extension spatiale du nuage en fonction du temps. Il est donc préférable de modifier adiabatiquement le confinement dans le premier piège afin de le faire correspondre au mieux à celui du deuxième avant d'effectuer le transfert. Ensuite, si la position centrale des deux pièges n'est pas superposée, des oscillations du centre de masse du nuage ont lieu au sein du deuxième piège, conséquence de la force qui s'est exercée sur tous les atomes vers le centre du second piège au moment du transfert. Nous reviendrons plus en détail sur cette dynamique du transfert dans la suite de cette section puisqu'elle peut également servir à caractériser le piège.

Le PMO, avec son faible gradient magnétique et son désaccord limité à quelques Γ, permet de capturer efficacement beaucoup d'atomes à température ambiante et de réduire les pertes causées par la réabsorption de photons à l'intérieur du PMO en maintenant une densité relativement faible. Cependant, le piège magnéto-optique ne permet pas le chargement optimal de pièges conservatifs. Pour optimiser le chargement, il est usuel en effet de réduire la taille du nuage afin qu'elle corresponde mieux à la taille du piège conservatif et d'augmenter la densité d'atomes. Ceci est notamment utile pour le refroidissement évaporatif permettant de créer des condensats de Bose-Einstein, qui ne seront pas utilisés ici mais dont la formation devrait être possible avec notre dispositif expérimental [84]. Cette compression doit évidemment minimiser les pertes atomiques.

Les séquences de chargement des deux pièges, magnétique et optique, seront différentes et nous mentionnerons les paramètres optimaux pour chacune d'elles dans la section suivante. Ici, nous discuterons une séquence typique de compression du PMO afin d'optimiser le refroidissement des atomes.

La température des atomes dans le PMO est de l'ordre 300 μK, ce qui correspond à la valeur attendue d'après la formule (3.3.1) pour un désaccord de -2Γ. Les tailles du nuage, constitué de 6.10^6 atomes, dans les deux directions de mesure vallent $\sigma_x^{PMO} = 460$ μm et $\sigma_y^{PMO} = 400$ μm.

Les paramètres expérimentaux qui permettent d'optimiser le PMO compressé (PMOc) sont le désaccord final de la fréquence du laser refroidisseur, le gradient magnétique à la fin de la phase de compression et la durée de cette phase. Si le gradient n'est pas modifié mais que le désaccord l'est, on appellera cette phase PMO désaccordé (PMOd). En fonction des paramètres expérimentaux choisis ainsi que du nombre d'atomes initial dans le PMO, entre 60% et $\sim$ 100% sont conservés dans le PMOc ou le PMOd.

Pour une phase d'augmentation du désaccord de 5 ms suivie d'une phase stationnaire de 10 ms avec le désaccord allant de -2 Γ à -7 Γ et le gradient maintenu à 12,6 G/cm, par exemple, on mesure que la taille du nuage vaut $\sigma_x^{PMOC} = 330$ μm et $\sigma_y^{PMOC} = 280\mu m$, soit une diminution de 30% par rapport à l'extension spatiale dans le PMO, et la température est de l'ordre de 200 μK. La limite théorique, la température Doppler, est de 146 μK. Augmenter simplement le désaccord permet de réduire la taille et la température du nuage, au prix d'une perte atomique qui dépend du nombre initial d'atomes dans le PMO.

3.5.2 Piège magnétique : transfert et durée de vie

Le piégeage magnétique repose sur l'interaction entre le champ magnétique extérieur $\vec{B}$ et le moment magnétique permanent $\vec{\mu}$ des atomes, qui peut s'écrire de la manière suivante :

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos\theta \tag{3.5.1}$$

où θ est défini l'angle entre le moment magnétique et le champ magnétique extérieur.

Si le moment magnétique $\vec{\mu}$ suit de manière adiabatique l'orientation du champ magnétique extérieur, l'énergie d'interaction s'écrit :

$$E = -\frac{\mu_B g_F m_F}{\hbar} ||\vec{B}|| \tag{3.5.2}$$

Devant l'impossibilité de créer un maximum local du champ magnétique à trois dimensions [85], les atomes doivent être piégés dans un minimum, ce qui limite le piégeage aux états magnétiques tels que $m_F g_F > 0$.

Pompage

Dans le PMO, les atomes sont distribués de manière égale dans tous les sous-niveaux Zeeman. Si l'on cherche à les piéger directement dans un piège magnétique, les 3/5ème seront donc perdus. C'est la raison pour laquelle les atomes sont transférés dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = 2\rangle$ par pompage optique à l'aide d'une lumière polarisée circulairement ($\sigma+$) résonante avec F=2 → F'=2, en présence d'un champ de quantification levant la dégénérescence, comme indiqué sur la figure 3.20. Le faisceau permettant le repompage des atomes depuis F=1 est également allumé pendant cette phase de pompage. Une fois le pompage terminé, aucune absorption n'est plus possible car tous les atomes se trouvent dans un état noir, où ils ne sont pas chauffés par la lumière de pompage avec laquelle ils n'interagissent plus. Une phase de pompage de 0,2 ms permet un transfert de plus de 99% des atomes dans l'état $|$F=2, m_F=2$\rangle$ et le champ de quantification, appliqué selon l'axe de propagation du faisceau de pompe, vaut B_Z = 3,15 G. Le pompage a lieu directement après la phase de mélasse s'il y en a une, ou sinon directement après le PMO compressé.

Nous aurions également pu choisir de pomper les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$, également attiré par les champs magnétiques faibles, cependant, l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ possède un moment magnétique plus important et est donc plus fortement piégé.

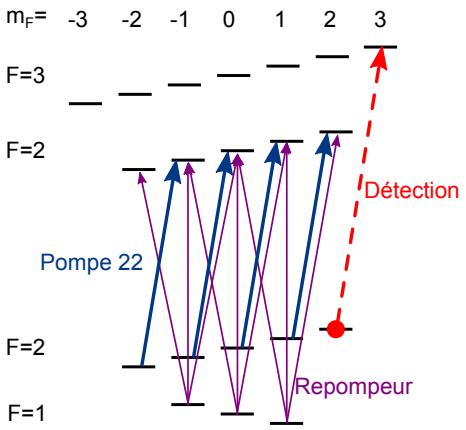
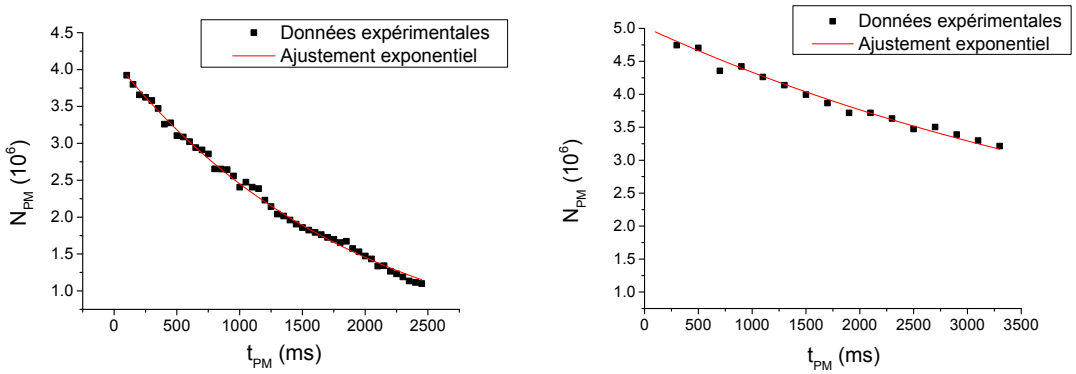


FIGURE 3.20 – Schéma du pompage optique précédent le piégeage magnétique. La pompe 22 (flèches bleues) polarisée $\sigma+$ permet de pomper les atomes (cercle rouge) dans l'état noir |F=2 m_F=2 $\rangle$ alors que le rempompeur (flèches violettes) assure le retour des atomes dans l'état F=2 si ils se desexcitent dans F=1. L'imagerie pourra ensuite être faite sur la transition |F=2 , m_F=2 $\rangle \rightarrow$ |F'=3, m_F=3$\rangle$.

Mesure de temps de vie

Après avoir refroidi et pompé les atomes, ils sont transférés dans le piège magnétique. Le taux de transfert varie de 40% à 85% en fonction de la distribution spatiale et de la température initiale du nuage. Une fois dans le piège, on peut mesurer le temps de vie des atomes, on regarde pour cela comment évolue le nombre d'atomes dans le piège au cours du temps, comme l'indique la figure 3.21.

Lorsque l'on effectue une séquence où l'on optimise la mélasse afin que la température du nuage atteigne 10 μK, les temps de vie sont invariablement limités à 2,5 s, pour des gradients de piégeage allant de 100 à 175 G/cm et pour des nombres d'atomes chargés



(a) (b)

FIGURE 3.21 – (a) Le temps de vie pour un nuage chargé dans le piège magnétique après une mélasse (T $\approx$ 10 μK) est de 2,0 $\pm$ 0,1 s ; (b) La durée de vie du nuage chargé après un PMO désaccordé (T $\approx$ 150 μK) est de 6,5 $\pm$ 0,7 s.

initiaux de l'ordre de 10^5 à 10^7. Un exemple est présenté sur la figure 3.21a. Ce temps de décroissance étant indépendant du nombre d'atomes initialement chargés dans le piège magnétique, qui dépend de la pression résiduelle dans la cellule comme nous en parlerons dans le chapitre suivant, il ne s'agit donc pas de pertes liées aux collisions avec les atomes résiduels à température ambiante dans la cellule.

Perte Majorana

La limitation sur le temps de vie des atomes chargés dans le piège magnétique à 10 μK provient de pertes liées à l'effet Majorana [86]. Au centre du piège magnétique quadrupolaire, le champ vaut zéro et possède un signe opposé de part et d'autre de ce zéro (voir Annexe B). Or, seuls les atomes dont le moment magnétique est anti-aligné avec le champ sont piégés. Le moment magnétique de l'atome doit donc se réorienter de façon adiabatique au passage du centre du piège. Cela signifie que la variation de l'angle θ entre le moment magnétique de l'atome et le champ magnétique externe doit être lente devant la fréquence de précession de Larmor $\omega_L = m_F g_F \mu_B \frac{B}{\hbar}$.

Si le changement du champ magnétique est trop rapide par rapport à la fréquence de précession du moment atomique, l'atome se trouve dans un état non piégé et est perdu. Ce critère d'adiabaticité peut s'écrire :

$$\omega_L >> \frac{d\theta}{dt} \tag{3.5.3}$$

Ce critère ne peut pas être satisfait quand B=0, il peut alors être interprété comme une région non-adiabatique ou un "trou" au centre du piège par lequel peuvent s'échapper les atomes et dont le rayon dépend du gradient magnétique créant le piège. Les atomes, s'ils sont froids, passent beaucoup de temps au centre du piège et ont donc une grande probabilité d'être perdus, alors que des atomes plus chauds y passent moins de temps, leur orbite explorant principalement des zones éloignées du centre. Ils sont donc conservés plus longtemps dans le piège.

Le taux de perte Majorana dans un piège quadrupolaire peut s'écrire [87] :

$$\Gamma_{Maj} = \frac{\hbar}{m} \frac{24^{1/3}}{32} \left[\frac{m_F g_F \mu_B B'}{k_B T} \right]^2 \tag{3.5.4}$$

La fraction numérique dans cette formule prend en compte le volume effectif du piège. Le temps de vie lié aux pertes par effet Majorana $\tau_{Maj} = 1/\Gamma_{Maj}$ est donc proportionnel à T^2/B'^2.

D'après la formule (3.5.4), une température de chargement de 10 μK correspond à un temps de vie de 2,1 s dans le piège magnétique pour un gradient de piégeage de 125 G/cm, ce qui est en accord avec nos mesures faites dans ces conditions 3.21a. Ce temps de vie est limitant si l'on souhaite effectuer un refroidissement évaporatif afin d'obtenir un nuage froid et confiné. Le plus simple est alors d'ajouter un champ de biais non constant afin de modifier la position du zéro plus rapidement que les atomes ne peuvent l'atteindre. Ainsi, on crée un piège TOP (time-averaged, orbiting potential) [88] qui peut contenir un nuage froid sur des temps supérieurs au temps de vie Majorana. Cependant, nous n'avons pas implémenté cette méthode car nous ne souhaitons pas condenser les atomes.

Afin d'observer des temps de vie supérieurs à la limite des pertes Majorana, il suffit d'augmenter la température du nuage chargé dans le piège magnétique afin que les pertes Majorana se produisent sur un temps beaucoup plus long que le temps de vie lié aux collisions avec les atomes résiduels. À la température de Doppler, $\tau_{Maj} = 455$ s : ce temps est bien supérieur à celui lié aux collisions avec les atomes chauds extraits du chargement PMO à partir de la pression résiduelle dans la cellule. On peut constater, sur

la figure 3.21b, l'augmentation du temps de vie (6 secondes) dans le piège magnétique lorsque le nuage chargé est plus chaud.

On abandonne donc la phase de mélasse qui permet le refroidissement sub-Doppler. Le PMO est donc chargé avec un désaccord de -3Γ et un gradient de 12,6 G/cm puis le désaccord est linéairement balayé en 5 ms jusqu'à atteindre -5Γ où il est maintenu pendant 1 ms. Cette séquence permet d'atteindre une température avoisinant 200 μK. Le gradient magnétique pour le piégeage est ici de 110 G/cm et est atteint en 10 ms à l'aide d'une rampe linéaire.

Décroissance en deux temps

Pour un nombre d'atomes initialement chargés plus important, comme sur la figure 3.22, on constate que la décroissance exponentielle du nombre d'atomes en fonction du temps se passe en deux temps : une première décroissance rapide ($\approx$ 300 ms) suivi par une décroissance plus lente $\approx$ 6 s, mises en évidence par l'ajustement avec la somme de deux exponentielles de temps caractéristiques différents.

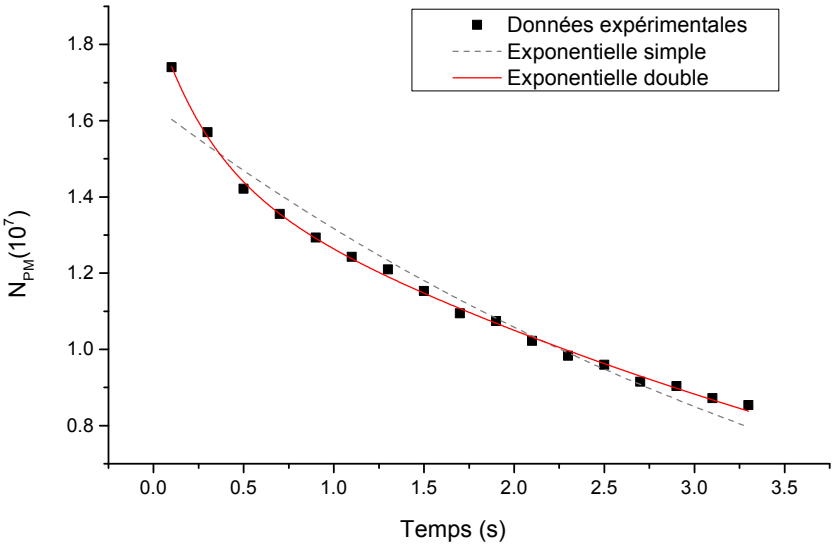


FIGURE 3.22 – Évolution du nombre d'atomes dans le piège magnétique en fonction du temps, pour un gradient B'=110 G/cm. La décroissance s'ajuste avec la somme de deux exponentielles (courbe rouge) de temps caractéristique respectifs $t_2 \approx 300$ ms et $t_1 \approx 5800$ ms. L'ajustement par une exponentielle simple est tracée en pointillés gris.

Si la densité d'atomes initialement chargés dans le piège est suffisamment importante, cela donne alors naissance à des pertes à deux corps, qui constituent un canal de perte rapide, de constante de temps t_2. Lorsque suffisamment d'atomes ont quitté le piège, ce canal de perte s'amenuise et les pertes liées aux collisions avec les atomes résiduels deviennent prédominantes avec un temps de décroissance t_1.

3.5.3 Piège dipolaire : transfert et durée de vie

Le piégeage optique repose sur l'interaction entre le champ électrique oscillant du faisceau laser et le moment dipolaire qu'il induit dans l'atome. Quand le désaccord entre longueur d'onde du laser et la résonance atomique est grand devant le décalage hyperfin

entre les deux niveaux fondamentaux et que la polarisation du faisceau dipolaire est linéaire, le potentiel dipolaire peut s'écrire :

$$U_{dip} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{at}^3}\frac{\Gamma}{\delta}I(\mathbf{r}) \tag{3.5.5}$$

Pour un faisceau gaussien, le profil d'intensité s'écrit comme (A.0.1), avec $I(0) = 2P/\pi w^2$, P étant la puissance du laser dipolaire. Pour un col w de 35 μm, une longueur d'onde λ de 1070 nm et une puissance de 10 W, on obtient un piège d'une profondeur d'environ $k_B\times$ 680 μK. Le taux de diffusion spontanée est de 3,5 s^{-1}.

Si la température des atomes dans le piège est suffisamment faible pour qu'ils n'en explorent que le fond, on peut considérer le piège comme harmonique et calculer les fréquences d'oscillation dans les directions longitudinales et radiales suivant :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad , \quad \omega_l = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \tag{3.5.6}$$

Les fréquences d'oscillation sont dans notre cas : $\omega_r = 2\pi\cdot$ 2,3 kHz et $\omega_l = 2\pi\cdot$16 Hz pour $w_0 = 35$ μm (et $\omega_r = 2\pi\cdot$ 1,8 kHz et $\omega_l = 2\pi\cdot$ 11 Hz pour $w_0 = 40$ μm).

Dispositif expérimental

Le piège dipolaire présenté ici est celui utilisé pour effectuer le transport du nuage atomique vers la cavité optique. Le laser utilisé pour le piégeage optique des atomes et pour leur transport du PMO à la cavité est un laser commercial Ytterbium fibré [30]. Il émet à $\lambda_D = 1070 \pm 3{,}5$ nm, donc largement désaccordé par rapport à la fréquence de résonance des atomes de Rubidium, avec une puissance pouvant aller jusqu'à 50 W. Le col du faisceau en sortie de fibre est de 2,5 mm et la polarisation est linéaire. Ce faisceau passe d'abord à travers une lame demi-onde suivie d'un cube polariseur afin de pouvoir atténuer la puissance envoyée sur les atomes. En effet, le laser ne peut pas fonctionner à moins de 10% de sa puissance maximale, ce qui correspond déjà à une puissance de quelques Watts. En modifiant l'angle de la lame, on peut choisir la quantité de lumière déviée, qui sera dissipée dans un bloqueur de faisceau compatible avec les hautes puissances [31]. Le faisceau traverse ensuite une deuxième lame $\lambda/2$, qui permet d'aligner sa polarisation avec l'axe optimal d'entrée dans le déflecteur acousto-optique, élément qui permettra de déplacer le faisceau entre la position du PMO et la position de la cavité. Ce dernier est ensuite focalisé sur les atomes grâce à un doublet achromatique [32] de focale f = 251,9 mm et de diamètre 50,8 mm. Cela correspond à un col [33] d'environ 35 μm au niveau des atomes. La figure 3.11, qui présente également le système de détection, schématise le trajet de ce faisceau dipolaire (en bleu).

Mentionnons ici que ce laser n'est pas monomode, contrairement aux lasers présentés dans le chapitre précédent. Il possède en effet un spectre large de fréquences distribuées sur 500 GHz avec un séparation d'environ 15 MHz [89].

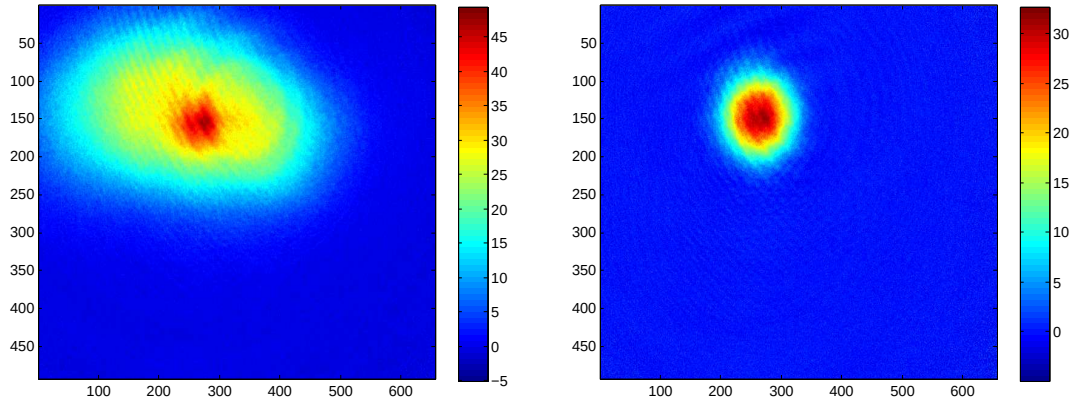
Chargement du piège dipolaire

Comme nous l'avons mentionné précédemment, un refroidissement évaporatif à l'aide du piège magnétique avait été envisagé avant le transfert du nuage dans le piège dipolaire. Cependant, il a été observé que le transfert dans le piège optique était tout aussi efficace

30. IPG Photonics, Modèle YLR-50-LP-Y12.
31. Thorlabs, BT610.
32. QiOptiq, G32 2311 525.
33. Le col d'un faisceau gaussien correspond à la distance à l'axe où l'intensité chute à e^{-2}.

lorsque effectué directement depuis le PMO, en allumant le faisceau dipolaire dès le début de la phase du PMO. Un tel refroidissement évaporatif n'a donc pas été mis en œuvre à ce jour car le transfert et le transport était satisfaisant.

Alignement : Afin de positionner le piège dipolaire avec le centre du PMO, nous utilisons l'image donnée par la détection selon l'axe x à la position du PMO. Cet axe de détection correspond également à l'axe de propagation du faisceau dipolaire dans la cellule (voir figure 3.11). Sur l'image 3.23a, on voit le nuage atomique contenu dans le piège magnéto-optique avec le piège dipolaire également allumé, et l'image 3.23b correspond aux atomes dans le piège dipolaire uniquement, après extinction du PMO.



(a) (b)

FIGURE 3.23 – (a) Nuage atomique dans le PMO avec le piège dipolaire allumé ; (b) Nuage restant dans le piège dipolaire après extinction du PMO. La puissance du laser est de 11 W pour ces images et l'imagerie a été effectuée selon l'axe x.

Afin de superposer le centre des deux pièges, on modifie légèrement l'inclinaison des miroirs qui dirigent le faisceau dipolaire dans la cellule. Il faut veiller toujours à conserver le faisceau dipolaire parallèle à la table optique. En effet, le piège est plus faible dans la direction longitudinale et une trop grande inclinaison pourrait induire la perte des atomes le long de l'axe de propagation du faisceau à cause de la gravité.

En utilisant la détection par absorption selon l'axe z, on peut avoir une image du nuage atomique dans le piège dipolaire selon son axe faible. Le nuage a la forme d'un cigare, comme présenté sur la figure 3.24. Les oscillations du centre de masse provoquées par un transfert non omptimal sont clairement visibles le long de cet axe de confinement faible. À partir de ces oscillations, on peut donc optimiser l'alignement des centres du PMO et du piège dipolaire longitudinal. Pour cela, la position du col du faisceau dipolaire est modifiée en déplaçant simultanément l'AOD et la lentille, jusqu'à annuler les oscillations le long de la direction longitudinale. De telles données seront présentées dans la partie 3.5.4 où nous les utiliserons également pour caractériser le piège dipolaire.

Séquence : Le chargement du piège dipolaire, résumé sur la figure 3.25, est effectué de la manière suivante :

- La phase de chargement du PMO dure 1400 ms avec un désaccord de -3 Γ et un gradient magnétique B'=12,6 G/cm.

- Une rampe de 18 ms permet de désaccorder le PMO jusqu'à -6 Γ, tout en modifiant la puissance des faisceaux refroidisseurs, diminuée à 60% de sa valeur initiale (valeur maximale pendant le PMO), et celle des faisceaux de repompage, réduite de 50%. Le gradient est maintenu à la même valeur que pendant le PMO. Une fois la rampe terminée,

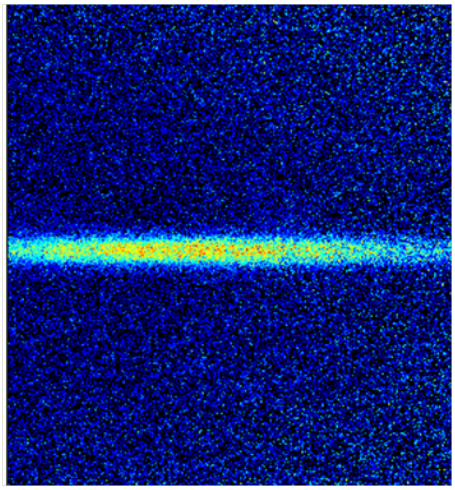


FIGURE 3.24 – Image par absorption selon l'axe z du nuage dans la piège dipolaire. Les distributions, logitudinales comme transverses, peuvent être ajustées par une gaussienne qui permet de déterminer le centre du nuage.

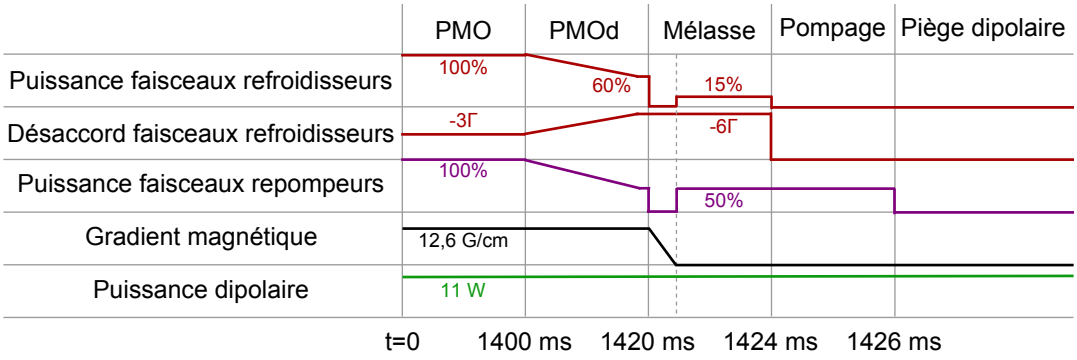


FIGURE 3.25 – Séquence expérimentale pour le chargement du piège dipolaire.

le PMO désaccordé est maintenu pendant 2 ms. Les faisceaux sont ensuite coupés pendant 1 ms, le temps d'éteindre le gradient magnétique car le champ magnétique va osciller autour de zéro en s'éteignant, ce qui conduit à des pertes si les faisceaux sont également allumés.

- La phase de mélasse dure 3 ms avec un désaccord de -6 Γ, la puissance des faisceaux refroidisseurs réduit à environ 15% de sa valeur pendant le PMO alors que les faisceaux repompeurs sont maintenus à 50% de leur valeur initiale. Les champs magnétiques ainsi que le gradient au niveau des atomes sont nuls pendant cette phase.

Si l'on veut pomper les atomes dans l'état F=1, il suffit de prolonger la mélasse de 2 ms tout en éteignant les faisceaux repompeurs. Ainsi, les atomes retombent dans l'état F=1 et n'interagissent plus avec la lumière laser, s'accumulant ainsi dans cet état. Le taux de pompage est de 100%.

Le piège dipolaire est allumé dès le début de la séquence, au moment où le PMO est allumé. Après la phase de pompage ou directement après la mélasse, on éteint donc tous les autres faisceaux et les atomes sont alors piégés dans le potentiel dipolaire.

Le temps de vol avant l'imagerie est choisi à 2 secondes pour ces séries de données. La durée de l'impulsion lumineuse pour l'imagerie est de 50 μs. Si les atomes avaient préalablement été pompés dans l'état F=1, ils sont repompés dans l'état F=2 pendant

le temps de vol en allumant les faisceaux repompeurs afin qu'ils puissent être imagés par l'impulsion de détection résonnante $|F{=}2\rangle \rightarrow |F'{=}3\rangle$.

Étude du temps de vie en fonction de la puissance laser

Dans le piège dipolaire également, le nombre d'atomes évolue selon deux constantes de temps distinctes, comme indiqué sur la figure 3.26 .

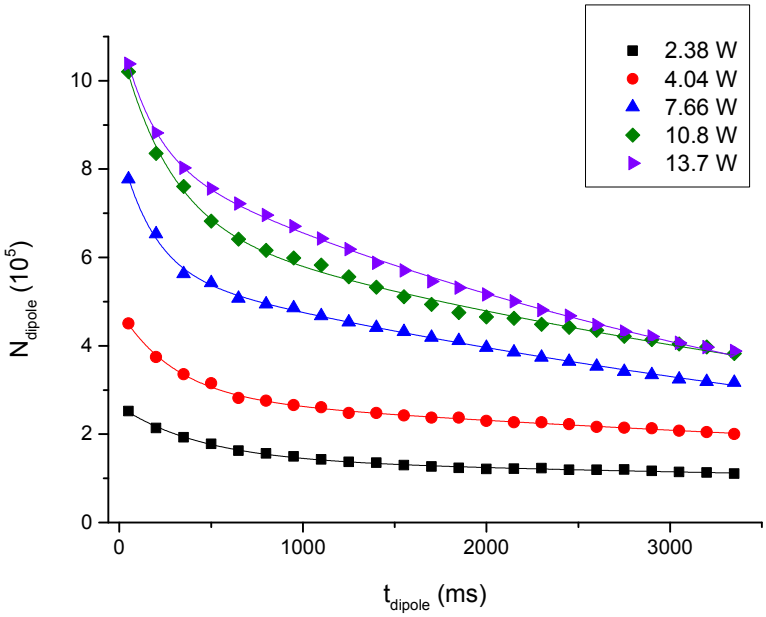


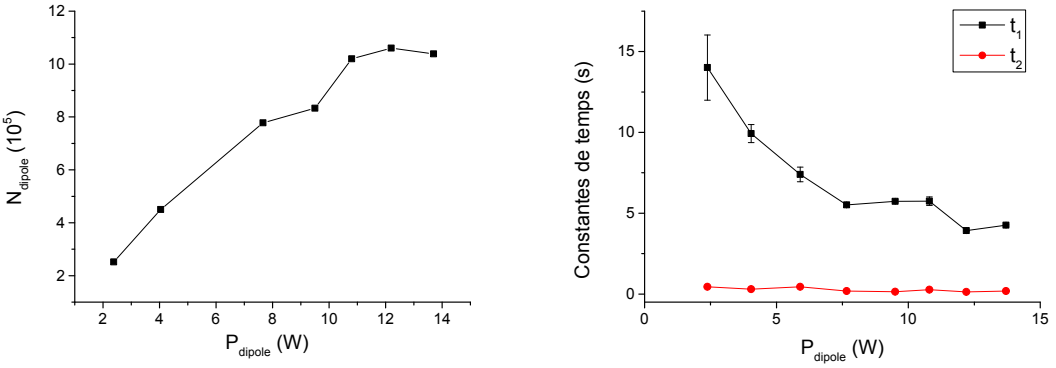
FIGURE 3.26 – Évolution du nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction du temps t_{dipole} pour différentes puissances laser dans le faisceau dipolaire. Ces données ont été prises pour des atomes initialement dans l'état F=2. Les lignes continues correspondent aux ajustements avec une somme de deux exponentielles.

Comme précédemment, on attribue le temps de décroissance rapide aux pertes par collisions à deux corps au sein du piège et le temps plus long aux collisions avec les atomes résiduels dans la cellule.

En extrayant les données des courbes présentées sur la figures 3.26, on obtient le temps de vie ainsi que le nombre d'atomes initialement chargés dans le piège en fonction de la puissance optique de ce dernier. Ces données sont présentées sur la figure 3.27.

Le nombre d'atomes initialement chargés dans le piège augmente en fonction de la puissance dipolaire jusqu'à d'atteindre un plateau autour d'une puissance de 11 W. Le temps de vie des atomes dans le piège quant à lui décroit avec la puissance dipolaire. Il se trouve en effet réduit d'un facteur 3 entre une puissance de 2,5 W et de 12 W.

Ce comportement a déjà été observé dans l'article [89] au sein d'un piège dipolaire croisé formé par deux faisceaux issus du même modèle de laser que celui que nous utilisons, c'est à dire un laser multimode à 1070 nm. Le laser est composé d'un peigne de fréquences espacées de 15 MHz sur 500 GHz, alors que la largeur naturelle de la transition atomique du Rubidium est de 6 MHz. Il est donc très probable qu'à chaque mode du champ laser corresponde un autre mode avec une fréquence décalée d'environ la séparation hyperfine entre les deux niveaux de l'état fondamental du ^{87}Rb, qui vaut 6,834 GHz. Il peut donc se produire des transitions à deux photons qui font intervenir un niveau virtuel, comme



(a) (b)

FIGURE 3.27 – (a) Le nombre d'atomes chargés dans le potentiel dipolaire sature pour des puissances supérieures à 11 W ; (b) Dépendance des constantes de temps de décroissance correspondant respectivement aux pertes à deux corps, t_2, et aux pertes à un corps, t_1, en fonction la puissance optique du faisceau dipolaire utilisé pour le piège.

illustré sur la figure 3.28. Plus la puissance est importante, moins ces transitions peuvent être négligées.

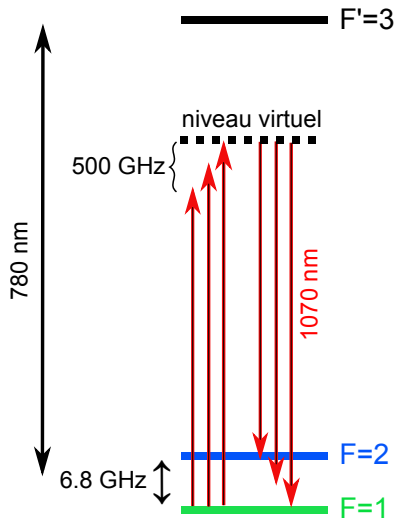


FIGURE 3.28 – Transition à deux photons faisant intervenir un niveau virtuel d'énergie.

Il a été observé, dans [89], en comparant à fréquence de piégeage similaire un laser monomode et ce laser multimode, que le temps de vie dans le piège d'atomes initialement pompés dans l'état F=1 était plus long avec le laser monomode. Cela appuie l'hypothèse qu'un laser multimode entraine un pompage des atomes dans le niveau hyperfin F=2. Ces atomes subissent ensuite des collisions qui vont modifier leur état, les ramenant dans F=1 avec une énergie cinétique correspondante à la séparation hyperfine entre F=1 et F=2. Les atomes quittent alors leur piège car cette énergie est supérieure à la profondeur de ce dernier.

Ces temps de vie sont satisfaisants étant donné que le nuage atomique sera a priori gardé bien moins d'une seconde dans ce piège dipolaire multimode. Or, après une seconde dans le piège, de l'ordre de 70% des atomes initialement chargés sont encore présents.

3.5.4 Piège dipolaire : caractérisation des fréquences du piège

Afin de caractériser les fréquences caractéristiques du piège dipolaire, nous allons effectuer deux types de mesures : l'une se basant sur la détermination de la période d'oscillation du nuage dans le piège optique après un transfert non optimal, l'autre par excitation paramétrique en chassant les atomes du piège dont l'intensité lumineuse est modulée.

Oscillation du centre de masse et respiration du nuage.

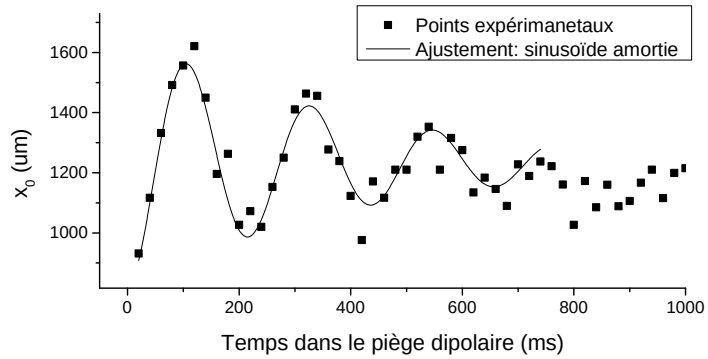
Dans cette partie, nous allons étudier plus en détails les informations que nous pouvons tirer des oscillations du centre de masse ainsi que des respirations du nuage après chargement depuis le PMO. Nous étudions donc le comportement des atomes dans le piège dipolaire le long de son axe longitudinal avec le dispositif de détection par absorption selon l'axe z, permettant d'imager cet axe faible. Cela permet l'alignement du centre longitudinal du piège dipolaire avec celui du PMO afin d'effectuer un chargement optimal, sans exciter les atomes. Ces données permettent également de déterminer la fréquence du potentiel perçu par les atomes.

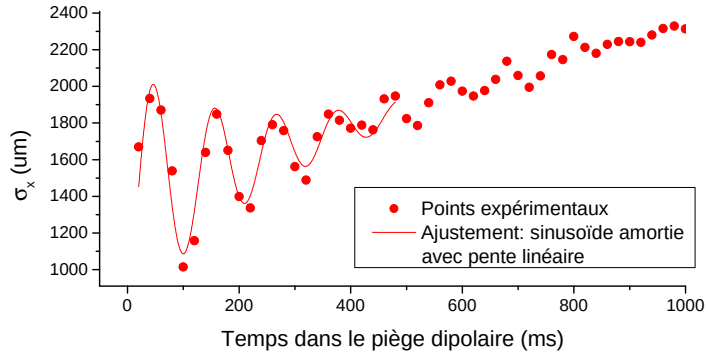
En imageant le nuage à différents moments après son transfert, on peut tracer l'évolution de la position de son centre de masse mais également de son extension spatiale. Les figures 3.29a et 3.29b correspondent respectivement aux cas où les centres des deux pièges sont décalés de 2 mm et superposés. Pour ces données, le nombre d'atomes dans le piège diminue d'environ 20% au cours du temps d'observation, ce qui correspond au temps de vie limité du piège.

Sur la figure 3.29a, on a volontairement choisi un décalage longitudinal de 2 mm entre le centre des deux pièges. La période d'oscillation du centre de masse est déterminée en effectuant un ajustement sinusoïdal amorti qui donne une période de $T_{osc} = 221 \pm 3$ ms, ce qui correspond à une fréquence de piégeage de $\nu_l = 4{,}5$ Hz et donc à un col de 53 μm. La valeur correspondante calculée pour la fréquence radiale est $\nu_r = 980$ Hz. On observe également des oscillations de la taille σ_x du nuage dans le temps, elles correspondent aux respirations du nuage. Cet effet est lié à l'accord de mode imparfait entre le piège magnéto-optique et le piège dipolaire. La période de respiration du nuage est $T_{br} = 110 \pm 2$ ms, on trouve donc que $T_{osc} = 2T_{br}$. Il a déjà été noté que, pour un nuage atomique sans interaction dans un piège harmonique, la fréquence du mode de respiration, aussi appelée mode de compression, est le double de la fréquence d'oscillation harmonique dans ce piège [90]. On note que le nuage est le plus large lorsque sa vitesse est maximale, c'est à dire lorsqu'il se trouve au milieu des deux positions extrémales d'oscillation. À l'inverse, les atomes sont le plus regroupés lorsqu'ils atteignent les positions extrémales de leur déplacement.

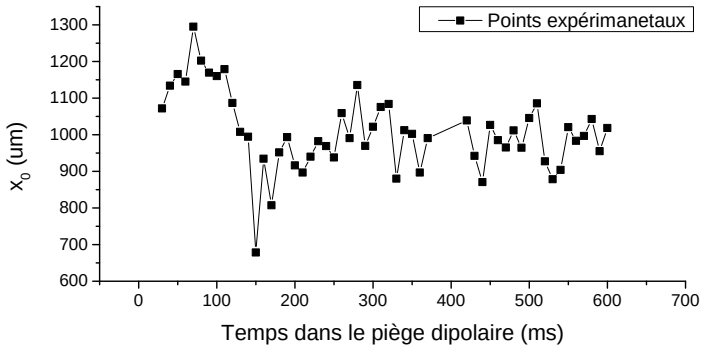
Autant l'amplitude des oscillations de position du centre de masse que celle des respirations du nuage s'atténuent au cours du temps. Dans un piège harmonique, la forme et la taille d'un ensemble atomique sans interaction dont le centre de masse oscille ne sont pas modifiées. L'amplitude de l'oscillation du centre de masse reste donc constante au cours du temps. Dans un piège anharmonique cependant, cela n'est plus le cas. En effet, le mouvement du centre de masse est couplé à d'autres modes collectifs, induisant ainsi un amortissement de l'oscillation du centre de masse [91]. Les collisions au sein du nuage engendrent l'amortissement des oscillations de la taille du nuage au cours du temps. La constante de temps d'amortissement est de 395 ± 70 ms dans le cas des oscillations du centre de masse et de 205 ± 50 ms dans le cas des respirations. Ces constantes de temps, issues d'un ajustement exponentiel, sont liées par le même facteur 2 dans le cas des respirations par rapport aux oscillations du centre de masse.

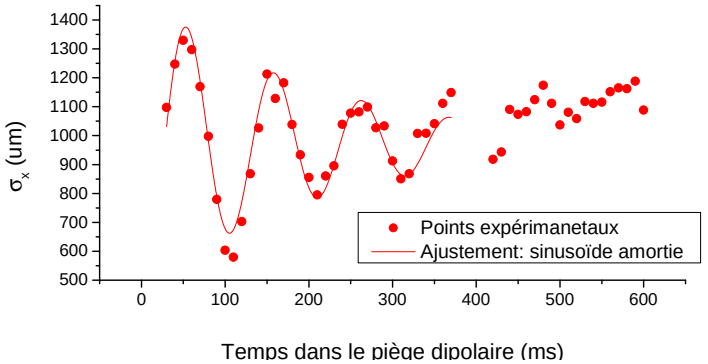
En plus d'osciller, la taille moyenne du nuage augmente, d'où l'ajustement sinusoïdal





(a)





(b)

FIGURE 3.29 – Évolution de la position du centre de masse (en noir) et de la taille du nuage (en rouge) en fonction du temps passé dans le piège dipolaire lorsque le col du faisceau au moment du transfert est (a) décalé de 2 mm par rapport au centre du PMO ; (b) centré sur le PMO. L'origine des temps est prise au moment où les faisceaux du PMO sont éteints. La puissance optique du faisceau dipolaire est de 9,5 W.

amorti avec une pente croissante. Cela signifie que la température du nuage est en train d'augmenter. Les oscillations du centre de masse mènent donc à un chauffage du nuage atomique.

Sur la figure 3.29b, qui correspond à la position optimale du col du faisceau dipolaire par rapport au PMO pour le transfert, on observe que la position du centre de masse varie tout de même au début du temps de piégeage mais très rapidement, en 200 ms, elle se stabilise. Malgré un balayage de la position du col du faisceau, cette oscillation résiduelle de position du nuage n'a pas pu être complètement supprimée. Cependant, lorsque le col était décalé de 2 mm par rapport au centre du PMO, on pouvait observer des oscillations sur plus de 600 ms. La respiration du nuage est toujours visible, cependant l'ajustement se fait désormais par une sinusoïde amortie simple, il n'y a plus d'élévation de la température du nuage dans cette configuration car ce sont les oscillations du centre de masse qui sont converties en chauffage. La période de respiration est $T_{br} = 105 \pm 2$ ms et la constante de décroissance exponentielle des respirations 210 ± 30, valeurs comparables à celles trouvées précédemment.

Explication : Afin d'expliquer les différentes observations que nous venons de faire et d'en tirer des informations sur la fréquence de piégeage perçue par les atomes dans ce potentiel dipolaire, commençons par considérer le transfert entre deux pièges harmoniques. Le piège dipolaire est allumé pendant toute la phase de piégeage magnéto-optique. Lorsque ce dernier est éteint, cela modifie le potentiel perçu par les atomes. Lors du transfert, dans un modèle simpliste, on peut considérer que les atomes passent d'un potentiel harmonique $E_{p,PMO+PD} = \frac{1}{2}\omega^2_{PMO+PD}x^2$ à un autre potentiel harmonique $E_{p,PD} = \frac{1}{2}\omega^2_{PD}x^2$. Au moment du transfert, le potentiel confinant apporté par le PMO est soustrait au potentiel dipolaire, de ce fait $\omega_{PD} < \omega_{PMO+PD}$. L'accord de mode entre les deux potentiels n'est donc pas parfait.

Nous distinguerons par la suite deux cas : celui où les deux pièges sont centrés l'un par rapport à l'autre, comme indiqué sur le schéma 3.30a, et celui où ils ne sont pas superposés, représenté sur le schéma 3.30b.

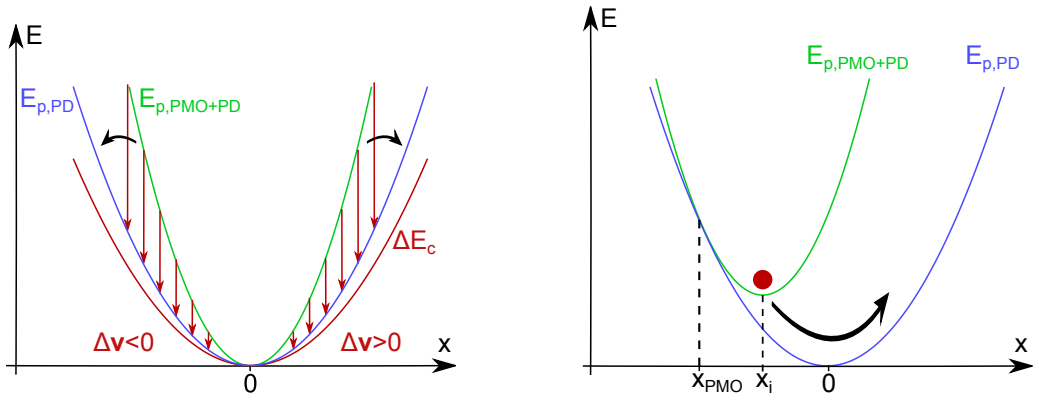


FIGURE 3.30 – Représentation schématique des variations d'énergie lors du transfert entre la combinaison du piège magnéto-optique et du piège dipolaire et le piège dipolaire seul. (a) Transfert entre deux pièges centrés de fréquences différentes ; (b) Transfert entre deux pièges non superposés de fréquences différentes.

La brusque modification du potentiel au moment du transfert engendre l'application d'une force sur les atomes, qui entraine par la suite leur accélération. Le changement d'énergie potentielle $\Delta E_p = E_{p,PMO+PD} - E_{p,PD}$ se traduit donc par un changement

d'énergie cinétique ΔE_c, représenté en rouge sur le schéma 3.30a. Ce gain d'énergie cinétique présente un profil harmonique $\Delta E_c = \frac{1}{2}(\omega_{PMO+PD} - \omega_{PD})^2 x^2$ et comme, d'autre part, $\Delta E_c = \frac{1}{2} m \Delta v^2$, nous pouvons en conclure que la variation de vitesse Δv est proportionnelle à x.

La force de rappel vers le centre du piège, réduite lors du transfert dans un piège plus lâche, est positive du coté des x négatifs et négative du coté des x positifs La variation de vitesse Δv subséquente est donc négative du coté des x négatifs et positive du coté des x positifs.

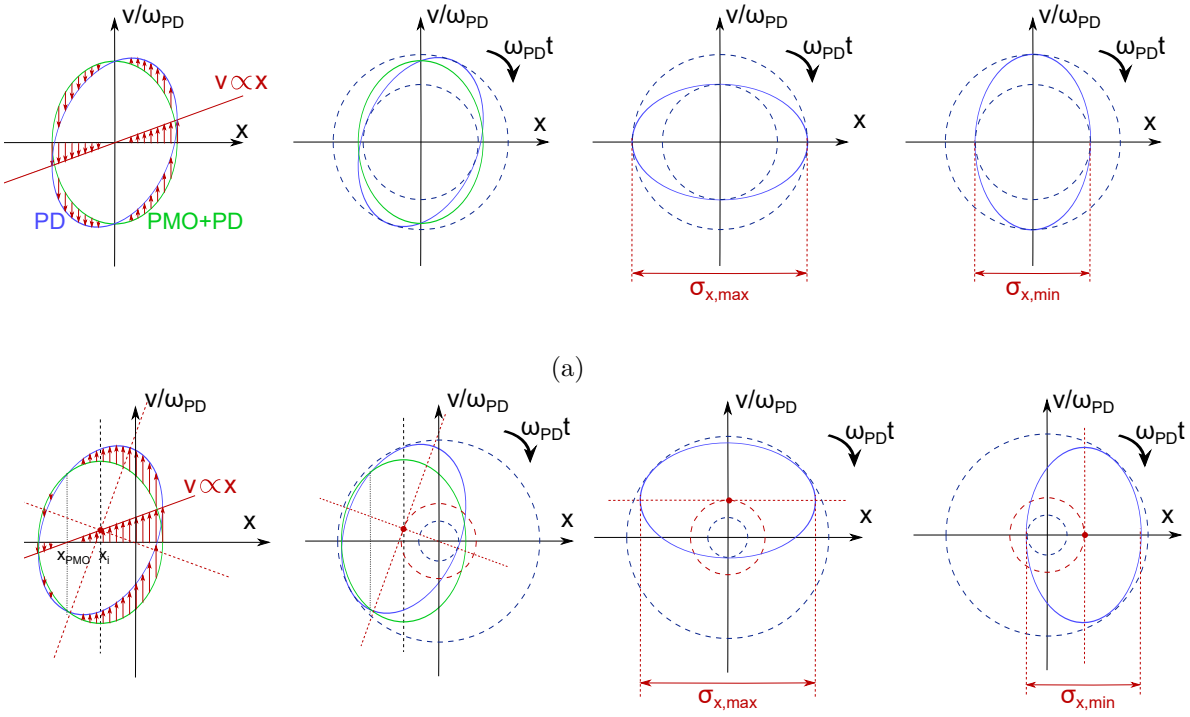


FIGURE 3.31 – Schéma dans l'espace des phases de l'évolution de la distribution atomique au cours du temps. La première colonne correspond au moment du transfert, où les variations de vitesse sont représentées par les flèches rouges. L'ellipse verte représente l'espace occupé par le nuage avant le transfert alors que l'ellipse bleue correspond au piège dipolaire seul. (a) Transfert entre deux potentiels harmoniques superposés de fréquences différentes, (b) Transfert entre deux potentiels harmoniques de fréquences différentes et non centrés.

On regarde maintenant ce qui se passe dans l'espace des phases, comme le montre le schéma 3.31a. Dans l'espace des phases (x, v), une particule dans un potentiel harmonique décrit une ellipse. Si l'on choisit les axes comme étant x et v/ω avec ω la pulsation du piège, alors la trajectoire est un cercle dont le rayon est proportionnel à l'énergie totale de la particule. Sur ces schémas, nous avons choisi de normaliser l'axe des vitesses par la pulsation de résonance du piège dipolaire ω_{PD}. Ainsi, les atomes ont des trajectoires elliptiques dans cet espace lorsqu'ils sont dans le piège initial combinant le PMO et le piège dipolaire et des trajectoires circulaires après le transfert. Comme $\omega_{PD} < \omega_{PMO+PD}$, la fréquence d'oscillation dans le piège initial est supérieure à celle du piège dipolaire, l'ellipse possède donc son grand axe selon v/ω.

Avant le transfert, chaque particule parcourt l'ellipse correspondant à son énergie totale avec une vitesse angulaire ω_{PMO+PD}. Au moment du transfert, on voit comment la variation de vitesse (flèches rouges) influence la distribution d'une classe atomique d'énergie totale E dans l'espace des phases. L'ellipse subit une rotation autour de l'origine en plus d'un étirement. Les atomes se trouvent alors dans le piège dipolaire uniquement et poursuivent donc leur trajectoire le long d'un cercle avec la vitesse angulaire ω_{PD}. La distribution atomique elliptique est alors en rotation au cours du temps. On voit, à mesure que les atomes oscillent dans le piège, que l'espace qu'ils occupent sur l'axe x varie périodiquement avec une fréquence deux fois plus importante que ω_{PD}. C'est pour cette raison que l'on observe des modes de respiration du nuage atomique, c'est à dire une oscillation de la variance de l'extension du nuage selon x, après le transfert. Notons que dans cette configuration, la distribution atomique est centrée sur (0, 0) à tous temps.

Plaçons nous maintenant dans le cas où les centres des deux pièges ne sont pas superposés. En plus de transférer les atomes d'un piège harmonique à un autre de fréquence différente, les deux pièges ne sont pas centrés l'un avec l'autre, on observe alors également des oscillations du centre de masse comme le laisse présager le schéma 3.30b, où le point rouge représente le centre de masse de la distribution atomique. On voit que le point x_{PMO} où l'énergie potentielle n'est pas modifiée lors du transfert et qui correspond donc au centre du potentiel magnéto-optique, n'est plus confondu avec la position du centre de masse initiale x_i, qui n'est pas non plus confondue avec le centre du potentiel dipolaire en $x = 0$.

La série de schémas 3.31b représente l'évolution dans l'espace des phases d'un tel système. Le centre de masse, représenté par le point rouge, n'est pas centré sur le repère de l'espace des phases et voit sa vitesse varier après le transfert. Il va osciller dans le piège avec la fréquence ω_{PD} et l'extension spatiale de la distribution atomique oscille également, à nouveau avec la fréquence $2\omega_{PD}$. On note également, d'après ces schémas, que l'extension spatiale du nuage est minimale lorsque la position du centre de masse est extrémale. Cette extension est à l'inverse maximale lorsque le centre de masse se trouve en $x = 0$. Cela correspond bien à ce que nous avons observé expérimentalement sur la figure 3.29b.

La mesure de la période d'oscillation du centre de masse du nuage atomique permet donc la détermination directe de la fréquence de piégeage perçue par les atomes dans le potentiel dipolaire. La fréquence de respiration du nuage quant à elle est deux fois plus élevée que cette fréquence de piégeage. En faisant varier la puissance optique du laser dipolaire, on peut tracer la fréquence axiale du piège, déduite de la période d'oscillation du centre de masse, en fonction de cette puissance comme indiqué sur la figure 3.32. Si le potentiel pouvait être considéré comme harmonique au centre, la dépendance entre ces deux grandeurs suivrait une loi en racine carrée, comme l'indique la formule (3.5.6). Cependant, ce n'est pas le cas ici. La fréquence de piégeage étant très faible sur l'axe longitudinal, le nuage est très étalé. Tous les atomes n'explorent alors pas le même potentiel, le faisceau étant astigmatique et le piège anharmonique. Ceci pourrait expliquer la divergence de comportement que l'on observe par rapport à la théorie.

Excitation paramétrique dans le piège dipolaire

L'excitation paramétrique dans un piège harmonique consiste à perturber les atomes avec une fréquence double de celle du piège afin que les atomes, ainsi excités, quittent le piège. En balayant la fréquence d'excitation, on peut ainsi déterminer la fréquence de piégeage et remonter à des informations telles que la taille du col du faisceau. L'excitation peut se faire en modulant la puissance du faisceau dipolaire. Pour cela, nous avons expérimenté deux techniques : la modulation d'amplitude de la radio-fréquence alimentant

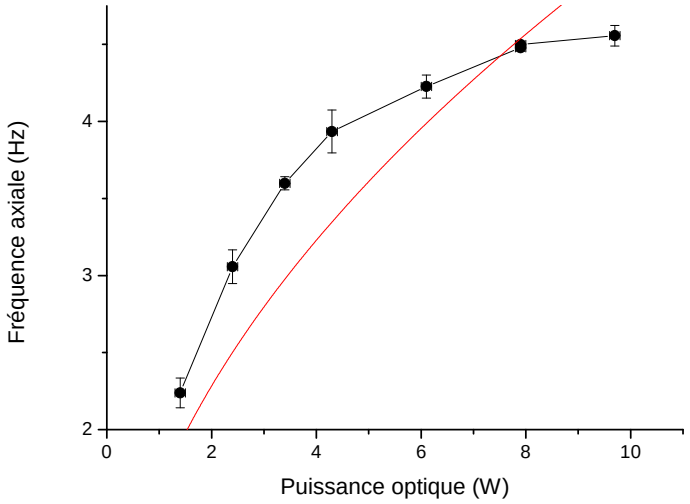


FIGURE 3.32 – Fréquence axiale du piège déduite des périodes d'oscillation des atomes en fonction de la puissance optique du faisceau. La courbe rouge représente le meilleur ajustement en racine réalisable.

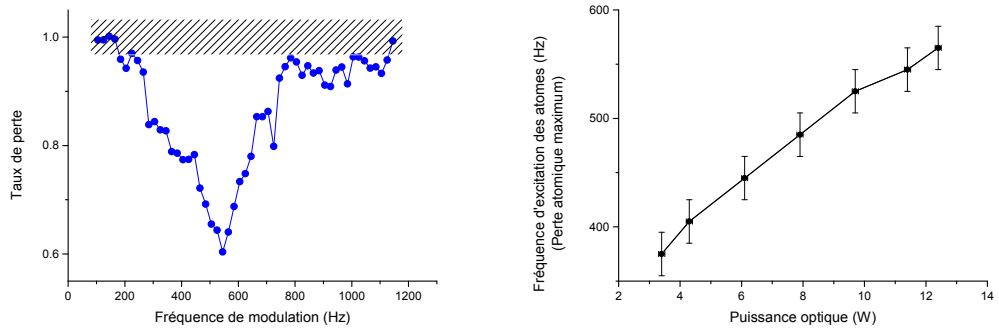
l'AOD et la modulation directe de la puissance du laser dipolaire. Elles produisent les mêmes résultats.

Le taux de pertes est défini comme le rapport entre le nombre d'atomes compté dans piège modulé et le nombre d'atomes dans le piège non modulé. Si le centre du PMO et le centre du piège dipolaire sont bien superposés, on observe des pertes atomiques pour une fréquence relativement bien définie autour de 550 Hz, comme le montre la figure 3.33a. La puissance dans le faisceau dipolaire étant de 11,4 W, cette fréquence ne correspond pas à la résonance radiale attendue. Si l'on utilise la taille de 53 μm du col du faisceau déduite des oscillations du centre de masse et des respirations du nuage, la fréquence radiale devrait plutôt se trouver proche du kHz. Comme deux méthodes de modulation ont été utilisées et mènent aux mêmes résultats, on peut exclure une raison technique des causes de cette divergence.

Lorsque l'on modifie la puissance du laser, induisant ainsi une modification de la fréquence harmonique, on ne retrouve pas la loi en racine carrée que l'on attend pour un tel piège. Les données sont présentées sur la figure 3.33b. Ceci corrobore les résultats sur le comportement anharmonique du piège. Cependant, ces données sont à prendre avec précautions puisqu'elles sont qualitativement loin des résultats attendus.

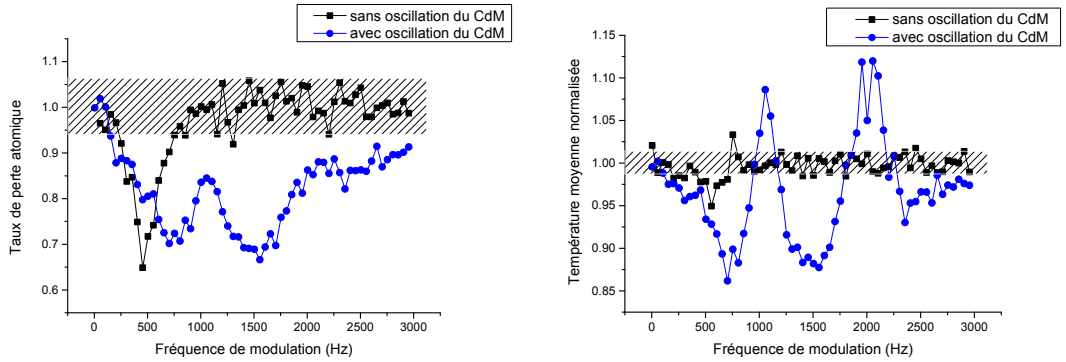
Lorsque les centres du PMO et du piège dipolaire sont décalés, on observe un comportement différent. En effet, les pertes atomiques sont réparties sur une gamme de fréquence d'excitation bien plus grande, la figure 3.34a permet une comparaison à puissance optique égale du taux de pertes. On voit en effet que l'on a deux fréquences pour lesquelles le taux de perte est important et similaire : 775 Hz et 1555 Hz, l'une étant le double de l'autre. De plus, le taux de perte ne retrouve pas sa valeur unitaire jusqu'à 3000 Hz, alors que dans la situation où le centre de masse n'oscille pas, c'est le cas à partir de 800 Hz.

Par ailleurs, on voit sur 3.34b que la température du nuage avec oscillation du centre de masse (CdM) varie de $\pm$ 15% en fonction de la fréquence d'oscillation contrairement à celle du nuage sans oscillation du CdM qui reste presque intégralement comprise dans l'intervalle de déviation standard de la température du nuage sans excitation paramétrique ($\pm$ 2%). On voit que la température est la plus basse lorsque les pertes atomiques sont les



(a) (b)

FIGURE 3.33 – (a) Exemple du taux de perte atomique en fonction de la fréquence d'excitation avec le laser délivrant une puissance de 11,4 W. La zone grisée représente la déviation standard du nombre d'atomes lorsque le piège n'est pas excité. (b) Fréquence d'excitation permettant de chasser le maximum d'atomes du piège en fonction de la puissance lumineuse de ce dernier. Le temps d'excitation est ici de 100 ms (avec une profondeur de modulation d'environ 10%).



(a) (b)

FIGURE 3.34 – Excitation paramétrique dans le piège dipolaire de puissance lumineuse 8±0,1 W pour un nuage chargé au centre du piège (carrés noirs) et décalé de 3 mm par rapport au centre du piège magnéto-optique. (a) Taux de perte en fonction de la fréquence d'excitation. (b) Température moyenne du nuage, normalisée à la température du nuage lorsqu'il n'est pas soumis a l'excitation paramétrique.

plus élevées. Pour comprendre le phénomène en jeu, il faut rappeler que le piège n'est pas harmonique, cette approximation n'est valable que proche du centre du piège mais dès que l'on s'éloigne, les niveaux d'énergie ne sont plus équidistants mais se resserrent. Ainsi, exciter à une fréquence inférieure à la fréquence harmonique du piège revient à expulser les atomes les plus chauds. Ceux qui restent se rethermalisent alors, menant à une baisse de la température globale du nuage. Cela revient à faire du refroidissement évaporatif : on abaisse la température au prix d'une diminution du nombre d'atomes.

La fréquence de résonance sans oscillation du centre de masse est $f_1 = 485 \pm 20$ Hz. Avec oscillation du centre de masse, on a deux pics en température : un à 1055 Hz et l'autre à 2005 MHz qui s'approchent respectivement de 2 $\times f_1$ et 4 $\times f_1$. En effet, le moment où la température augmente avec une perte réduite du nombre d'atomes correspond au moment où les atomes dont la fréquence d'oscillation est la plus élevée et qui se trouvent

au fond du piège sont excités. Cependant, comme ils ont une énergie cinétique faible, ils n'arrivent pas à quitter le piège et chauffent simplement. À mesure que la fréquence est balayée, on note que des pertes atomiques sont toujours détectées juste avant l'observation d'une augmentation de la température. Ce comportement est typique d'un piège non-harmonique et a également été observé dans des réseaux sinusoïdaux à une dimension [92].

On note également que la forme des creux dans le taux de pertes atomiques n'est pas tout à fait symétrique. En effet, la valeur absolue de la pente descendante est toujours inférieure à celle de la pente montante. Dans l'article [93], les résonances ont été simulées dans le cas d'une potentiel sinusoïdal et présentent également cette asymétrie en accord avec l'expérience. À nouveau cela s'explique par le fait que l'on perd d'abord petit à petit les atomes chauds qui explorent les parties non harmoniques du piège. L'excitation paramétrique peut donc permettre de refroidir les atomes, le mécanisme étant similaire au refroidissement évaporatif [92]. À mesure que la fréquence est balayée, on s'approche de celle correspondant au fond du piège, alors, les atomes ne sont plus perdus mais chauffés [34], expliquant la pente plus brutale de ce coté.

En conclusion, nous avons vu que l'excitation paramétrique d'un nuage thermique provoque un comportement différent si celui-ci est préalablement animé par un mouvement de son centre de masse. La physique gouvernant un nuage atomique dont le centre de masse n'est pas au repos dans un piège anharmonique est complexe. Cette dynamique n'étant pas déterminante pour l'expérience que nous souhaitons mener par la suite, l'étude n'a pas été poussée plus loin.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la mise en place du système à vide, compact, permettant d'isoler les atomes. Un vide très poussé, avec des pressions avoisinant les 10^{-10} mbar, y est effectué. Nous avons également installé des bobines qui permettent d'une part de créer des gradients magnétiques allant jusqu'à 180 G/cm en vue d'un éventuel refroidissement évaporatif, et d'autre part des champs magnétiques de biais permettant de compenser les champs résiduels et de générer des champs de quantification. Nous avons détaillé le montage du piège magnéto-optique et de différentes techniques de détection du nuage ainsi formé. Une phase de mélasse permet de refroidir le nuage jusqu'à des températures de 10 μK.

Les méthodes de chargement optimales des pièges concervatifs, magnétique et optique, ont également été déterminées. Nous avons plus particulièrement caractérisé le piège dipolaire, qui sert au transport des atomes vers la cavité.

Nous avons mesuré un temps de vie des atomes dans les pièges magnétique et dipolaire pouvant dépasser les 10 secondes, ce qui est satisfaisant dans notre cas puisque la durée de la séquence expérimentale est prévue pour être inférieure à 5 secondes. L'introduction de cette méthode de mesure de temps de vie va nous permettre, dans le chapitre suivant, d'étudier l'efficacité de la source d'atomes de rubidium. En effet, en l'utilisant en mode impulsionnel, nous espérons pouvoir modifier la pression de Rb dans la cellule afin d'obtenir un chargement rapide du piège magnéto-optique, tout en conservant une durée de vie suffisamment importante dans le piège conservatif.

34. L'énergie apportée par l'excitation n'est pas suffisante pour chasser les atomes du piège.

Chapitre 4

Dispenseur impulsionnel

Dans ce chapitre, nous allons décrire en détail la source atomique utilisée pour charger les atomes dans le PMO ainsi que son fonctionnement. Le dispositif de cette expérience a en effet été conçu comme une plateforme expérimentale versatile capable tout aussi bien de réaliser des condensats de Bose-Einstein, que d'étudier des atomes uniques piégés dans une cavité. Assurer un taux de répétition élevé de l'expérience permet de collecter des grandes quantités des données nécessaires aux mesures de tomographie quantique d'états à plusieurs particules intriquées. Cela nécessite donc une phase de piégeage et de refroidissement des atomes rapides. Un atout supplémentaire pour assurer la fiabilité et la stabilité de l'expérience est la compacité du dispositif.

Par conséquent, afin de concilier rapidité et compacité, nous avons implémenté une source atomique basée sur un dispenseur de rubidium commercial mais dont le montage a été modifié afin d'optimiser une opération pulsée de la source, permettant une modulation rapide de la pression au cours du cycle expérimental. Ainsi, au sein d'une seule et même cellule, un piège magnéto-optique peut rapidement être chargé grâce à la pression temporaire élevée de rubidium puis, les atomes ainsi refroidis peuvent ensuite être contenus longtemps dans un piège conservatif entouré d'un vide poussé.

4.1 Modulation de pression au sein d'une cellule unique

Le fait de vouloir piéger un nombre d'atomes donné dans le PMO tout en ayant une pression faible dans la cellule afin de pouvoir conserver longtemps ces atomes dans un piège soulève un problème : si la pression est trop faible, il faut une longue phase de chargement avant d'atteindre le nombre d'atomes voulu car peu d'atomes vont traverser la zone de capture du PMO par unité de temps, ce qui ne permet pas un taux de répétition élevé. Si, au contraire la pression de rubidium dans la cellule est élevée, le PMO se charge très vite mais le temps de vie dans le piège conservatif est faible. Pour affirmer ceci, nous avons fait l'hypothèse d'une pression constante au cours du temps, ainsi que d'une cellule unique où a lieu à la fois le chargement et le piégeage.

4.1.1 Temps caractéristiques d'évolution du nuage atomique

Pour avoir une vision plus quantitative de la situation, nous allons écrire les équations qui régissent la dynamique de chargement d'un PMO, non conservatif, ainsi que celles qui gouvernent la durée de vie des atomes dans un piège conservatif, qui peut être généré expérimentalement par des forces magnétiques ou dipolaires.

Piège magnéto-optique

Considérons un piège magnéto-optique de faible densité, c'est-à-dire où l'on peut négliger les pertes par collision à deux corps ainsi que les pertes assistées par la lumière. La variation du nombre d'atomes N_{PMO} s'écrit alors de la manière suivante [94] :

$$\frac{dN_{PMO}(t)}{dt} = R(t) - \gamma(t)N_{PMO}(t) \tag{4.1.1}$$

Cette équation est gouvernée par deux termes :

- Un terme de gain, qui correspond au taux de chargement du PMO, proportionnel à la densité d'atomes de ^{87}Rb dans la cellule : $R(t) = An_{Rb}(t)$ où A est une constante qui dépend des paramètres du piège magnéto-optique comme l'intensité et le désaccord lumineux, le diamètre des faisceaux et le gradient magnétique.

- Un terme de perte $\gamma(t)N_{PMO}$ qui dépend du nombre d'atomes déjà présents dans le PMO et de la constante de décroissance $\gamma(t)$ liée aux collisions avec le gaz résiduel à température ambiante dans la cellule, avec $\gamma(t) = \sum_i \sigma_i \bar{v_i} n_i(t)$ où σ_i est la section efficace de collision entre un atome de ^{87}Rb dans le PMO et un atome non piégé de l'espèce i, $\bar{v_i}$ correspond à la vitesse moyenne et n_i à la densité des atomes de l'espèce i.

Dans le cas où toutes les pressions restent constantes dans la cellule, la solution de cette équation différentielle est :

$$N_{PMO}(t) = \frac{R}{\gamma}(1 - e^{-\gamma t}) \tag{4.1.2}$$

en considérant que le piège magnéto-optique commence à se charger à $t = 0$.

Piège conservatif

Dans un piège conservatif idéal et complètement isolé, les atomes initialement présents sont conservés, il n'y a ni gain ni perte. Dans notre système réel en revanche, on peut modéliser l'évolution du nombre d'atomes N_{pc} dans un tel piège par l'équation :

$$\frac{dN_{pc}}{dt} = -\gamma(t)N_{pc} - \beta_2 \bar{n}_{pc} N_{pc}(t) \tag{4.1.3}$$

- Le premier terme de perte, lié aux collisions avec les atomes chauds résiduels, est gouverné par le paramètre de décroissance γ utilisé dans la formule du chargement du PMO (4.1.1).

- Le second terme quant à lui correspond aux pertes par collision à deux corps dépendant de la densité moyenne $\bar{n}_{pc}$ au sein du piège. Si le nombre d'atomes chargés dans le piège est suffisamment faible, ce terme peut être négligé. Pour un nombre d'atomes piégés plus important, nous verrons par la suite que ce temps de décroissance est beaucoup plus rapide que celui induit par les pertes par collision avec les atomes résiduels dans la cellule. Ainsi, on peut rapidement négliger ce deuxième terme car il ne joue un rôle important que sur un temps court par rapport à la durée de vie des atomes dans le piège. En effet, si les atomes sont rapidement éjectés du piège au début à cause des pertes à deux corps, la densité atomique moyenne dans le piège $\bar{n}_{pc}$ va rapidement décroitre, rendant ce canal de perte négligeable.

En négligeant les pertes à deux corps au sein du piège et en résolvant (4.1.3) à pression constante dans la cellule, on peut écrire :

$$N_{pc}(t) = \alpha N_{PMO}(t_0) e^{-\gamma(t-t_0)} \tag{4.1.4}$$

où α est la fraction d'atomes transférée entre le PMO et le piège conservatif, et t_0 le moment de ce transfert.

On peut donc définir la durée de vie limitée par les pertes liées aux collisions avec les atomes chauds résiduels dans la cellule comme :

$$\tau = 1/\gamma \tag{4.1.5}$$

Il correspond également au temps caractéristique de chargement des atomes dans le PMO, dans le cas où les pertes à deux corps sont négligées.

4.1.2 Compromis entre rapidité et longévité

Afin d'augmenter le taux de répétition de l'expérience, il faut être capable de charger rapidement le piège magnéto-optique avec le nombre d'atomes désiré, ce qui est possible lorsque la pression de rubidium dans la cellule est élevée. Cependant, un vide très poussé est requis afin d'assurer une longue durée de vie atomique dans un piège conservatif. Pour satisfaire à ces deux critères simultanément, deux approches sont possibles : la modulation spatiale de pression et la modulation temporelle de pression.

Modulation spatiale de pression

Il s'agit d'utiliser deux enceintes distinctes, une première où la pression de ^{87}Rb est suffisamment importante [1] pour favoriser la capture rapide et le refroidissement des atomes, et une seconde où a lieu l'étude du nuage atomique dans un vide très poussé. Ces deux enceintes, représentées sur le schéma 4.1a sont connectées par un orifice qui permet le passage des atomes et un pompage différentiel maintient l'écart de pression entre elles.

Ce principe se décline en plusieurs types de dispositifs expérimentaux, comme par exemple le montage avec un refroidisseur Zeeman, qui permet de refroidir les atomes issus d'un four et de charger un PMO 3D. Le nuage ainsi formé est alors transporté dans une deuxième chambre au vide plus poussé afin d'y conduire les expériences [95]. Une autre technique consiste à utiliser un PMO 2D [96, 97] qui génère un faisceau d'atomes froids directif et permet ainsi de charger très efficacement un PMO 3D dans une autre chambre à très basse pression.

Ces approches nécessitent un appareil à vide composé d'au moins deux enceintes et vont donc à l'encontre de notre projet de compacité. De plus, elles requièrent une puissance laser supplémentaire, notamment dans le cas du PMO 2D, qui vient s'ajouter à celle déjà nécessaire pour le PMO 3D.

Modulation temporelle de pression

L'autre possibilité, schématisée sur la figure 4.1b consiste à moduler temporellement la pression au sein d'une cellule unique. Pendant la phase de chargement du PMO, la pression de rubidium dans l'enceinte est élevée puis la source atomique est éteinte pendant la phase d'étude des atomes. L'extinction de la source, combinée au pompage continu, permet de faire baisser la pression pendant cette deuxième phase. Le principal avantage de cette méthode est sa compacité, elle ne requiert en effet qu'une seule chambre à vide et la puissance laser peut intégralement être destinée au PMO 3D. L'un des problèmes posé par la modulation temporelle de pression est la nécessité d'avoir une source atomique capable de s'allumer et de s'éteindre rapidement par rapport à la durée du cycle expérimental. Pour un cycle de reproduction de l'ordre de quelques secondes, il faut donc une source ayant un temps caractéristique d'extinction bien inférieur à la seconde.

1. Pression supérieure à 10^{-9} mbar. Les pressions correspondant au vide très poussé sont plutôt comprises entre 10^{-9} à 10^{-11} mbar.

Avant de détailler notre source atomique, nous allons passer en revue différents dispositifs utilisant la modulation temporelle de pression dans des expériences d'atomes froids.

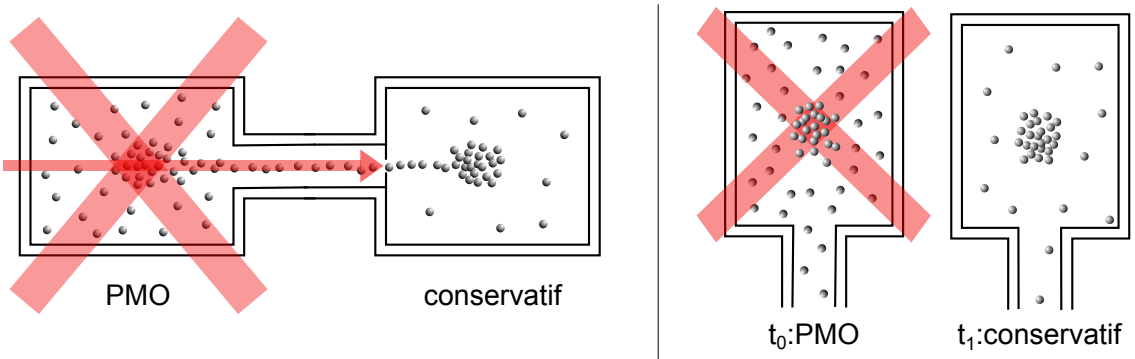


FIGURE 4.1 – (a) Modulation spatiale et (b) modulation temporelle de pression.

4.1.3 État de l'art sur la modulation temporelle de pression

Nous nous concentrons sur les expériences utilisant des dispenseurs atomiques, une source simple, robuste et reproductible, largement utilisée pour ce type d'applications. Commençons donc par la description d'une telle source.

4.1.4 Source atomique : le dispenseur

La source de rubidium que nous utilisons ici est un dispenseur [2]. Ces sources, compatibles avec un vide très poussé, sont fiables, compactes et faciles d'utilisation. Elles peuvent alimenter une expérience en rubidium de façon reproductible pendant plusieurs années.

Le dispenseur, présenté sur la figure 4.2, est composé d'une coque métallique dans laquelle se trouve un sel d'acide chromique alcalin ainsi qu'un agent réducteur. À partir d'une certaine température, autour de 400°C, une réaction chimique se déclenche, libérant un gaz de rubidium pur dans les proportions isotopiques naturelles, c'est-à-dire 72.2% de ^{85}Rb et 27.8% de ^{87}Rb. Les atomes sont émis par une fine fente, obstruée par un fil métallique empêchant la contamination du milieu réactif par l'extérieur. Le dispenseur est connecté à ses deux extrémités, permettant ainsi qu'il soit traversé par un courant. Le chauffage s'effectue par effet Joule : lorsqu'un courant traverse le dispenseur, celui-ci se comporte comme une résistance et chauffe.

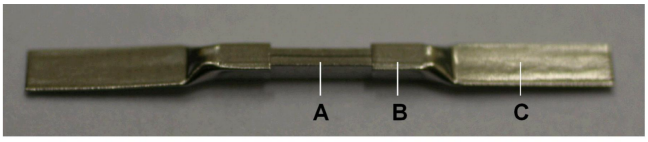


FIGURE 4.2 – Photographie d'un dispenseur de rubidium. La partie A correspond à la coque métallique dans laquelle se trouve le milieu actif et c'est sur la partie C que s'effectue la connexion électrique. La partie B est la zone de transition.

2. SAES Getters, RB/NF/3.4/12 FT10+10.

Dispenseur pulsé

La façon la plus directe de moduler le nombre d'atomes dans la cellule en fonction du temps est de moduler la quantité d'atomes émis par le dispenseur et donc de moduler le courant traversant ce dernier. Or, le temps d'extinction d'un dispenseur commercial connecté avec des fils de cuivre a été mesuré comme étant de l'ordre de 4 secondes [98, 99], c'est-à-dire égal, voir supérieur, au temps de cycle de notre expérience.

Dans l'article [100], il a été démontré qu'un PMO de 10^7 atomes peut être chargé en moins de 2 s. La température du dispenseur retrouve sa valeur initiale quelques secondes après l'extinction du courant. La pression quant à elle décroit rapidement mais ne redescend pas à sa valeur de base, même 45 s après extinction. L'explication avancée est la désorption des atomes des surfaces de la cellule. En effet, une partie des atomes libérés par le dispenseur adhèrent aux parois intérieures puis se détachent sur un temps beaucoup plus long que la minute. Dans cette expérience, où le dispenseur est connecté par des fils électriques en cuivre, il est noté que le refroidissement du dispenseur est dominé par les pertes radiatives proportionnelles à T^4.

Afin de pouvoir utiliser le dispenseur en régime impulsionnel, il faut améliorer le temps d'extinction de la source atomique pour le rendre inférieur à la seconde, et augmenter la vitesse de pompage. Notons ici que le temps d'allumage peut être raccourci en augmentant le courant dans le dispenseur. Le temps d'évacuation après l'extinction de la source des atomes déjà présents dans la cellule et désorbant des parois est lié à l'efficacité de pompage.

Dispenser pulsé refroidi

D'après les conclusions de l'article [100], le refroidissement du dispenseur est dominé par les pertes radiatives. Dans notre groupe, Vincent Dugrain a donc implémenté un dispenseur en contact avec un bain thermique à température ambiante qui permet d'augmenter les pertes par conduction de chaleur et donc de raccourcir le temps de refroidissement. Pour cela, les fils électriques sont remplacés par des barres de cuivre de section supérieure permettant ainsi un meilleur transfert de chaleur et maximisant la surface de contact avec le dispenseur. Les détails se trouvent dans l'article [101] et la thèse correspondante [102].

Cette approche a permis de moduler la pression sur une échelle de temps de l'ordre de 100 s et est reproductible. Cependant, le délai pour atteindre un régime stationnaire où le nombre d'atomes chargés dans le PMO est constant est de plusieurs heures. Ce délai est lié à la masse de l'ensemble "dispenseur+bain thermique". En effet, quand le dispenseur est chauffé, un gradient de température va se former entre ce dernier et le réservoir maintenu à température ambiante par un refroidissement à eau. Ce nouvel équilibre thermique nécessite un certain temps pour ce mettre en place : plus la distance entre le dispenseur et le bain thermique est importante, plus la thermalisation sera lente.

Désorption assistée par la lumière

Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, les atomes ont tendance à se fixer aux surfaces internes de la cellule à vide, cet effet produit donc une réserve d'atomes sur les parois. Une autre approche pour moduler la pression de Rubidium consiste donc à utiliser la désorption assistée par la lumière (LIAD). En effet, l'illumination des surfaces par une lumière bleue ou ultra-violette (UV) favorise le détachement des atomes. Ce phénomène aura une amplitude très différente d'une expérience à l'autre car il dépend fortement des propriétés de la surface ainsi que des conditions d'adhésion de l'atome à la paroi [103], paramètres qu'il est délicat de connaître précisément. Cette technique est cependant utilisée avec succès dans plusieurs expériences [104–106].

La désorption peut être utilisée en complément du dispenseur opéré en régime impulsionnel [101]. L'addition de lumière UV pendant l'impulsion en courant dans le dispenseur n'augmente pas le nombre d'atomes chargés dans le PMO mais permet d'allonger le temps de vie des atomes dans le piège de 7,4 à 8,5 s [102], en réduisant la pression de ^{87}Rb par un facteur 1/3 dans la cellule pendant la phase "basse" pression. En effet, les atomes se détachent des parois de la cellule pendant la phase de chargement du PMO et donc moins pendant la phase de basse pression.

Dispenseur collimaté

Pour finir, il est intéressant de mentionner l'article [107] où l'idée est de collimater le faisceau atomique issu du dispenseur. Un cylindre creux en cuivre de 50 mm de long permet de produire un faisceau atomique directionnel, ainsi, comme tous les atomes traversent la zone de capture du PMO, le nombre d'atomes piégés est extrêmement supérieur au nombre d'atomes émis restant à température ambiante dans la cellule. Cela permet de charger le MOT avec 7.10^7 atomes en 7 s. La durée du cycle dans cette expérience étant de plusieurs minutes, le dispenseur peut être éteint quand il n'est pas nécessaire et le fait que l'extinction prenne quelques secondes n'est pas un problème dans ce cas.

Conclusion

Si un dispenseur monté avec des fils électriques de petite section ne permet pas de moduler la pression suffisamment rapidement, un dispenseur thermalisé quant à lui favorise les pertes par conduction thermique et permet tout à fait de satisfaire nos critères. Le délai de thermalisation peut théoriquement être réduit en diminuant la taille des barres de cuivre reliant le dispenseur au réservoir thermique. Le chauffage du dispenseur par laser est écarté à cause de son manque de reproductibilité sur le long terme et de son gain peu significatif à notre échelle en terme de temps d'extinction. La désorption assistée par la lumière et la collimation du faisceau grâce à un embout sont des pistes intéressantes qui peuvent être utilisées comme techniques complémentaires du dispenseur refroidi et pulsé.

4.2 Conception et montage du dispenseur

Nous allons maintenant détailler le montage du dispenseur sur le support thermalisé qui permet d'optimiser l'opération en régime impulsionnel. Ce travail a été effectué dans la continuité des expérimentations réalisées par Vincent Dugrain, en vue d'adapter et d'améliorer les performances de cette source pour nos besoins.

4.2.1 Connexions électriques et réservoir thermique

Comme la connexion avec des fils électriques de petite section limite la vitesse d'arrêt de l'émission atomique, les fils sont remplacés par des barres, avec une section plus large de 25 mm^2. Ainsi, en connectant thermiquement ces barres à un circuit de refroidissement à eau, la chaleur peut plus rapidement être évacuée du dispenseur et la durée d'extinction est donc plus courte. Une pièce de cuivre sur mesure, présentée sur la figure 4.3, permet à la fois la connexion électrique et thermique du dispenseur tout en servant également de joint pour le vide entre les couteaux de la pièce en titane et du cube de raccord. Le refroidissement par eau se fait grâce au tuyau ceignant cette pièce de cuivre comme détaillé sur la photographie 4.2. Il est connecté à un refroidisseur à eau [3] qui permet la circulation d'une eau maintenue à température constante. L'une des barres de cuivre est

3. Huber, Ministat 230.

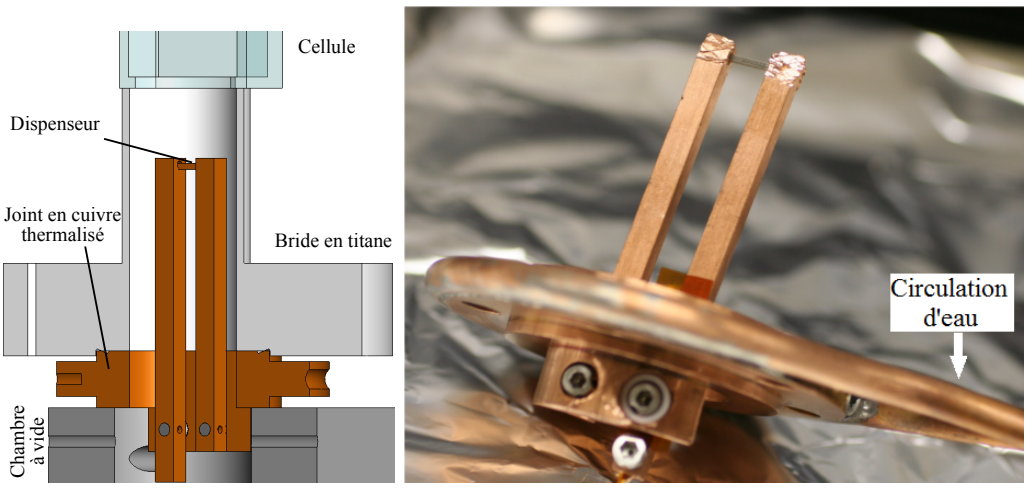


Figure 4.3 – Dispositif de montage du dispenseur afin d'optimiser l'opération en régime impulsionnel.

connectée à la masse de l'alimentation en courant [4] directement par l'extérieur de la bride en cuivre, l'autre barre est connectée par un fil de cuivre sortant du vide par un passage électrique étanche et est isolée du joint en cuivre thermalisé par une rondelle en céramique et une fine feuille de Kapton.

Afin d'assurer un contact thermique optimal entre le dispenseur et les barres, ces dernières sont percées d'un trou ajusté dans lequel est inséré l'extrémité du dispenseur. Le bout de la barre est ensuite déformé à l'aide d'une pince afin de refermer autant que possible le cuivre, malléable, autour du dispenseur. Durant cette manœuvre, il faut prendre soin de ne pas endommager le dispenseur.

De trop forts courants sur de trop longues durées peuvent détruire le dispenseur, comme l'a involontairement expérimenté Vincent Dugrain [102]. Pour préserver le dispenseur, nous avons conçu un circuit de protection qui agit comme un interrupteur lorsqu'une impulsion de courant est trop longue et trop intense. Pour cela, on intègre le courant en fonction du temps et un potentiomètre variable permet de choisir le seuil d'extinction de la source de courant. Comme mentionné dans le chapitre 3, le dispenseur est placé en position prioritaire pour le refroidissement par rapport aux bobines, qui sont connectées au même circuit de refroidissement.

Un second dispenseur [5] connecté de manière usuelle avec des fils est également placé dans la cellule en cas de dysfonctionnement du dispenseur pulsé. Il contient à 99,2% l'isotope 87 du rubidium selon le fabricant, ce qui évite d'avoir des atomes de ^{85}Rb à température ambiante dans la cellule contribuant à la pression résiduelle.

4.2.2 Analyse du refroidissement du dispenseur

Afin de vérifier que ce montage permet bien de réduire le temps d'extinction du dispenseur en augmentant les pertes thermiques par conduction, nous allons étudier l'évolution de la température dans notre système, puis nous estimerons les ordres de grandeur des constantes de refroidissement dans notre situation.

4. Delta electronica, SM 15-100.
5. Alvatec, AS-2-Rb87(99,2%)-5-S

Contributions au transfert thermique

L'évolution de la température T du dispenseur est liée à sa capacité thermique C_d et peut s'écrire :

$$C_d \frac{dT}{dt} = P(t) - h(T - T_0) - \sigma\epsilon S_d(T^4 - T_0^4) \tag{4.2.1}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et T_0 la température du milieu extérieur, tenue constante.

- Le premier terme correspond à l'apport de chaleur dans le système par effet Joule, avec $P(t)$ la puissance liée au passage du courant dans le dispenseur.

- Le deuxième terme décrit les pertes de chaleur par conduction thermique, h étant la conductance thermique entre le dispenseur et le réservoir à température ambiante.

- Le troisième terme correspond aux pertes calorifiques par radiation : c'est le flux de chaleur émis par la surface totale S_d du dispenseur d'émissivité ϵ. D'après les données transmises par le fabricant, $\epsilon \approx 0{,}5$.

Comme le dispenseur se trouve dans le vide, il n'y a aucun flux convectif dans notre système.

Dans le cas d'un dispenseur connecté avec des fils de cuivre, et donc mal couplé vers l'extérieur à température ambiante, les pertes de chaleur par conduction sont négligeables par rapport aux pertes par radiation. C'est ce qui a été constaté dans l'article [100], où la chute de température est gouvernée par l'équation $dT/dt \propto T^4$

Si l'on connecte le dispenseur avec des barres de cuivre de section plus importante que les fils utilisés usuellement et que ces barres sont connectées à un réservoir thermalisé, la conduction augmente et les pertes par radiation peuvent alors être négligées [101], simplifiant l'équation (4.2.1) en :

$$C_d \frac{dT}{dt} = P(t) - h(T - T_0) \tag{4.2.2}$$

Pour un refroidissement (P=0) à partir d'une température $T(0) = T_1$, cette équation a pour solution :

$$T(t) = T_0 + (T_1 - T_0)\exp(-t/\tau) \tag{4.2.3}$$

où le temps de décroissance vaut :

$$\tau = \frac{C_d}{h} \tag{4.2.4}$$

Afin d'avoir un temps de décroissance réduit, il faut donc augmenter la conductance h. Cependant, il faut aussi prendre en compte le fait qu'une conductance élevée signifie beaucoup de pertes pendant la phase de chauffage. En effet, pendant cette phase, la température s'élève à partir de $T(0) = T_0$ selon :

$$T(t) = T_0 + \frac{P}{h}(1 - \exp(-t/\tau)) \tag{4.2.5}$$

et l'élevation de température maximum qui peut être atteinte est alors :

$$\Delta T = T_{max} - T_0 = \frac{P}{h} \tag{4.2.6}$$

Il faut donc trouver un compromis entre la puissance fournie au dispenseur et le temps de décroissance dépendant de h. Notons également ici qu'il faut prendre en compte le fait qu'un dispenseur soumis à un trop grand courant peut être détruit très rapidement. D'après l'expérience de Vincent Dugrain *et al.* [101], le dispenseur, monté avec des barres en cuivre connectées à un réservoir, fond en deux secondes lorsqu'il est soumis à un courant de 40 A. Les courants maximums que nous envisageons d'utiliser n'excèdent donc pas 25 A afin d'éviter cette destruction par effet Joule.

Ordres de grandeur

Nous pouvons maintenant estimer les paramètres auxquels s'attendre avec notre dispositif.

La conductance thermique d'une barre de longueur L, de section S et de conductivité thermique k s'écrit $h = kS/L$. Dans notre cas, L correspond à la demi-longueur du dispenseur [6], $L = 6$ mm, S correspond à la section de contact entre le dispenseur et les barres de cuivre, plus difficile à déterminer avec précision mais dont nous pouvons donner une valeur minimum de $S = 1$ mm^2 et $k \geq 15$ W·m^{-1}·K^{-1} (alliage NiCr). On aboutit donc à

$$h \geq 2,5 \cdot 10^{-3} W \cdot K^{-1}$$

La résistance du dispenseur [7] est de 0,055 Ω, la puissance dissipée sous forme de chaleur pour un courant de 20 A est donc : P=RI^2 ≈ 20 W.

L'élévation de température maximum qui peut être atteinte est $P/h \approx 10000$ K ce qui est bien supérieur à l'élévation d'environ 400 °C nécessaire à l'émission de rubidium à partir de la température ambiante de 20°C.

La capacité thermique C_d peut être déterminée de la manière suivante :

$$C_d = P \cdot \Delta t / \Delta T \tag{4.2.7}$$

où Δt est le délai entre le début de l'impulsion de courant et le début de la détection de Rb dans la cellule, autrement dit, il s'agit du temps qu'il faut au dispenseur pour élever sa température de $\Delta T = 400$ - 20 °C. Ici $\Delta t \approx 0,4$ s (voir figure 4.4) donc, en prenant les valeurs extrêmes calculées précédemment, on peut évaluer la borne maximum de la capacité thermique du dispenseur :

$$C_d \leq 0,022 J/K$$

Notons qu'il s'agit d'une borne supérieure car nous avons considéré que toute l'énergie servait à chauffer le dispenseur alors qu'en pratique, il y a des pertes.

À partir de la valeur maximale de C_d et de la valeur minimale de h, on détermine la borne supérieure de τ à l'aide de la formule (4.2.4) :

$$\tau \leq 9s$$

Or, d'après la thèse de Vincent Dugrain [102], le temps de refroidissement (1/e) par pure radiation est de l'ordre de 45 s. Le refroidissement du dispenseur est donc dominé dans notre cas par les pertes liées aux dissipations dans le réservoir plutôt qu'aux pertes par radiation.

Cependant, on voit que si l'on diminue d'un ordre de grandeur la surface de contact entre le dispenseur et le cuivre, le temps caractéristique de refroidissement par conduction τ avoisine les 90 s, rendant dominant l'effet radiatif. C'est ce qui se passe lorsque le dispenseur est connecté à des fils de petite section au lieu d'être connecté à des barres.

4.3 Caractérisation par fluorescence atomique

Avant l'installation du piège dipolaire à 1070 nm, suffisamment d'espace était encore disponible autour de la cellule pour mettre en place un dispositif d'imagerie par fluorescence, en complément de l'imagerie par absorption. Tous deux sont décrits dans la

6. La moitié de la chaleur va être évacuée par le contact à une extrémité et l'autre moitié par le contact à l'autre extrémité, d'où le fait que l'on considère seulement une demi-longueur du dispenseur.

7. La résistance des barres de cuivre est négligeable par rapport à celle du dispenseur : en effet pour une barre de longueur L_b= 6 cm et de section $S_b = 25$ mm^2, la résistance vaut $R_b = \rho \cdot L_b/S_b = 1,7.10^{-8} \cdot 0,06/25.10^{-6} \approx 4.10^{-5} \Omega$

partie 3.3.3. Le principal avantage de la méthode par fluorescence est de permettre un suivi en temps réel de l'évolution du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique. À l'inverse, pour reconstruire une évolution temporelle à partir de l'imagerie par absorption, il faut reproduire l'expérience autant de fois que l'on désire de points en modifiant le paramètre d'intérêt entre chaque cycle.

4.3.1 Évolution de la pression dans la cellule

Nous cherchons tout d'abord à voir l'évolution de la pression de ^{87}Rb dans la cellule lorsqu'une impulsion de courant traverse le dispenseur. Pour cela, les faisceaux du piège magnéto-optique sont allumés afin que les atomes diffusent de la lumière, mais le gradient est éteint. Aucun piège n'est donc formé à ce stade.

La séquence consiste en une impulsion en courant d'une durée d'une seconde répétée toutes les cinq secondes. Le signal de fluorescence est enregistré continuellement alors que l'intensité du courant est progressivement accrue. Un signal de fluorescence commence à se détacher du bruit à partir d'un courant de 17,5 A, puis, une fois ce seuil franchi, plus le courant est élevé, plus la fluorescence est importante. La figure 4.4 présente le signal de fluorescence pour une impulsion de courant de 19,2 A. On voit que la fluorescence, qui est proportionnelle à la pression de ^{87}Rb dans la cellule, ne commence à augmenter qu'au bout de 400 ms environ après le début de l'impulsion, avec une constante de temps de 200 ms. Elle décroit ensuite exponentiellement dès l'extinction du courant avec un temps caractéristique d'environ 200 ms, comme le montre l'ajustement exponentiel sur la figure 4.4. Ces valeurs sont comparables à celles mesurées par Vincent Dugrain et correspondent à nos attentes car elles sont bien inférieures à la durée d'un cycle de l'expérience, de quelques secondes. Nous sommes donc bien parvenus à améliorer les pertes thermiques par conduction et à rendre cette dynamique dominante par rapport aux pertes par radiation.

Le temps caractéristique de décroissance ne dépend que très peu de l'intensité du courant pendant l'impulsion. En effet, celui-ci croit de 208 ± 2 ms à 19,2 A à 221 ± 2 ms pour 23 A. Ce temps est lié à la fois à l'efficacité de pompage et à la rapidité d'extinction de la source lorsque le courant s'arrête.

4.3.2 Chargement du piège magnéto-optique

Nous allons maintenant étudier le chargement des atomes dans le piège magnéto-optique quand le dispenseur est opéré de manière impulsionnelle. Les faisceaux et le gradient magnétique sont allumés dès le début de l'impulsion en courant. On attend 150 cycles de 5 secondes, soit une douzaine de minutes, avant de commencer à prendre les données. En effet, lorsque le dispenseur est froid, les premières impulsions en courant ne libèrent que peu d'atomes.

Chargement du PMO pendant l'impulsion en courant

Avec le gradient magnétique allumé en plus des faisceaux du PMO, on observe que la fluorescence continue d'augmenter après l'extinction du courant dans le dispenseur, comme l'indique la courbe rouge de la figure 4.5. En effet, le nombre d'atomes de rubidium dans la cellule, indiqué en noir sur cette même figure, est encore important juste après l'extinction du dispenseur et le PMO continue donc à se charger efficacement. À partir d'un certain moment cependant, la pression a suffisament chuté et les atomes éjectés du PMO par collisions avec des atomes à température ambiante ou par collision à deux corps au sein du PMO, si sa densité est importante, ne sont plus remplacés, entrainant ainsi la

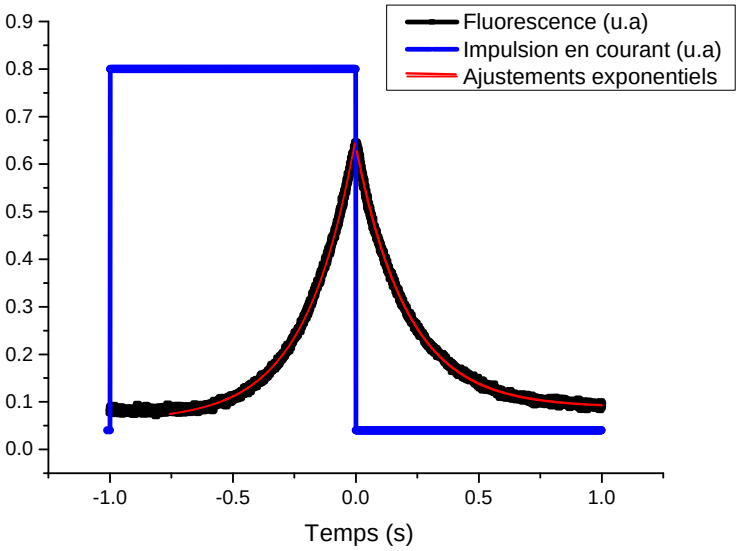


Figure 4.4 – Fluorescence issue des atomes de ^{87}Rb éclairés par les faisceaux du PMO lors d'une impulsion de courant à 19,2 A d'une seconde. L'augmentation de la fluorescence après de début de l'impulsion peut être ajustée par une fonction exponentielle de constante temporelle de 204 ± 2 ms. À l'arrêt du courant, la fluorescence décroit exponentiellement également avec un temps caractéristique de 208 ± 2 ms.

diminution du nombre d'atomes piégés. À ce moment, la pente de la courbe s'inverse, ce qui signifie que les deux termes de l'équation (4.1.1) se compensent.

L'augmentation de l'intensité du courant dans le dispenseur, pour une durée d'impulsion constante d'une seconde, entraine un accroissement du nombre d'atomes piégés dans le PMO comme indiqué sur la figure 4.6a. Ce résultat est attendu puisque la température atteinte au niveau du dispenseur s'élève avec l'intensité du courant qui le traverse, libérant ainsi d'avantage d'atomes de ^{87}Rb. Un comportement qualitatif similaire avait été observé par Vincent Dugrain [101], cependant, grâce à une intensité lumineuse plus importante notamment, nous pouvons charger 20 fois plus d'atomes dans le PMO avec notre dispositif, pour un même courant.

La durée de chargement optimal du PMO, c'est-à-dire le temps après le déclenchement de l'impulsion de courant au bout duquel le nombre d'atomes dans le PMO est maximal, dépend également de cette intensité électrique et est représenté en fonction du nombre d'atomes maximum chargés sur la figure 4.6b. Typiquement, pour un courant de 22 A, on peut charger jusqu'à 10^8 atomes dans le PMO en moins de 1,4 seconde. C'est donc cette durée qui est choisie par la suite comme temps de chargement du PMO dans la séquence expérimentale.

Chargement du PMO à partir de la pression résiduelle

Si le dispenseur est allumé régulièrement pendant un certain temps à des courants suffisamment élevés, il s'établit une pression résiduelle dans la cellule, différente de la pression de base mesurée quand le dispenseur est éteint depuis plusieurs heures. Cette pression résiduelle décroit sur des échelles de temps de l'ordre des minutes. On cherche à déterminer la dépendance de cette pression résiduelle, autrement dit la pression à laquelle les expériences dans la cavité seront effectuées, par rapport à la pression moyenne pendant

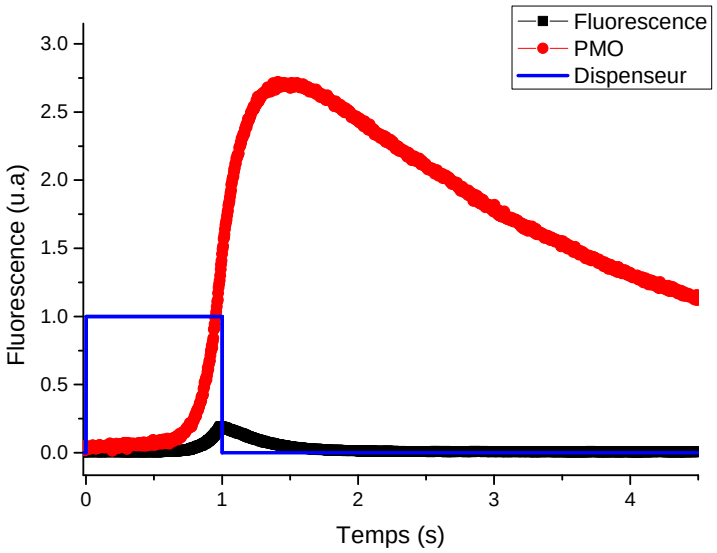
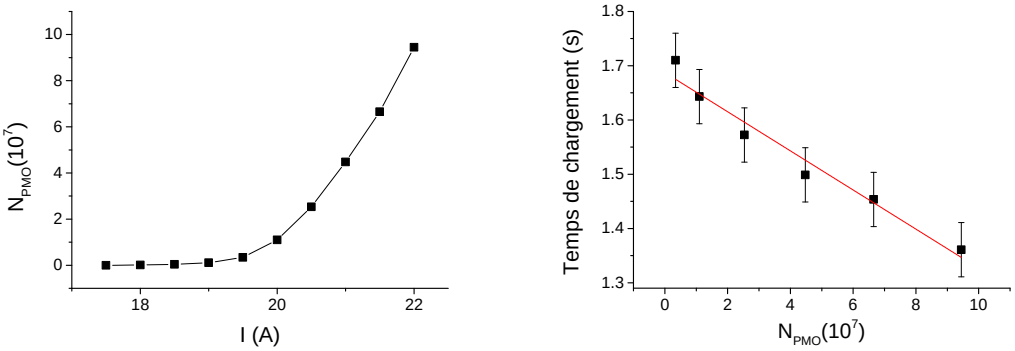


FIGURE 4.5 – L'évolution du nombre d'atomes dans le PMO (en rouge) est donnée en fonction du temps. L'impulsion de courant (en bleu) dure une seconde et son intensité est de 21 A dans cet exemple. La fluorescence des atomes, gradient éteint, est rappelée (en noir).



(a) (b)

FIGURE 4.6 – (a) Nombre d'atomes chargés dans le PMO en fonction de l'intensité du courant de l'impulsion électrique traversant le dispenseur. (b) Temps optimal de chargement du PMO en fonction du nombres d'atomes chargés, dépendant de l'intensité du courant dans le dispenseur.

le chargement du PMO lors de l'impulsion en courant.

Pour cela, afin d'assurer l'établissement du régime stationnaire de cette pression, on effectue 150 cycles consécutifs où le dispenseur et le PMO sont allumés à chaque fois. Entre chaque cycle, le PMO est éteint pour quelques centaines de ms afin de le vider. Quatre secondes après la dernière extinction du dispenseur, le PMO seul est allumé pendant plusieurs dizaines de secondes alors que le courant reste nul dans le dispenseur. Le PMO se charge donc alors grâce à la pression résiduelle dans la cellule. La figure 4.7 montre la fluorescence du PMO détectée pendant la dernière impulsion en courant puis, à partir du temps $t = 0$, celle provenant du PMO chargé à partir de la pression résiduelle

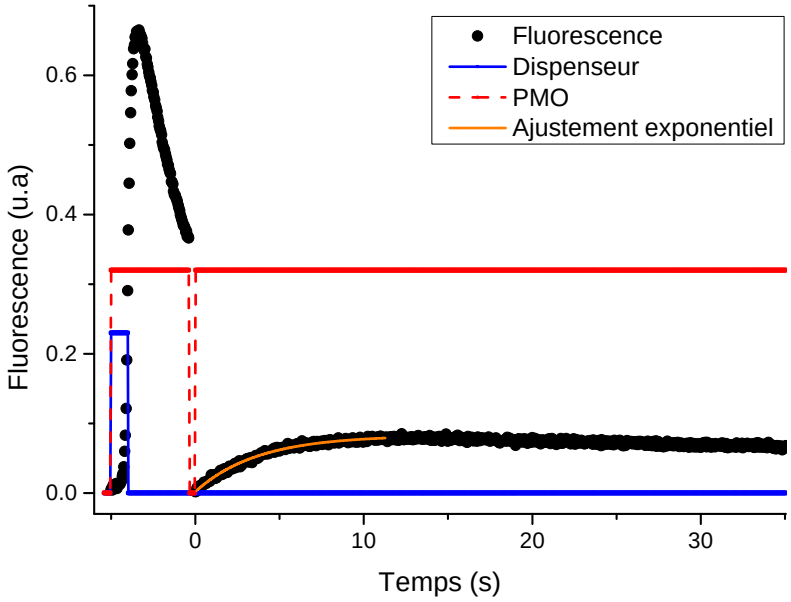


Figure 4.7 – Signal de fluorescence provenant du PMO (en noir). Le dispenseur (en bleu) est allumé à 20 A pendant une seconde puis reste éteint pendant le reste du temps d'acquisition. Le PMO (en rouge) est une première fois chargé pendant l'impulsion du dispenseur, puis à partir de la pression résiduelle dans la cellule 4 secondes après l'arrêt du dispenseur.

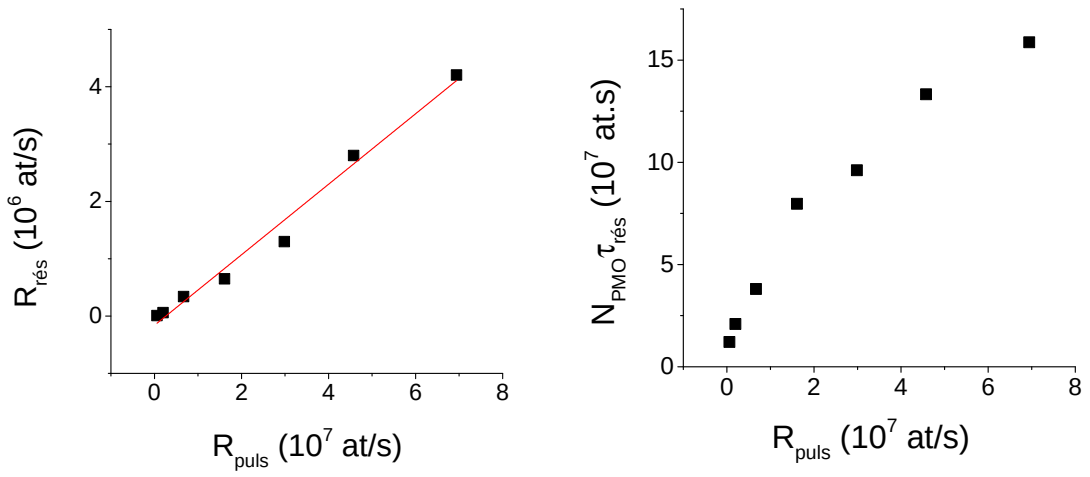
dans la cellule. Comme la pression résiduelle est bien moins importante que la pression atteinte quand le dispenseur est en marche, beaucoup moins d'atomes sont chargés. Le chargement s'effectue avec le comportement exponentiel prévu par l'équation (4.1.2), la pression dans la cellule plusieurs secondes après l'extinction du dispenseur est en effet quasiment constante. Le temps caractéristique pour cet exemple est $\tau_{rés} = 6$ s.

Le nombre d'atomes dans le PMO finit par amorcer une décroissance lente après plus d'une dizaine de secondes car la pression dans la cellule n'est pas rigoureusement constante mais diminue sur des temps bien plus longs que la durée des cycles de l'expérience. Ce comportement, plus lent que les processus qui nous intéressent, peut être attribué à la dynamique de désorption du rubidium des parois internes de la cellule [102].

Plusieurs grandeurs peuvent être extraites du type de courbes 4.7 :

- le taux de chargement moyen du PMO pendant l'impulsion en courant R_{puls}, qui correspond au rapport du nombre maximum d'atomes chargés N_{PMO} sur le temps optimal de chargement, déjà disponibles à partir des données 4.6b ;
- le temps caractéristique de chargement à partir de la pression résiduelle $\tau_{rés}$, tiré de l'ajustement exponentiel ;
- le taux de chargement instantané à partir de la pression résiduelle $R_{rés}$, qui est égal à la pente à l'origine de l'ajustement exponentiel. En effet, la dérivée prise à l'origine de l'équation (4.1.2) est égale au taux de chargement du PMO. Nous avons choisi ici de mesurer ce taux 4 s après l'impulsion en courant, temps vraisemblable auquel s'effectuera l'expérience en cavité. $R_{rés}$ est donc proportionnel à la pression résiduelle présente pendant la phase utile du cycle.

Pour différents courants électriques, ces valeurs varient, on obtient en effet différents



(a) (b)

FIGURE 4.8 – (a) Taux $R_{rés}$ de chargement du PMO à partir de la pression résiduelle et (b) produit $N_{PMO}\tau_{rés}$ en fonction du taux de chargement moyen du PMO pendant l'impulsion de courant R_{puls}. Les points de mesure ont été pris pour des courants d'impulsion allant de I_{disp}=19 à 22 A par pas de 0,5 A.

taux de chargement autant pendant l'impulsion qu'à partir de la pression résiduelle. D'après la figure 4.8a, on voit que la dépendance entre ces deux taux de chargement est linéaire. Cela signifie que la pression dans la cellule 4 s après la fin de l'impulsion, moment où peuvent se dérouler les expériences dans la cavité par exemple, est proportionnelle à la pression au moment de l'impulsion en courant et donc au taux de chargement du PMO. Le taux de chargement, défini dans l'équation (4.1.1), est directement proportionnel à la pression de ^{87}Rb dans la cellule. L'ajustement linéaire indique donc qu'il existe un facteur 15 entre la pression de chargement pendant l'impulsion et la pression résiduelle 4 s après l'extinction du dispenseur. Il faut donc trouver un compromis entre le taux de chargement du PMO et la pression dans la cellule au moment des expériences dans les pièges conservatifs.

Pour cela, nous avons tracé sur la figure 4.8b, le produit $N_{PMO}\tau_{rés}$, figure de mérite du refroidissement évaporatif [101, 108], en fonction du taux de chargement du PMO pendant l'impulsion. Dans le dispositif de Vincent Dugrain [101], ce produit présente une saturation à partir d'un taux de chargement moyen de 6.10^7 at/s. Nous observons ici une inflexion de la courbe mais la saturation ne se dessine pas encore pleinement pour les intensités électriques maximum que nous avons utilisées.

4.3.3 Impulsion d'intensité non constante

Pour raccourcir d'avantage la durée consacrée au chargement du PMO et donc accélérer la prise de données, deux approches sont possibles.

La première part du constat que la pression n'augmente pas pendant au moins les 300 premières microsecondes après le début de l'impulsion en courant et que le nombre d'atomes chargés dans le PMO pendant ce laps de temps est insignifiant (figures 4.4 et 4.5). On peut donc déclencher l'impulsion en courant pour le cycle $n+1$ 300 ms avant la fin du $n^{ème}$ cycle, aucun atome ne sera relâché et la prise de données ne sera donc pas perturbée, par contre, le PMO se chargera plus rapidement car le dispenseur sera déjà chaud au début du cycle $n+1$.

Une autre solution consiste à obtenir une élévation de la température du dispenseur

plus rapide. Pour cela, on peut utiliser une impulsion dont l'intensité n'est pas constante mais constituée dans un premier temps d'une brève impulsion à haut courant, puis, d'un palier à courant plus bas afin de ne pas endommager la source ou libérer un nombre trop important d'atomes dans la cellule.

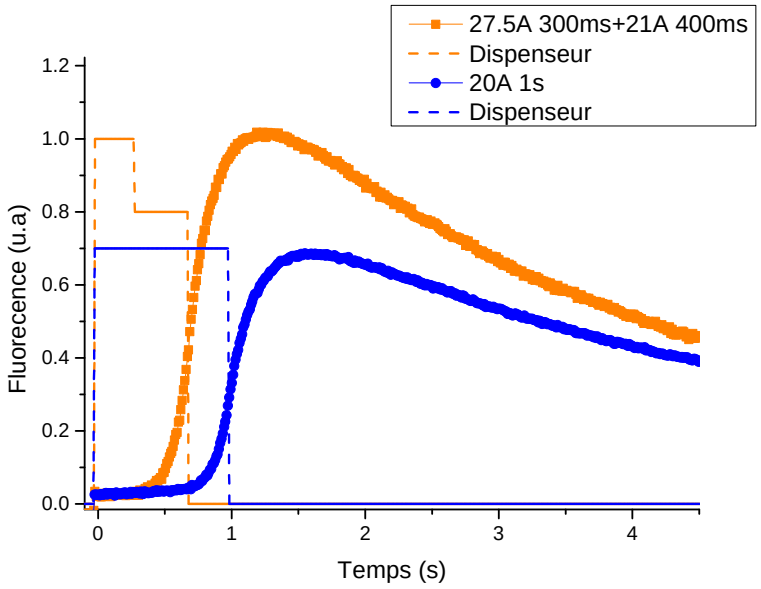


Figure 4.9 – Signal de fluorescence provenant d'un PMO chargé avec une impulsion de courant d'une seconde à 20 A (en bleu) et avec une impulsion en deux temps : 27,5 A pendant 300 ms puis 21 A pendant 400 ms (en orange). Les lignes en pointillés représentent la forme des impulsions en courant mais ne sont pas à l'échelle.

La figure 4.9 montre la comparaison de deux courbes, l'une correspond à la fluorescence du PMO chargé à partir d'une impulsion d'une seconde à 20 A, la deuxième correspond au PMO chargé à partir d'une impulsion de 300 ms à 27,5 A suivi d'un plateau à 21 A pendant 400 ms. Pour ces deux courbes, l'énergie apportée au dispenseur, proportionnelle au carré du courant multiplié par le temps, est équivalente. Cependant, la température maximum atteinte par le dispenseur ne l'est pas forcément et c'est elle qui détermine l'intensité de l'émission atomique. En effet, d'après l'équation (4.2.6), la variation de température est proportionnelle à la puissance fournie au dispenseur.

Ainsi, on constate que le chargement est plus rapide dans le cas de la brève impulsion à haut courant suivie du plateau de plus faible courant. Dans le cas de l'impulsion d'une seconde, l'augmentation du nombre d'atomes dans le PMO est très faible pendant les 700 premières millisecondes puis connait une croissance rapide. Dans le cas de l'impulsion en deux temps, l'augmentation plus rapide à lieu dès 400 ms après le début de l'impulsion. Ce décalage de 300 ms se retrouve également au moment où le nombre maximum d'atomes est atteint dans le PMO.

On peut donc accélérer l'émission de rubidium à l'allumage en utilisant un fort courant qui est ensuite réduit pour éviter que la pression résiduelle dans la cellule ne soit trop importante.

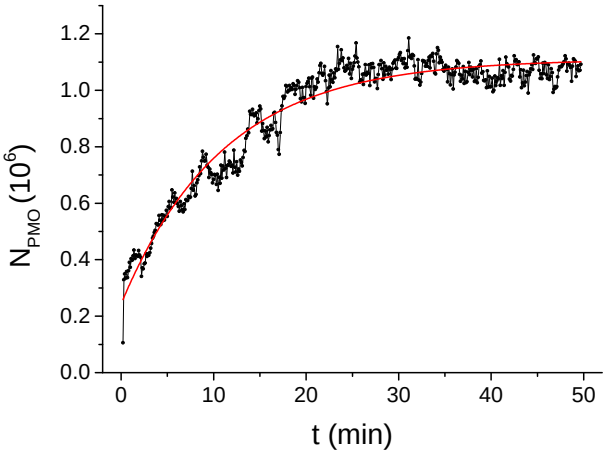


FIGURE 4.10 – Nombre d'atomes chargés dans le PMO en fonction du temps à partir du moment d'allumage du dispenseur après un arrêt de plus de 10 heures. Le dispenseur est utilisé en régime impulsionnel et chaque point correspond à une mesure effectuée par absorption au cours d'un cycle pendant lequel le dispenseur a été allumé une seconde.

4.4 Régime transitoire lors du démarrage du dispenseur

Lorsque le dispenseur est mis en marche, le nombre d'atomes émis après la première impulsion est toujours très faible. Par la suite, on peut distinguer deux situations : celle où le dispenseur n'a pas fonctionné depuis une dizaine d'heures et celle où il n'a pas fonctionné depuis une dizaine de minutes.

4.4.1 Après un arrêt long

Dans le premier cas, le dispenseur est froid et le rubidium qui avait adhéré aux parois intérieures de la chambre à vide a désorbé et a été pompé hors de la cellule. De même que le dispenseur va mettre un certain temps à atteindre son régime de température stationnaire, l'équilibre entre le nombre d'atomes adsorbés et désorbés requière également du temps. Pendant cette période transitoire, le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique dérive. On voit, sur la figure 4.10, que lorsque le dispenseur est rallumé pour la première fois après au moins 10 heures d'extinction, le nombre d'atomes dans le PMO converge de façon monotone vers une valeur stable. Le temps caractéristique de cette croissance exponentielle est de 10 minutes environ, et en pratique, on peut commencer à utiliser le dispositif à partir de 25 minutes après le démarrage.

Ce délai s'explique par le fait que les barres, une fois le dispenseur en marche, vont lentement chauffer jusqu'à arriver à une température constante. Cette longue thermalisation se traduit par un nombre d'atomes piégés dans le PMO non constant. En effet, la température du réservoir en cuivre croissait jusqu'à environ 30° avec une constante de temps de 1,2 h, équivalente à la durée au bout de laquelle le nombre d'atomes chargés dans le PMO atteignait son maximum [102].

La relative rapidité d'allumage que nous observons correspond donc à une amélioration d'un facteur 3 par rapport à ce que Vincent Dugrain a observé avec son dispositif. Les barres de cuivre qu'il a utilisé mesurait 22 cm, plus longues d'un facteur 3 que celles que nous avons mises en place, de seulement 7 cm. La masse de cuivre à thermaliser a donc été réduite grâce à notre dispositif, ayant une répercution directe sur sur le délai de

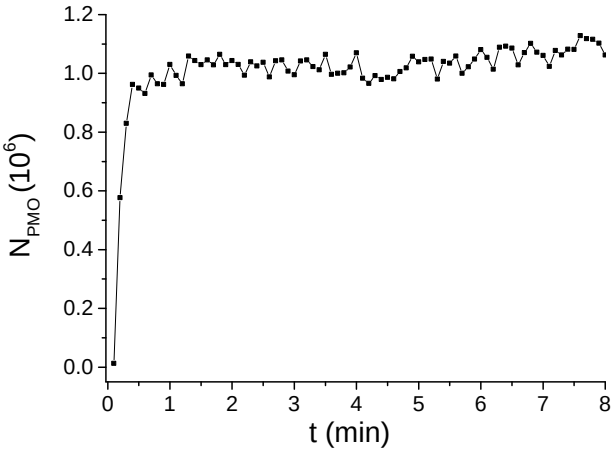


Figure 4.11 – Nombre d'atomes chargés dans le PMO en fonction du temps à partir du moment d'allumage du dispenseur après un arrêt bref de quelques minutes. Le dispenseur est utilisé en régime impulsionnel et chaque point correspond à une mesure effectuée par absorption.

stabilisation du nombre d'atomes émis par le dispenseur.

Les fluctuations du nombre d'atomes chargés dans le PMO après cette phase de thermalisation sont de l'ordre de 15%, elles ne sont alors pas nécessairement liées au fonctionnement du dispenseur pulsé mais aussi aux fluctuations d'intensité lumineuse dans les faisceaux ou encore à la modification de la balance de puissance entre les deux faisceaux contrapropageants d'une même paire.

4.4.2 Après un arrêt bref

Dans le deuxième cas, lorsque le dispenseur a été actionné de manière répétée pendant plusieurs dizaines de cycles, puis qu'il est interrompu pendant un vingtaine de minutes, il n'est pas nécessaire d'attendre plus d'une dizaine de cycles avant que le nombre d'atomes dans le PMO se soit stabilisé. On voit en effet sur la figure 4.11 que la barre des 10^6 atomes chargés dans le PMO est dépassée après seulement 1 minute alors qu'il en fallait 25 précédemment dans les mêmes conditions expérimentales. La dynamique de désorption des parois joue très probablement un rôle important dans ce processus. En effet, les constantes de temps sur lesquelles elle s'effectue sont de l'ordre de plusieurs heures. Les nouveaux atomes émis ne peuvent pas adhérer là où d'autres atomes des cycles précédents sont encore présents, les rendant ainsi disponible pour le piégeage.

Dans tous les cas, il est préférable, dès que l'on veut prendre une série de données, de le faire de façon consécutive au sein d'une même acquisition, c'est-à-dire sans rompre le rythme de répétition des cycles d'allumage du dispenseur. La question du délai de démarrage du dispenseur peut également être contourné en actionnant de façon impulsionnelle le dispenseur même quand celui-ci n'est pas utilisé. L'inconvénient de cette méthode est l'utilisation inutile de Rb et donc la durée de vie plus limitée de la réserve atomique. Cependant, cette option reste tout à fait envisageable.

4.5 Temps de vie dans les pièges conservatifs

Maintenant que nous avons étudié la dynamique de chargement du piège magnéto-optique, nous allons nous intéresser à la durée de vie du nuage atomique dans des pièges conservatifs. En effet, cette durée de vie donne directement accès aux conditions dans lesquelles se déroulera l'étude atomique au sein de la cavité. Et plus ce temps de vie est long, moins la proportion d'atomes perdus au cours du temps d'étude par les collisions avec les atomes résiduels à température ambiante sera importante. Dans les pièges conservatifs, l'absence de lumière résonnante avec les transitions atomiques écarte toute possibilité de pertes assistées par la lumière, permettant un accès plus directe à la durée de vie liée aux collisions à un corps que la mesure du temps caractéristique de chargement du PMO à partir de la pression résiduelle.

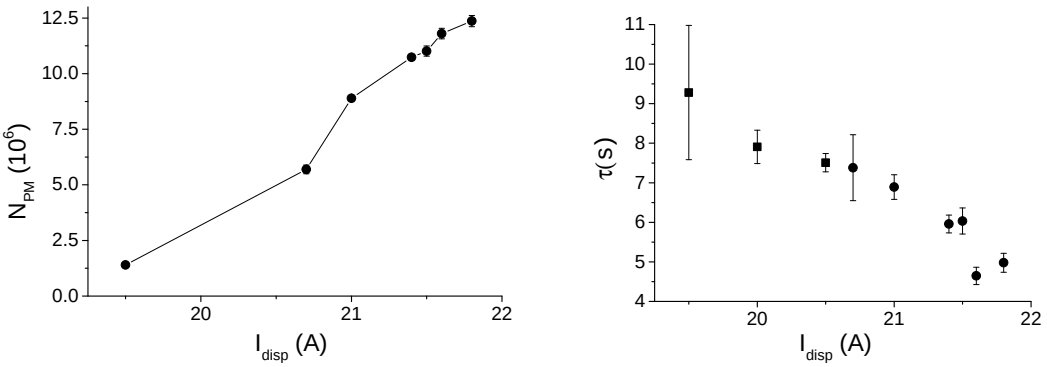
4.5.1 Piège magnétique

Un piège magnétique, conservatif, peut permettre d'effectuer du refroidissement évaporatif, notamment en combinant un faisceau dipolaire dans un piège hybride [109], dans le but d'obtenir un condensat de Bose-Einstein. Même si ce n'est pas la direction que nous souhaitons prendre, il est toujours intéressant de disposer de cette possibilité.

Temps de vie et nombre d'atomes chargés en fonction du courant

Le piège magnétique est chargé à partir d'atomes ayant une température de l'ordre de la température Doppler afin d'éviter des pertes Majorana (voir section 3.5.2).

La figure 4.12a présente l'évolution du nombre d'atomes maximal dans le piège magnétique croit en fonction de l'intensité du courant de l'impulsion. Le temps de vie quant à lui, présenté sur la figure 4.12b, décroit avec le courant.



(a) (b)

FIGURE 4.12 – (a) Nombre d'atomes et (b) durée de vie des atomes dans le piège magnétique en fonction du courant dans le dispenseur.

(Les temps de vie mesurés ici sont plutôt supérieurs aux temps de chargement du PMO depuis la pression résiduelle de ^{87}Rb dans la cellule.)

Sur la figure 4.13 est tracé le produit $N_{PM}\tau$, ce facteur semble atteindre un plateau à partir de 21 A. On ne voyait pas ce phénomène avec le PMO où le produit était toujours croissant en fonction de I_{disp}.

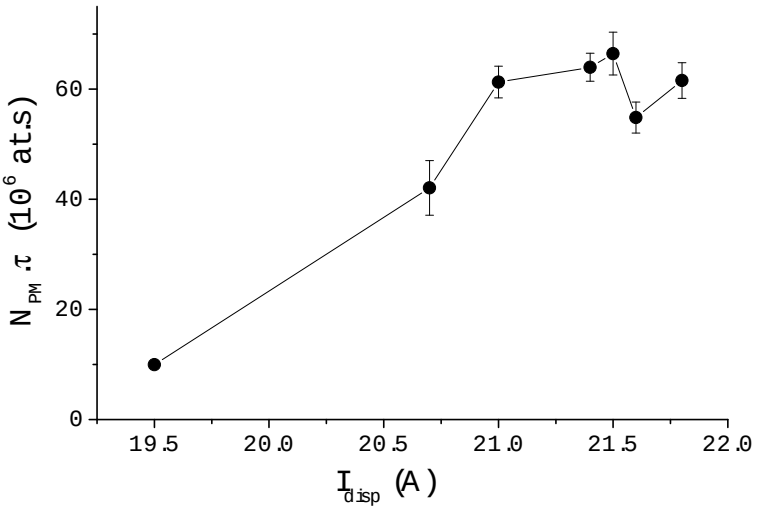


Figure 4.13 – Produit du nombre d'atomes chargés dans le piège magnétique $N_P M$ et du temps de vie τ dans ce dernier.

Comparaison entre les régimes continu et impulsionnel

Nous pouvons maintenant comparer le dispenseur en mode impulsionnel au dispenseur utilisé de manière continue.

En mode continu, le courant dans le dispenseur est balayé entre 10,5 et 11,1 A afin d'obtenir différentes pressions de rubidium dans la cellule. Le dispenseur est toujours refroidi par eau, qu'il soit utilisé en mode impulsionnel ou continu. De plus, il est connecté avec des barres de cuivre, c'est pour cette raison que le courant d'émission est plus élevé que celui nécessaire à un dispenseur monté de manière standard avec des fils (courant de 3 à 4 A seulement).

Sur la figure 4.14, le nombre d'atomes est présenté en fonction du temps de vie dans le piège magnétique, en opération impulsionnelle et continue. On voit que pour une durée de vie donnée, le nombre d'atomes chargés dans le piège est toujours plus important en opération impulsionnelle. Autrement dit, à nombre d'atomes fixé, la durée de vie dans le piège est toujours plus longue en mode impulsionnel. Un ajustement linéaire de ces données permet de quantifier la différence de comportement. En effet, pour les données prises en mode continu, la pente est de $-740 \pm 170 \cdot 10^6$ at.s^{-1} alors qu'elle est de $-3400 \pm 700 \cdot 10^6$ at.s^{-1} pour les données relevées en régime impulsionnel, soit presque un facteur 5 de différence.

Ceci conforte donc l'utilité du dispenseur pulsé par rapport à un dispenseur en mode continu, il permet bien d'obtenir un meilleur temps de vie dans un piège conservatif pour un nombre d'atomes donné.

4.5.2 Piège dipolaire

Le piège dipolaire à 1070 nm est utilisé pour transporter les atomes entre leur position de capture, dans le piège magnéto-optique, et la position centrale de la cavité, où ils seront par la suite piégés. L'étude de la durée de vie dans ce piège est donc primordiale puisqu'elle conditionne le nombre d'atomes disponibles dans la cavité.

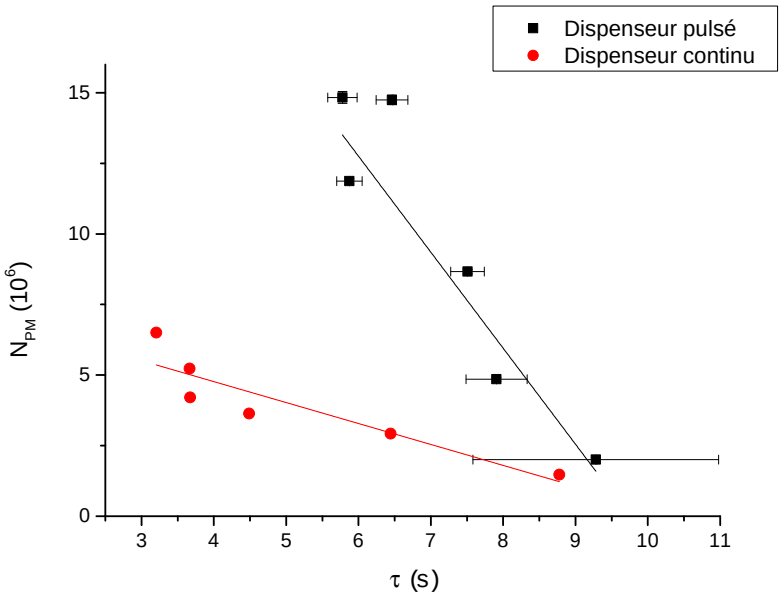


FIGURE 4.14 – Comparaison du nombre d'atomes chargés dans le piège magnétique en fonction de la durée de vie dans ce dernier lorsque la source est utilisée en mode continu ou impulsionnel.

Dépendance du temps de vie sur le courant

Nous allons donc étudier la dépendance du temps de vie en fonction du courant dans le dispenseur. Pour cela, nous utilisons une puissance laser dipolaire de 10,8 W afin de charger le plus grand nombre d'atomes possible sans restreindre davantage que nécessaire le temps de vie des atomes dans le piège. En effet, la durée de vie dépend de la puissance de ce laser non mono-mode, comme nous l'avons vu dans la partie 3.5.3.

Comme les collisions modifiant l'état hyperfin des atomes jouent un rôle important à la puissance laser que nous avons choisi d'utiliser, nous avons collecté des données à la fois pour des atomes préparés dans l'état F=1 et dans l'état F=2 afin de pouvoir comparer leurs durées de vie.

Les mesures de temps de vie sont toujours effectuées en balayant le temps passé par les atomes dans le piège conservatif et en mesurant le nombre d'atomes restant à chaque moment. Une fois le régime stationnaire du dispenseur atteint, les données ont été prises de manière à s'affranchir à la fois des fluctuations et également des dérives sur le nombre d'atomes, notamment engendrées par les changements de température dans la pièce. En ce qui concerne les fluctuations, l'acquisition est répétée 20 fois pour chaque point de mesure afin de pouvoir effectuer une moyenne. Pour ce qui est des dérives, c'est-à-dire des modifications lentes du nombre d'atomes chargés, une nouvelle référence est prise entre chaque modification du temps passé par les atomes dans le piège. Cette référence correspond à l'acquisition de 20 images après seulement 20 ms dans le piège dipolaire, la moyenne permet donc de connaitre le nombre initial d'atomes qui sert ensuite à renormaliser les données suivantes prises à un temps plus long.

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.5.3, la décroissance exponentielle du nombre d'atomes dans le piège se produit sur deux échelles de temps bien distinctes, l'une, rapide, est attribuée aux pertes par collision à deux corps, alors que l'autre, plus longue, correspond à la durée de vie liée aux collisions avec les atomes chauds résiduels.

On voit sur la figure 4.15 que le temps de vie des atomes dans le piège dipolaire décroit

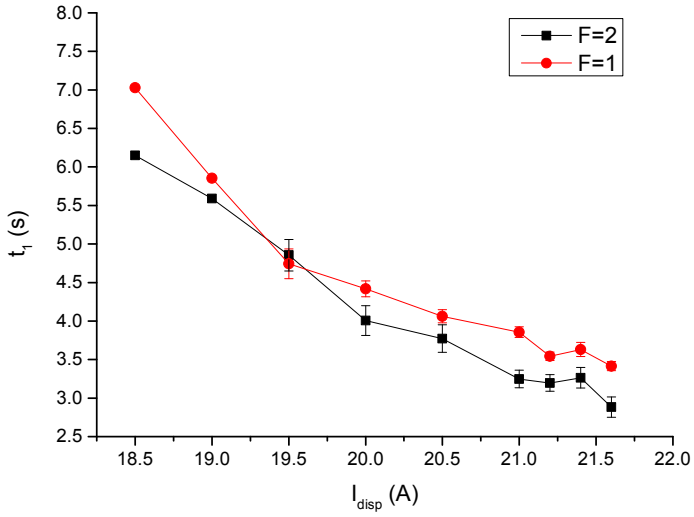


Figure 4.15 – Temps de décroissance, lié aux collisions avec les atomes résiduels, dans le piège dipolaire en fonction du courant dans le dispenseur, pour des atomes préparés dans l'état hyperfin F=1 (en rouge) et F=2 (en noir).

pour un courant dans le dispenseur croissant. Les valeurs sont inférieures à celles mesurées dans le cas du piège magnétique car nous avons choisi ici de travailler avec un nombre d'atomes important et donc une puissance laser élevée qui raccourcit le temps de vie des atomes dans le piège dipolaire.

Les atomes préparés dans l'état F=1 présentent un temps de vie supérieur par rapport à ceux préparés dans l'état F=2. Cette dépendance est liée au fait que le laser que nous utilisons est multimode et capable d'engendrer des transitions à deux photons entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins. Ces transitions deviennent d'autant plus fréquentes que la puissance lumineuse est importante. Les atomes ainsi transférés de l'état F=1 vers l'état F=2 peuvent changer d'état hyperfin par collisions et convertir en énergie cinétique l'énergie interne entre ces deux niveaux. Ainsi accélérés, ils quittent le piège, trop peu profond pour les retenir avec ce surplus d'énergie cinétique [89, 110].

La figure 4.16 présente le produit du nombre d'atomes chargés dans le piège dipolaire et du temps de vie dans le piège. Ce produit augmente d'abord avec I_{disp} puis, comme dans le cas du piège magnétique, un comportement de saturation se manifeste autour d'un courant de 21 A. Le produit est supérieur pour les atomes préparés dans F=1 car à la fois le nombre d'atomes chargés et le temps de vie sont supérieurs dans cet état.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la construction d'une source atomique basée sur un dispenseur de Rubidium commercial mais implémenté de manière à optimiser l'évacuation de la chaleur par conduction dans des barres en cuivre connectées à un réservoir refroidi par circulation d'eau. Les connexions électriques et thermiques du dispenseur sont ainsi assurées et cette source peut être opérée en régime impulsionnel, ce qui permet de moduler rapidement la pression dans la cellule en fonction de la phase de l'expérience en cours. Pendant le chargement du piège magnéto-optique, une impulsion de fort courant est envoyée dans le dispenseur afin de faire rapidement augmenter la pression dans la cel-

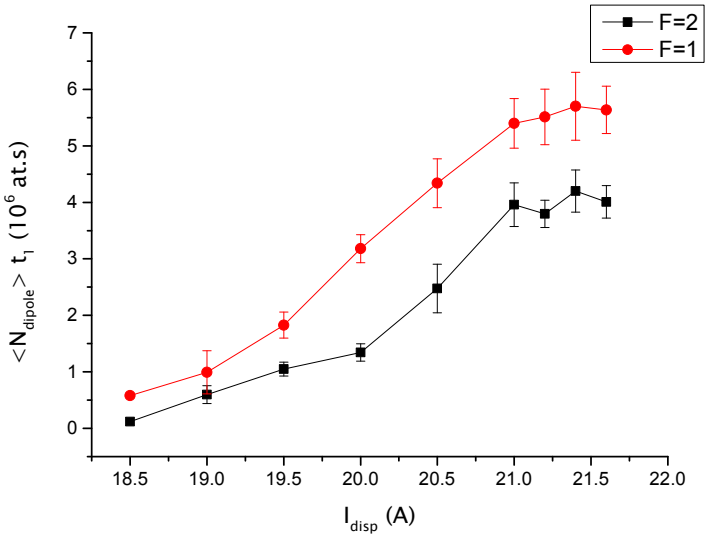


FIGURE 4.16 – Produit du nombre d'atomes chargés et du temps de vie dans le piège dipolaire en fonction du courant dans le dipenseur.

lule et d'effectuer un chargement rapide. Le courant est ensuite arrêté lorsque les atomes sont maintenus dans un piège conservatif pour les étudier.

Avec ce dispositif, la modulation de la pression de rubidium dans la cellule est possible sur des échelles de temps de l'ordre de 200 ms, bien inférieures donc aux durées des cycles expérimentaux, de quelques secondes. Cela correspond à une amélioration d'un facteur 20 par rapport à un dispenseur connecté de manière standard avec des fils électriques et également opéré en régime impulsionnel. Ainsi, nous avons démontré le chargement d'un piège magnéto-optique allant jusqu'à 10^8 atomes en 1,2 secondes.

La comparaison entre régime impulsionnel et continu a montré que la pression résiduelle dans la cellule lors du piégeage conservatif est plus faible dans le cas de l'utilisation impulsionnelle de la source. Pour une durée de vie donnée, l'amélioration du nombre d'atomes initialement chargés peut atteindre un facteur 5.

Le temps de vie, lié aux collisions à un corps, mesuré dans un piège magnétique varie entre 5 et 10 secondes pour différentes pressions initiales. Dans le piège dipolaire, pour une puissance d'environ 11 W, il se situe entre 3 et 7 secondes. Cependant, comme nous l'avions déjà mesuré dans le chapitre précédent, cette durée de vie varie avec la puissance dipolaire et peut donc être allongée au détriment du nombre d'atomes chargés dans le piège. Sur notre dispositif, le courant conseillé, c'est-à-dire celui pour lequel le produit $N\tau$ sature, se situe autour de 21 A pour une impulsion d'une seconde.

Le piège dipolaire sus-mentionné sert à transporter les atomes depuis la position du piège magnéto-optique jusqu'à la cavité, où ils seront piégés et étudiés. C'est à la mise en œuvre de ce transport qu'est consacré le chapitre suivant.

Chapitre 5
Transport dipolaire

Dans ce chapitre, nous allons décrire une nouvelle méthode pour transporter un nuage atomique. Ce transport a pour but de déplacer les atomes depuis la position du piège magnéto-optique jusqu'à l'intérieur de la cavité, une quinzaine de millimètres plus loin. Pour cela, le point focal d'un faisceau dipolaire focalisé est déplacé grâce à un déflecteur acousto-optique, formant une pince optique mobile. Le déplacement s'effectue orthogonalement à la direction de propagation du faisceau, c'est à dire selon une direction de confinement fort du piège. Cela permet d'effectuer un transport plus rapide que dans le cas d'un déplacement longitudinal. Ce montage permet également de conserver un très bon accès optique à la cavité. Ajouté à cela, un autre avantage de ce dispositif est qu'il ne comporte pas de pièces mécaniques mobiles, ce qui permet de conserver les alignements optiques d'une façon plus stable en évitant les vibrations sur la table optique.

Nous commencerons par détailler le dispositif expérimental utilisé pour ce transport en nous attardant sur le fonctionnement du déflecteur acousto-optique ainsi que la manière dont il est contrôlé en fréquence. Ensuite, nous caractériserons les propriétés du faisceau défléchi, notamment son profil d'intensité lumineuse et sa puissance en fonction des différents angles de déflection.

Et finalement, nous présenterons les paramètres optimaux qui permettent le transport efficace des atomes.

5.1 Dispositif expérimental pour le transport des atomes

Comme il existe plusieurs manières de piéger les atomes, il en existe tout autant pour les transporter. Un potentiel magnétique comme un potentiel dipolaire peuvent être déplacés spatialement, entraînant avec eux le nuage atomique.

5.1.1 État de l'art : transport d'atomes froids

Nous allons d'abord passer en revue les différents types de dispositifs expérimentaux permettant le transport ainsi que leurs avantages et leurs limites. Nous nous concentrons ici sur les techniques de transport qui s'appliquent aux atomes froids uniquement.

Transport magnétique

L'une des façons de déplacer le potentiel quadrupolaire d'un piège magnétique consiste à utiliser une chaine de bobines quadrupolaires superposées dans lesquelles sont successivement appliqués des courants. Si la séquence est bien choisie, cela permet de conserver la géométrie du potentiel pendant le transport, minimisant ainsi le chauffage. Ainsi, un nuage de 10^9 atomes de ^{87}Rb a pu être transporté sur 33 cm en 4 secondes [111]. Pour un

nuage initialement à la température de 125 μK, le chauffage au cours du transport est inférieur à 20 μK. Si cette méthode est efficace pour transporter un grand nombre d'atomes sur une distance importante, elle requiert un nombre important de bobines, ce qui n'est assurément pas adapté à notre expérience, où l'on cherche à transporter rapidement un nombre d'atomes modéré sur une distance inférieure à 2 cm tout en conservant un accès optique maximum.

Il est aussi possible, comme dans l'article [112], de translater une unique paire de bobines magnétiques afin de déplacer le piège quadrupolaire. Ceci permet d'éviter d'encombrer l'accès à l'enceinte avec une multitude de bobines, mais pose un problème de vibrations. En effet, l'utilisation de platines de translation sur la table optique est réputée ajouter du bruit, d'où notre politique consistant à éviter tout objet mobile en contact mécanique avec la cellule à vide.

Dans notre groupe, il a précédemment été fait usage d'une puce magnétique afin de charger un nuage atomique dans une cavité fibrée [113]. Le transport magnétique est effectué sur 11 mm entre la position du PMO et celle du centre de la cavité fibrée. Ce dernier est possible grâce à la combinaison d'un guide magnétique linéaire sur la puce atomique et d'un champ quadrupolaire créé par des bobines extérieures à la chambre à vide, également utilisées pour générer le PMO. La cavité doit se trouver extrêmement proche de la puce pour profiter de forts gradients magnétiques sans lesquels le confinement du nuage est insuffisant, lui conférant une taille trop étendue pour rentrer dans la cavité. Cette contrainte de proximité restreint l'accès optique à la cavité étant donné que la puce, opaque, occupe alors tout une face de la cellule. C'est pourquoi l'utilisation des puces atomiques a été écartée.

Dans notre cas, la taille du nuage dans le piège magnétique quadrupolaire, formé par les bobines de gradient, après 100 ms est plutôt de 300 μm à 400 μm (pour une température d'environ 120 μK). Cette taille est supérieure à la longueur de la cavité, ce qui rend le transport magnétique inutilisable.

Transport optique

Une autre manière de transporter les atomes est d'utiliser un piège dipolaire dont le maximum d'intensité lumineuse est déplacé de façon à translater le nuage. Les lasers utilisés sont décalés vers le rouge par rapport à la transition atomique afin de piéger les atomes au col du faisceau, là où l'intensité est maximale. Ce col peut typiquement avoir une taille proche de la cinquantaine de micromètres.

Le déplacement peut être effectué de différentes manières. Une méthode consiste à positionner la lentille servant à focaliser le faisceau dipolaire sur une platine de translation motorisée qui se déplace selon l'axe du faisceau. Le col de la pince optique ainsi formée peut alors être décalé sur plusieurs dizaines de centimètres. Dans l'article [114], cette technique est utilisée pour transporter un condensat de Bose-Einstein de 10^6 atomes sur une distance de 44 cm avec une précision de quelques microns. Cette technique optimise l'accès optique au nuage atomique et permet de le transporter sur de grandes distances avec une vitesse de l'ordre de 7 cm/s. Cependant, la platine de translation doit être fixée sur la même table que l'enceinte à vide et peut créer des vibrations mécaniques indésirables. De plus, afin d'atténuer les vibrations provoquées par cet objet mobile, la platine est positionnée sur un matériau mou capable d'atténuer les vibrations, ce qui empêche une bonne reproductibilité sur la position du col à l'arrivée. La platine de translation peut certes être remplacée par un miroir pivotant motorisé [115], mais ceci ne résout pas le problème des vibrations.

Une autre solution, très élégante, consiste à utiliser une lentille à focale ajustable [116]. Cette lentille n'est pas faite de verre mais d'une membrane en polymère élastique encapsulant un liquide très peu absorbant optiquement. Un anneau magnétique entoure la lentille

et exerce une pression plus ou moins forte sur le fluide en fonction du courant utilisé. Ce fluide fait à son tour pression sur la membrane dont la courbure se modifie, faisant ainsi varier la focale de la lentille. Cette lentille est montée en combinaison avec d'autres afin de permettre un transport à col constant, préservant ainsi la fréquence de piège tout au long du déplacement. Le transport est effectué sur une distance de 28 cm en 1,7 à 2,7 secondes avec une efficacité proche de l'unité et un chauffage de l'ordre de quelques microkelvins. Ce système est compact, robuste et statique, cependant, le déplacement est limité aux mouvements selon l'axe faible du piège, limitant la rapidité d'un transport adiabatique (voir le paragraphe 5.3.1).

Enfin, nous pouvons également mentionner le chargement d'une cavité grâce à un réseau optique en translation [117]. Pour cela, deux ondes progressives contra-propageantes sont superposées afin de créer une onde stationnaire dont les ventres confinent les atomes. Si la fréquence d'un des deux faisceaux est modifiée par rapport à l'autre, cela induit un déplacement de l'onde stationnaire se translatant avec une vitesse proportionnelle au décalage en fréquence entre les deux ondes. Cette technique permet de charger une microcavité optique de haute finesse se trouvant à 1,5 cm du PMO où sont capturés les atomes. Cependant, le piège étant très confinant, le nombre d'atomes transportés est limité à une centaine, or nous cherchons à transporter un nombre plus important d'atomes. De plus, cette technique est très compliquée à mettre en place de par sa précision interférométrique. Elle requiert en effet une très bonne stabilité de phase entre les deux faisceaux contra-propageants.

Nous avons donc choisi une autre voie, parfaitement adaptée à notre cahier des charges.

5.1.2 Notre dispositif de transport

Avec une cavité fibrée d'une longueur de l'ordre de la centaine de micromètres, le nuage atomique doit être confiné dans un piège de dimensions inférieures à cette longueur. Le dispositif de transport doit donc présenter un confinement transverse suffisant pour pouvoir insérer le nuage atomique dans la cavité microscopique tout en préservant l'accès optique autour de la cellule. Pour satisfaire ce critère, nous avons choisi d'utiliser le transport optique. Dans notre configuration expérimentale, il n'est pas nécessaire de déplacer les atomes sur des dizaines de centimètres, mais seulement sur une quinzaine de millimètres. Un déflecteur acousto-optique (AOD), permettant de déplacer le col d'un faisceau dipolaire selon un axe orthogonal à la direction de propagation, est alors un outil qui convient parfaitement tout en évitant mouvements mécaniques et vibrations sur la table optique.

L'AOD est constitué d'un cristal dans lequel est généré une onde acoustique par l'excitation périodique d'un actuateur piezo-électrique. Le réseau de diffraction ainsi créé possède un pas qui varie avec la fréquence acoustique. Le faisceau lumineux incident peut ainsi être défléchi sur une large gamme d'angles en modifiant la fréquence acoustique. Le déflecteur acousto-optique, par rapport au modulateur acousto-optique, admet un angle de déviation plus important ainsi qu'un diamètre de faisceau optique plus grand, cependant, il est plus lent. La différence entre ces deux instruments réside dans le choix du cristal : les cristaux à basse vitesse acoustique sont préférés pour les AOD, alors que ceux à haute vitesse acoustique apportent de meilleures performances pour les AOM.

Si l'AOD est positionné au foyer d'une lentille, la variation angulaire se traduit par une translation verticale du col, le long d'un axe fort du piège. Le fait que le déplacement s'effectue selon un axe fort du piège permet un déplacement adiabatique plus rapide, comme nous en rediscuterons dans la suite de ce chapitre. Comme nous voulons être capables de répéter la séquence de mesure un grand nombre de fois, il faut donc que la durée du cycle total soit courte, ce qui implique que le transport soit rapide. Ainsi, en

déplaçant le nuage selon son axe fort nous espérons transporter ce dernier en quelques centaines de millisecondes. Le temps de cycle total étant de l'ordre de quelques secondes, la durée de transport représente ainsi une contribution mineure au temps total du cycle.

L'AOD est un outil qui a déjà été utilisé pour manipuler les atomes froids, notamment afin de séparer un nuage atomique en plusieurs nuages, permettant de créer un réseau d'échantillons atomiques [118]. Dans cet article, le faisceau est défléchi dans les deux directions transverses par deux AOD successifs orthogonaux. La zone couverte par le faisceau est de 6 mm × 6 mm. Dans notre montage, le déplacement sera plus important, de l'ordre de 15 mm.

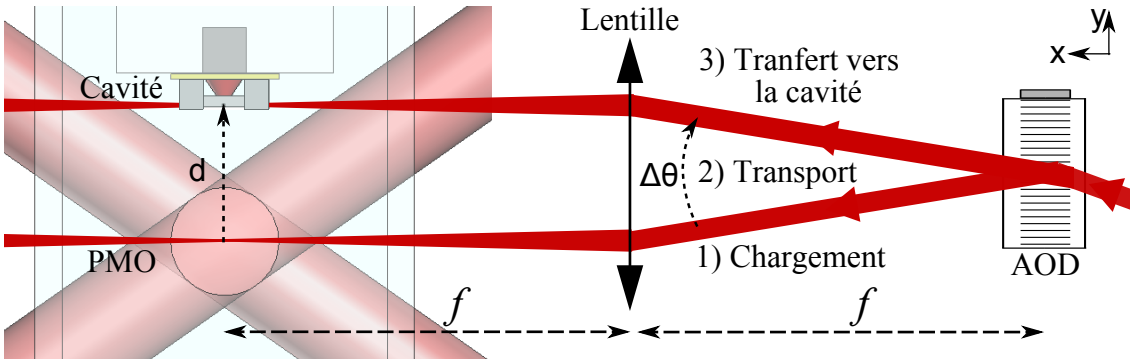
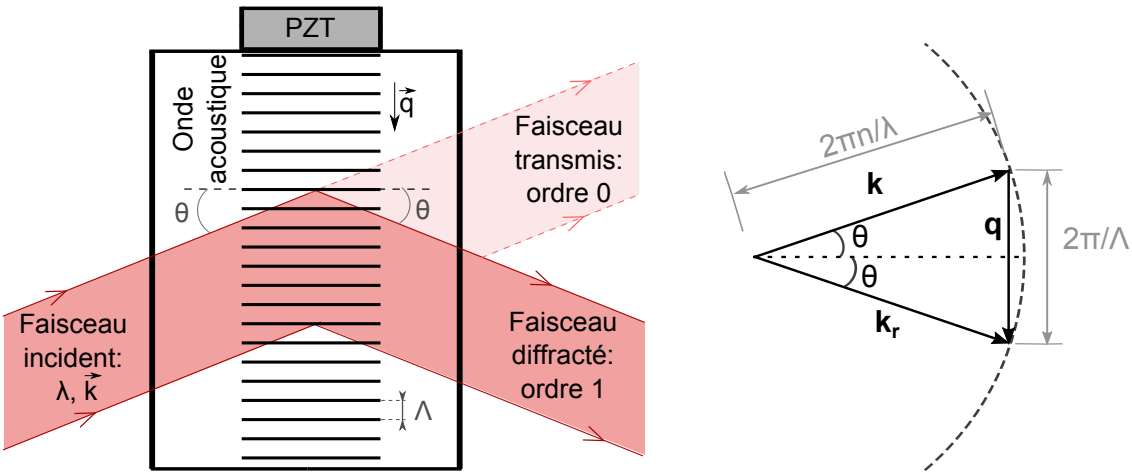


FIGURE 5.1 – Schéma du montage de l'AOD avec la lentille convergente qui permet de déplacer le nuage atomique verticalement le long d'un axe fort du piège dipolaire. La translation s'effectue depuis la position initiale dans le piège magnéto-optique jusqu'à la position centrale dans la cavité, environ 1,5 cm plus haut.

Le schéma 5.1 indique le positionnement des différents éléments. Seul le faisceau issu de la diffraction à l'ordre 1 est représenté, c'est lui qui concentre la majorité de la puissance et permet le transport des atomes. Au moment du chargement la fréquence de l'onde acoustique dans le cristal permet de superposer le col du faisceau dipolaire avec la position du PMO, puis cette fréquence est modifiée afin que le nuage ainsi piégé se déplace jusqu'à la cavité. La distance d sur laquelle s'effectue le transport dépend de la focale f de la lentille utilisée, l'AOD se trouvant au point focal, ainsi que du balayage angulaire maximum de l'AOD $\Delta\theta$: $d = f \tan \Delta\theta \approx f\Delta\theta$ dans l'approximation des petits angles. En théorie, d peut donc être très important, en pratique, plus la distance entre l'AOD et la lentille est grande, plus le diamètre de cette dernière doit être important également. Cette technique est donc préférable pour transporter les atomes sur de petites distances, typiquement quelques centimètres. Le faisceau dipolaire se propage donc selon x perpendiculairement à l'axe de la cavité et le déplacement du col se fait selon y.

L'AOD est monté sur des platines de translation et de rotation de manière à pouvoir ajuster sa position selon l'axe de propagation du faisceau optique ainsi que son orientation. En effet, l'alignement est critique pour une efficacité de diffraction optimale. De plus, le cristal étant anisotrope, la polarisation d'entrée optimale est linéaire et alignée avec l'axe approprié du cristal. Une lame demi-onde est donc placée juste avant l'AOD pour optimiser la diffraction. La polarisation de sortie, linéaire également, est tournée de 90° par rapport à la polarisation d'entrée.

L'ordre zéro de diffraction, inutile à l'expérience, est bloqué, permettant que seulement l'ordre 1 soit focalisé au niveau des atomes grâce à un doublet achromatique. Cela correspond à un col d'une quarantaine de microns au niveau des atomes.



(a) (b)

Figure 5.2 – (a) Schéma de l'AOD présentant la réfraction du faisceau incident sur le réseau créé par l'onde acoustique dans le milieu cristallin. (b) Représentation des vecteurs d'onde optique et acoustique pour la condition d'accord de phase à l'ordre 1.

Nous allons maintenant discuter le fonctionnement de l'AOD afin de pouvoir expliquer les caractéristiques de ce dernier.

5.1.3 Fonctionnement du déflecteur acousto-optique

Dans ce paragraphe, nous nous limitons à l'approximation d'ondes planes, acoustiques comme optiques, et nous considérons le cas d'un milieu isotrope. Un développement beaucoup plus approfondi du fonctionnement de l'AOD, prenant en compte le caractère non plan des fronts d'onde, se trouve dans l'annexe D. Il y est notamment discuté l'avantage d'utiliser un cristal anisotrope afin de maximiser la plage de diffraction du faisceau.

Quand une onde acoustique se propage dans un milieu transparent, cela produit une modulation périodique de l'indice de réfraction par effet opto-élastique [119]. Cela donne naissance à un réseau d'indice se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique qui peut diffracter la lumière traversant ce milieu. Ce phénomène s'appelle diffraction acousto-optique et est schématisé sur la figure 5.2a. L'onde lumineuse considérée, de longueur d'onde λ et de vecteur d'onde $\vec{k}$, se propage selon une direction formant un angle θ avec la normale à la direction de propagation de l'onde acoustique, de longueur d'onde Λ et de vecteur d'onde $\vec{q}$.

Condition de Bragg

La diffraction de l'onde lumineuse se produit si la condition dite "de Bragg" est respectée. Elle correspond à la situation où les ondes lumineuses réfléchies sur les "plans acoustiques" séparés d'une distance Λ interfèrent de manière constructive. La fréquence acoustique étant bien plus faible que la fréquence optique, on peut considérer que l'onde lumineuse perçoit un réseau de pas Λ égal à la longueur d'onde acoustique.

Cette condition est vérifiée pour l'angle d'incidence θ_B défini par [1] :

$$\sin\theta_B = \frac{q}{2k} = \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{5.1.1}$$

1. Ce résultat est dérivé en considérant que les ondes optique et acoustique sont des ondes planes.

La condition de Bragg peut aussi s'écrire comme une relation entre les vecteurs d'onde acoustique et optique [2] :

$$\vec{k_r} = \vec{k} + \vec{q} \tag{5.1.2}$$

ce qui traduit une condition d'accord de phase comme le montre la figure 5.2b. Comme λ est très petit par rapport à Λ, en première approximation, on peut considérer que la norme du vecteur d'onde optique n'est pas modifiée entre l'onde incidente et l'onde réfléchie.

Lorsque la condition de Bragg est satisfaite, l'efficacité de diffraction, c'est-à-dire le rapport de l'intensité lumineuse diffractée sur l'intensité incidente, dépend de l'intensité de l'onde acoustique I_s selon :

$$\eta = \sin^2 \sqrt{\alpha I_s} \tag{5.1.3}$$

où l'expression de α est précisée dans l'annexe D.

Pour des ondes planes aux vecteurs d'ondes parfaitement définis, la condition d'accord de phase est stricte. Pour un angle d'incidence et une longueur d'onde optique fixés, seule une longueur d'onde acoustique Λ est possible [3]. Cette situation n'est pas favorable au transport étant donné que l'objectif est de faire varier la longueur d'onde acoustique afin de modifier l'angle de diffraction, tout en gardant l'angle incident du faisceau optique constant. En pratique, la condition d'accord de phase est relâchée puisque ce sont des faisceaux qui sont utilisés. Ces derniers présentent donc une divergence et sont composés d'un ensemble de vecteurs d'ondes différents. L'efficacité de diffraction reste donc élevée pour différentes fréquences acoustiques. La largeur de bande $\Delta\Omega$ de l'AOD est définie comme l'intervalle de fréquences RF où l'efficacité reste supérieure à 70%. La plage angulaire de balayage $\Delta\theta$ est proportionnelle à cette largeur de bande. Pour étendre les angles de diffractions possibles dans un déflecteur acousto-optique, un cristal anisotrope est généralement utilisé. Des détails supplémentaires sur ce sujet sont donnés dans l'annexe D.

Décalage en fréquence

En prenant en compte la vitesse de l'onde acoustique, on peut écrire l'équivalent de la formule (5.1.2) pour les fréquences :

$$\omega_r = \omega + \Omega \tag{5.1.4}$$

Ceci implique que l'onde diffractée est également décalée en fréquence. Ce décalage est très faible par rapport à la fréquence de l'onde optique et est complètement négligeable dans le cas d'un laser dipolaire fortement désaccordé par rapport à la transition atomique. Cependant, c'est ce phénomène qui est exploité dans les modulateurs acousto-optiques, utilisés pour le système laser décrit dans la section 2.3.1, afin de décaler finement la fréquence des lasers de refroidissement ou d'adressage proche de résonance par rapport aux différentes transitions atomiques.

Paramètres importants : Résolution et temps de transit

La largeur de bande du déflecteur acousto-optique, directement liée à la distance sur laquelle le nuage atomique peut être déplacé, doit être suffisante pour permettre un déplacement de la position du PMO jusqu'au centre de la cavité. En plus de ce critère prédominant, deux autres paramètres sont à prendre en compte afin d'assurer un transport efficace et précis.

2. Seul l'ordre de diffraction +1 a été considéré ici.
3. L'efficacité est en réalité une fonction sinus cardinale

Le premier est la résolution du système, qui détermine la précision avec laquelle les atomes sont déplacés spatialement. Pour un microscope, la résolution est définie comme la distance angulaire minimale entre deux points pour qu'ils soient discernables. Cela correspond pour l'AOD à l'angle minimal pour lequel la modification de position du faisceau est discernable. Cette quantité est importante à la fois pour la précision de la forme du profil de transport réalisable ainsi que pour le positionnement final du faisceau.

La résolution N de l'AOD est définie comme le rapport entre l'intervalle angulaire de balayage du faisceau diffracté $\Delta\theta$ et l'intervalle angulaire occupé par le faisceau lui même $\delta\theta$:

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \tag{5.1.5}$$

Pour de petits angles de diffraction, on peut écrire : $\Delta\theta \approx \sin\Delta\theta \approx \lambda\Delta\Omega/v_s$, où v_s est la vitesse du son. La divergence du faisceau $\delta\theta$ est proportionnelle à λ/D, avec D le diamètre du faisceau lumineux, ce qui permet d'écrire :

$$N \propto \frac{D\Delta\Omega}{v_s} \tag{5.1.6}$$

On peut donc améliorer la résolution en utilisant des faisceaux larges et une vitesse de propagation acoustique faible.

L'autre paramètre important est le temps de transit τ, c'est à dire le temps que va mettre l'onde acoustique pour se propager au travers du faisceau optique.

$$\tau = \frac{D}{v_s \cos\theta} \tag{5.1.7}$$

où θ est l'angle d'incidence du faisceau optique par rapport à la normale à la direction de propagation de l'onde acoustique. Ce temps pose une limite sur la rapidité à laquelle la fréquence acoustique peut être mise à jour pendant le balayage du faisceau dipolaire.

Il faut donc trouver un compromis sur le diamètre du faisceau optique puisque l'augmentation de ce dernier permet d'améliorer la résolution mais allonge le temps de transit.

Caractéristiques de l'AOD utilisé

L'AOD que nous utilisons est le modèle DTSX-400-1064 de AA Opto-Electronic. Le matériau dont il est constitué est un cristal tétragonal de TeO_2. La vitesse de propagation de l'onde de cisaillement selon l'axe [110] du cristal est de 620 m/s, très lent pour un cristal. Et comme nous l'avons vu, une vitesse acoustique faible permet une meilleure résolution. La largeur de bande, largeur pour laquelle l'efficacité est supérieure à 70%, est $\Delta\Omega = 36$ MHz pour notre AOD. Cela correspond à un angle de balayage $\Delta\theta = 58$ mrad, soit 3.3°. La déflexion est donc de 1.61 mrad/MHz. En combinaison avec la lentille, dont la focale est de 250 mm et le diamètre de 50,8 mm, on calcule donc un déplacement de 0,403 mm/MHz.

Le diamètre du faisceau optique à l'entrée de l'AOD est de 5 mm, ce qui, pour un angle d'incidence petit, correspond à un temps de transit $\tau \approx 8$ μs. On peut également calculer la résolution, de l'ordre de 300. Pour un temps de transport de l'ordre de 100 ms, on peut estimer qu'une nouvelle position (c'est à dire un déplacement équivalent à la taille du faisceau au col) sera donnée toutes les 300 μs, on peut donc considérer que l'onde acoustique s'établit instantanément car 8 μs $\ll$ 300 μs.

5.1.4 Pilotage en fréquence

Maintenant que nous avons discuté le fonctionnement de l'AOD et donné ses paramètres spécifiques, nous allons décrire la manière dont la fréquence RF est générée et contrôlée. Pour cela, commençons par préciser les exigences que nous avons sur un tel système.

À terme, l'expérience sera montée avec une cavité Fabry Perot fibrée dont le col est de l'ordre de 5 μm, ce qui impose une très bonne stabilité sur la position finale du transport, de l'ordre de 10^{-4}. Le générateur de fréquence doit pouvoir conserver une fréquence stable et reproductible au cours du temps afin que la variation de position du nuage atomique due à ces fluctuations de fréquence soit bien inférieure au col de la cavité. D'autre part, afin de permettre un transport adiabatique, on veut être capable de générer des rampes non linéaires, comme par exemple la rampe Blackman-Harris sur laquelle nous reviendrons dans la partie 5.3.1.

La mise en œuvre de ce système de contrôle en fréquence pour l'AOD été effectué par Francesco Ferri durant l'année de stage de recherche de master dans notre groupe [78].

Synthétiseur de fréquence digital direct

Une solution simple consisterait à utiliser un oscillateur contrôlé en voltage (VCO), comme nous en utilisons pour imposer la fréquence aux AOMs. Cependant, l'incertitude sur la position du faisceau après passage dans l'AOD contrôlé par le VCO est de l'ordre de la taille du col dans la cavité. Une telle situation n'est pas envisageable car la reproductibilité de l'expérience ne serait pas assurée.

Nous avons donc choisi d'utiliser un synthétiseur digital direct (DDS). Le DDS [4] [120] est un synthétiseur de fréquence qui permet de créer un signal analogique à partir de techniques digitales. Ce système repose sur un oscillateur à quartz qui sert de référence de fréquence, d'horloge. Il définit la vitesse d'échantillonnage et donc la précision en fréquence du DDS. Un accumulateur de phase combine ensuite la valeur de l'instruction d'incrément de phase choisi par l'utilisateur et la fréquence de référence. A cette phase est alors associée une amplitude grâce à une table de correspondance phase/amplitude. Il en résulte le signal désiré mais celui-ci est discrétisé. Le signal digital est donc converti en signal analogique grâce à un convertisseur numérique/analogique puis traverse un filtre passe bas permettant de lisser le signal.

Le DDS a beaucoup d'avantages par rapport à un VCO simple ou encore à une boucle à verrouillage de phase (Phase Locked Loop : PLL) basée sur un VCO. Il est beaucoup plus agile en fréquence, le bruit de phase est moindre et la fréquence de sortie est extrêmement stable et peut être modifiée sans saut de phase. En outre, c'est un dispositif peu couteux : de l'ordre de 200 à 300 euros pour 4 DDS intégrés sur une carte.

Le DDS est capable de produire des rampes linéaires de fréquence. Cependant, il délivre des instructions discrétisées et le changement de fréquence n'est donc pas continu. Une rampe linaire de fréquence est donc une succession de fréquences discrètes, en marche d'escalier, comme le montre la figure 5.3. Le pas en fréquence Δf et le pas en temps Δt peuvent être choisis par l'utilisateur. La limite de résolution temporelle Δt d'une marche est de 8 ns pour le DDS que nous utilisons.

À partir d'une rampe linéaire dont on peut modifier la pente dans le temps, on peut créer n'importe quel type de profil, notamment la rampe Blackman-Harris montrée à gauche de la figure 5.3. Afin de communiquer rapidement les changements de pente aux DDS, nous avons choisi d'utiliser une plateforme programmable externe (Arduino) sur laquelle sont chargées les instructions permettant de générer le profil désiré.

4. Analog Device, modèle AD9959/PCBZ

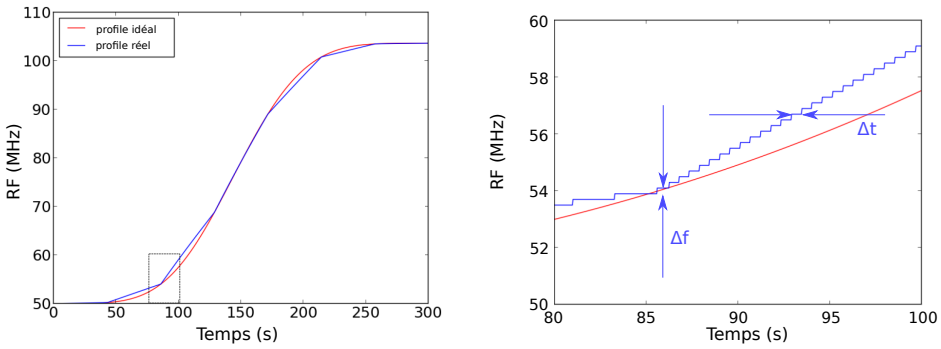


Figure 5.3 – La variation de fréquence produite par le DDS est en marches d'escalier. Le rapport de l'incrément de fréquence Δf et de temps Δt détermine la pente, qui peut donc varier si ces incréments sont modifiés.

Arduino

Afin d'indiquer au DDS quelles fréquences sont requises pour effectuer le transport des atomes, une puce programmable Arduino est utilisée. Peu coûteuse, elle permet de stocker des listes d'instructions et elle rend le passage d'informations vers le DDS indépendant de délais extérieurs.

Toute la programmation pour le transport a été effectuée par Francesco Ferri et les détails sur le code se trouvent dans son mémoire [78]. À partir de l'ordinateur, on génère une série d'instructions qui sera ensuite chargée sur l'Arduino. Ces informations sont : l'incrément de fréquence, l'incrément de temps à utiliser, à quel moment les utiliser, l'ordre d'attendre ou non pour un signal externe de déclenchement avant d'effectuer une tâche, etc. Une fois que les instructions ont été chargées sur l'Arduino par le biais d'une connexion Ethernet, alors, l'Ardinuo transmet ces informations au DDS par connexion SPI (Serial Peripherial Interface) et le chargement ethernet n'est pas nécessaire lors de la répétition des cycles de l'expérience. Le schéma 5.4 résume le fonctionnement du système.

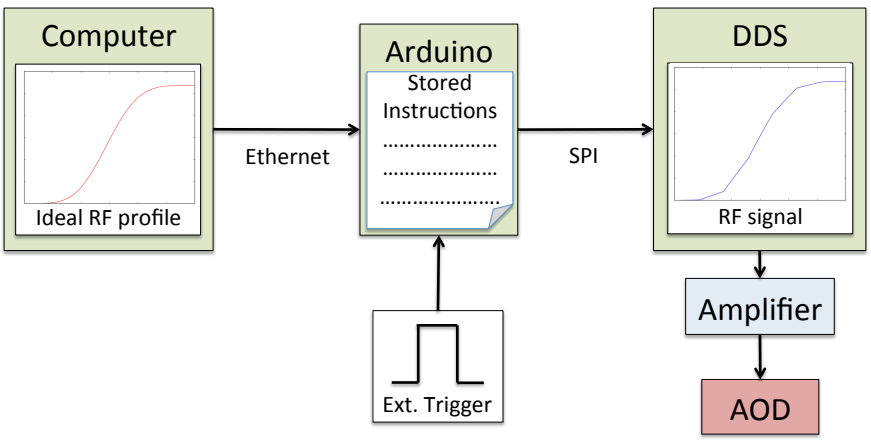
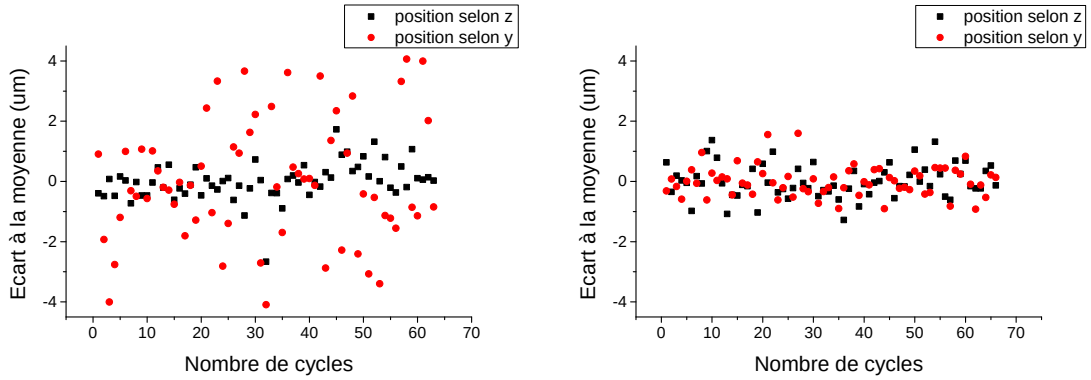


Figure 5.4 – Schéma de fonctionnement du transfert de données pour la génération d'un profil de fréquence. Source : [78]



(a) (b)

FIGURE 5.5 – Fluctuations de la position finale du centre du faisceau dipolaire après déflection par l'AOD dans le plan transversal à la propagation. Les cercles rouges correspondent à la direction du transport y alors que les carrés noirs représentent la direction z. La séquence de déflection est répétée une soixantaine de fois afin de pouvoir calculer la déviation standard de la position finale du faisceau et sa stabilité au cours des répétitions. (a) La source radio-fréquence est un VCO. (b) La source RF est le DDS. Données prises par Francesco Ferri [78].

5.2 Caractérisation du piège dipolaire mobile

Dans cette partie, les propriétés du faisceau dipolaire sont caractérisées pour différents angles de diffraction. Pour cela, les données sont récoltées en mesurant sur une caméra l'intensité lumineuse et la position du faisceau dipolaire après diffraction par l'AOD.

5.2.1 Reproductibilité de la position d'arrivée du faisceau

Tout d'abord, on cherche à savoir avec quelle précision la position finale du faisceau est reproduite au fil des cycles expérimentaux. Pour cela, nous répétons un grand nombre de fois la mesure de la position finale du faisceau dipolaire, après le transport. La position est déduite d'un ajustement gaussien du profil d'intensité lumineuse recueilli sur la caméra.

Sur la figure 5.5 sont présentés les résultats dans deux cas : celui où le contrôle en fréquence de l'AOD est effectué par un VCO et celui où il l'est à l'aide du DDS. On peut en déduire les fluctuations transverses de la position finale du faisceau, dont l'axe de propagation est x, après déflection par l'AOD.

La déviation standard de la position du faisceau après son passage dans l'AOD dans le cas où la source de fréquence RF est le VCO est :

$$\sigma_z^{VCO} = 0,61\mu m, \qquad \sigma_y^{VCO} = 2,1\mu m \tag{5.2.1}$$

On voit qu'avec le VCO, la dispersion est plus grande selon la direction y, qui correspond à la direction du transport. Des fluctuations de 2 μm peuvent influencer fortement l'efficacité de chargement d'une cavité dont le col est de l'ordre de 5 μm.

La déviation standard de la position du faisceau avec le DDS est :

$$\sigma_z^{DDS} = 0,56\mu m, \qquad \sigma_y^{DDS} = 0,51\mu m \tag{5.2.2}$$

On voit qu'il y a un facteur 4 entre σ_y^{VCO} et σ_y^{DDS} alors que la déviation standard selon z est similaire dans les deux cas. En effet, la direction z ne devrait pas être affectée par l'AOD, qui ne produit aucune déviation selon cet axe. Ceci confirme que le DDS est plus adapté à notre situation qu'un VCO. De plus, on peut dire que le DDS n'apporte pas de bruit supplémentaire sur la position du faisceau car $\sigma_z^{DDS} \approx \sigma_y^{DDS}$.

5.2.2 Variation en puissance lors du déplacement

L'efficacité de conversion dans l'ordre 1 par l'AOD varie en fonction de l'angle de diffraction de ce dernier, comme expliqué dans la section D. Afin de corriger cet effet, on peut modifier l'amplitude en même temps que la fréquence RF adressée par le DDS. Ainsi, la puissance du faisceau défléchi, et donc la fréquence du piège au niveau du col, restent constants tout au long du transport. La figure 5.6 présente les mesures effectuées pour différentes amplitudes RF de consigne générées par le DDS [5]. La puissance optique est normalisée en utilisant la puissance maximale mesurée comme unité.

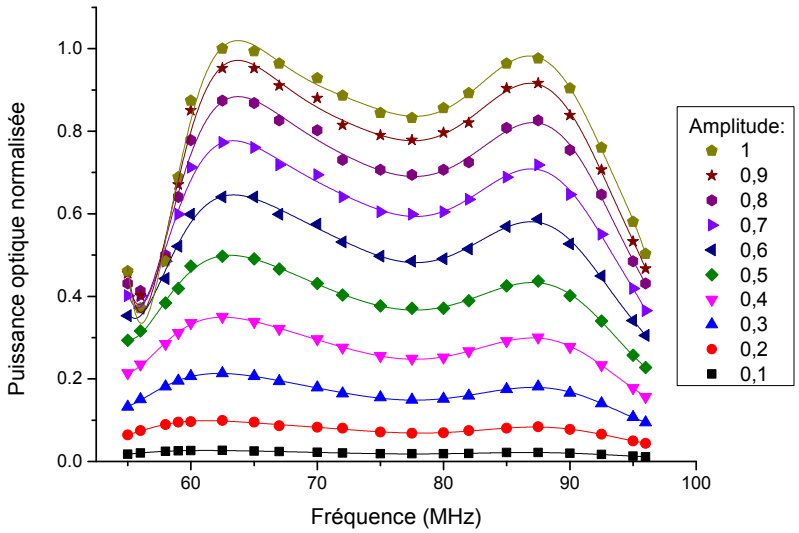


Figure 5.6 – Puissance optique normalisée dans le premier ordre défléchi par l'AOD en fonction de la fréquence RF et de son amplitude. Les données sont ajustées par des polynômes d'ordre 9.

Chaque série de données est ajustée avec un polynôme d'ordre 9, les ordres inférieurs ne donnant pas de résultats pertinents. Les coefficients des polynomes sont différents pour chaque amplitude RF, on ne peut donc pas utiliser un ajustement unique pour corriger toutes les données, il faut les corriger en fonction de l'amplitude RF sélectionnée.

Afin d'effectuer cette correction de puissance, l'information de modification de l'amplitude de la RF est envoyée en même temps que l'information de modification de la fréquence afin d'exécuter le transport. On voit sur la figure 5.7 que lorsque l'amplitude est corrigée, la variation de puissance est inférieure à 8% entre 60 et 92 MHz alors que sans correction, elle est de 25 %.

Cependant, comme nous le verrons plus tard, cette correction n'apporte pas de changement sur le nombre d'atomes transportés. En effet, on peut considérer que la période de modulation de la puissance est égale à la moitié de la durée du transport, ce qui est bien inférieur aux périodes d'oscillation selon les axes forts. Selon l'axe faible, la fréquence avoisine les 10 Hz, ce qui correspond à une période de 100 ms, ce temps est de l'ordre de la "période d'oscillation" de la puissance. Les atomes peuvent donc éventuellement être excités selon cet axe, cependant nous n'avons pas vu d'évidences de ce phénomène. Les atomes semblent donc suivre adiabatiquement ce changement.

5. L'amplitude indiquée par le DDS n'est pas linéaire, il faut donc corriger cette valeur à partir de données de calibration afin de retrouver l'amplitude RF en Watt réellement appliquée à l'AOD.

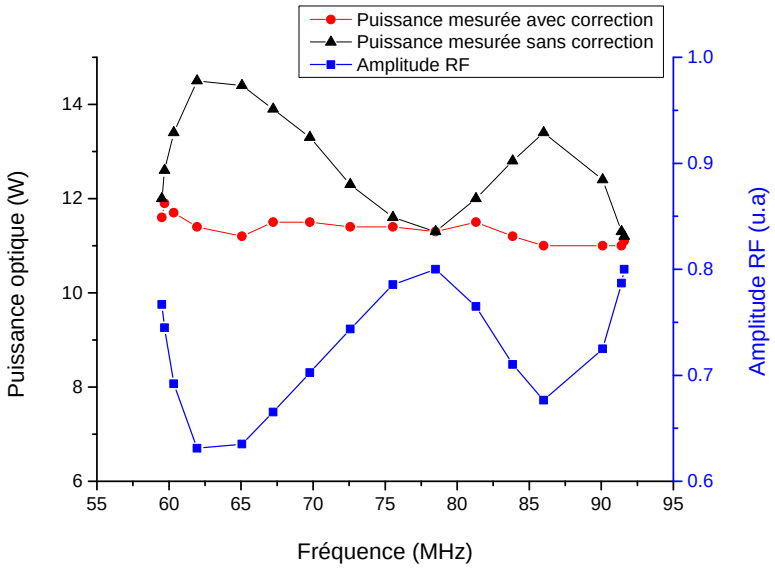


FIGURE 5.7 – Correction de la puissance dipolaire au cours du balayage en fréquence.

La dépendance entre l'efficacité de conversion et la puissance RF, prédite par l'équation (5.1.3) peut également être vérifiée grâce à ces mêmes données, comme le montre la figure 5.8. On retrouve bien la dépendance prédite en $\sin^2 \sqrt{\alpha I_s}$.

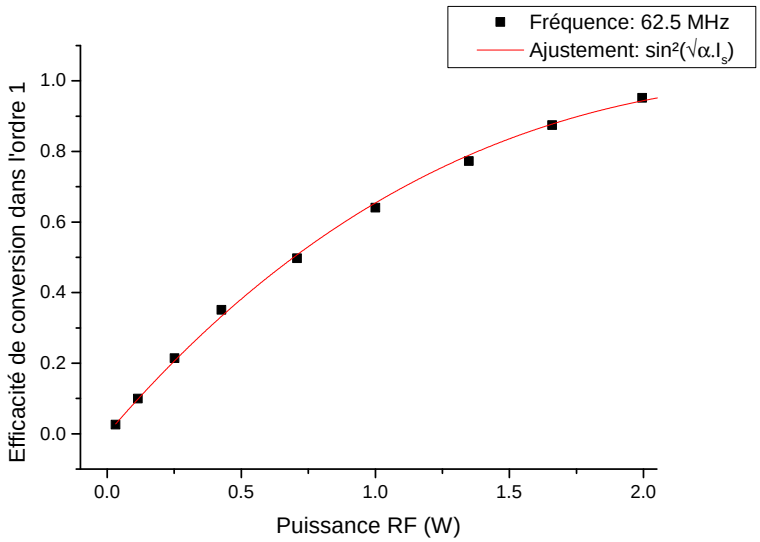


FIGURE 5.8 – Efficacité de conversion dans le premier ordre de diffraction en fonction de la puissance acoustique circulant dans l'AOD. Cette courbe correspond à la fréquence 62,5 MHz, c'est à dire approximativement au premier maximum d'efficacité.

5.2.3 Profil du faisceau défléchi

Le profil transverse d'intensité lumineuse du faisceau dipolaire a été observé après sa diffraction par l'AOD. Pour effectuer ces mesures, l'AOD est alimenté en radio-fréquence

de façon continue.

On voit sur la figure 5.9b que le profil d'intensité est très bien ajusté par une gaussienne proche du col. En revanche, les profils 5.9a et 5.9c en amont et en aval du col ne sont pas gaussiens. En effet, en s'éloignant d'une dizaine de millimètres le long de l'axe du faisceau (axe x), le faisceau présente plutôt deux lobes, selon z avant le col et selon y après le col.

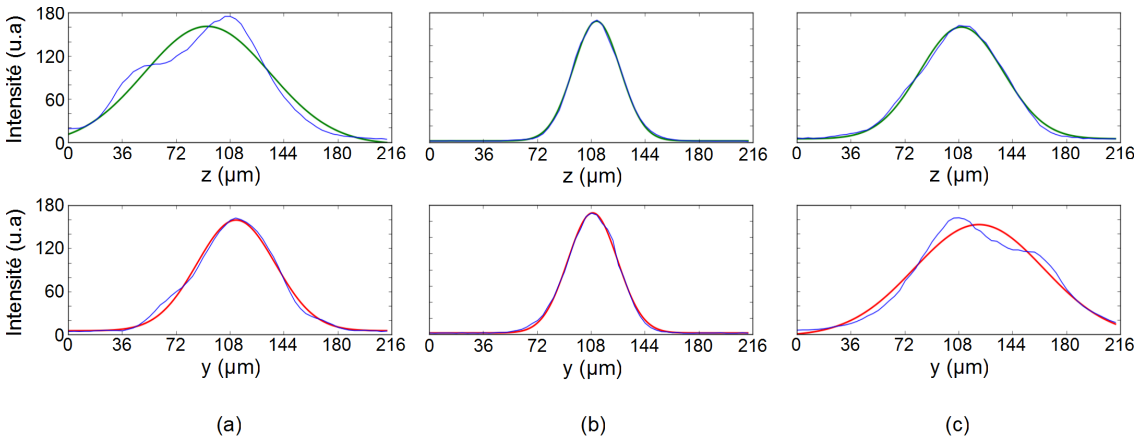


FIGURE 5.9 – Profil du faisceau dipolaire selon ses axes forts pour une position (a) 10 mm en amont col, (b) au col et (c) 10 mm en aval col selon l'axe de propagation. Les données sont ajustées par une gaussienne.

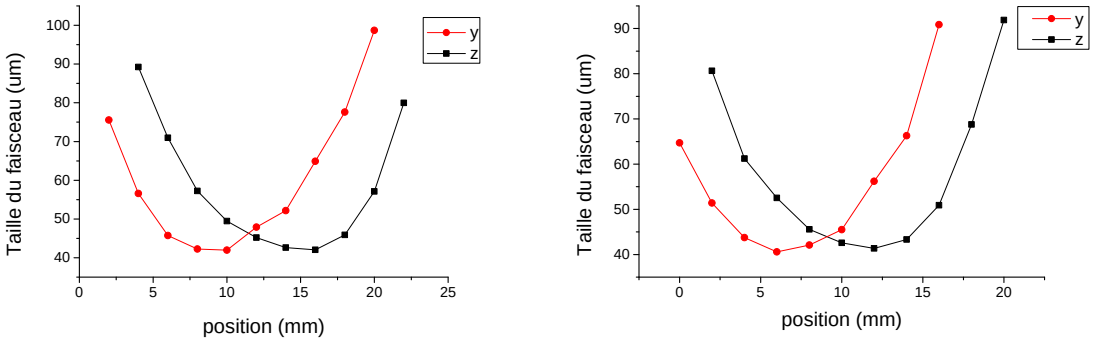
D'après ces mesures, on peut en déduire que le piège dipolaire n'est pas parfaitement harmonique. Cette anharmonicité peut induire du chauffage dans le nuage atomique car, si c'est seulement l'amplitude des oscillations du centre de masse qui augmente en effectuant un transport plus rapide dans un piège parfaitement harmonique, l'anharmonicité convertit partiellement ces oscillations en chauffage atomique.

En extrayant les données des profils d'intensité, on peut tracer la taille du faisceau en fonction de la position longitudinale selon l'axe de propagation x. C'est ce que présentent les figures 5.10a et 5.10b pour des fréquences acoustiques respectives de 91,3 MHz et 65 MHz. Ces deux fréquences permettent de positionner le faisceau diffracté à l'emplacement du PMO et du centre de la cavité respectivement. Le col du faisceau selon la direction transverse y ne se trouve pas à la même position longitudinale que le col selon l'autre direction transverse z, le faisceau présente donc de l'astigmatisme.

Cette altération de la forme du faisceau optique est attribuée au comportement thermique de l'AOD. L'apport permanent d'énergie acoustique a pour effet de chauffer de façon inhomogène le cristal et de créer des aberrations sur le faisceau optique diffracté. Dans notre groupe, Francesco Ferri [78] a en effet mesuré un astigmatisme bien plus important sur le faisceau à l'ordre 0 lorsque l'excitation acoustique est allumée [6]. D'autres références détaillent également les effets thermiques dans des déflecteurs acousto-optiques [121].

En plus de cet astigmatisme, les cols w_y et w_z du faisceau se décalent de 2,5 mm entre la position du PMO à 91,3 MHz et la position de la cavité à 65 MHz. Pour ces deux fréquences de diffraction, le faisceau n'explore pas la même zone de la lentille permettant la focalisation. Or, les aberrations sphériques liées à cette lentille dépendent de la position du faisceau par rapport au centre de cette dernière. Afin de minimiser cet effet, la lentille est centrée avec la position médiane du transport. Les effets thermiques dans l'AOD sont dépendants de la fréquence acoustique appliquée à ce dernier pouvant ainsi

6. La comparaison de la forme du faisceau à l'ordre 0 après passage dans l'AOD avec et sans excitation acoustique permet d'attribuer la majeur partie de l'astigmatisme du faisceau au chauffage créé dans le cristal par l'onde acoustique. La modification de la forme du faisceau prend en effet place sur un temps de l'ordre de la seconde alors que l'onde se propage dans le cristal en quelques nanosecondes.



(a) (b)

FIGURE 5.10 – Taille du faisceau selon les axes transverses y (en rouge) et z (en noir) en fonction de la position selon l'axe longitudinal x pour (a) une fréquence de 91,3 MHz et (b) 65 MHz.

expliquer le déplacement longitudinal du col du faisceau en fonction de la modification de la fréquence acoustique. Ces effets se produisant sur des échelles de temps de l'ordre de 4 secondes [78], une solution pourrait donc être d'effectuer le transport rapidement après avoir allumé la RF dans l'AOD, alors que les effets thermiques sont encore négligeables. Cela correspondrait à une utilisation impulsionnelle de l'AOD.

Le déplacement du nuage atomique n'est donc pas seulement vertical selon l'axe fort mais on observe aussi un léger déplacement horizontal le long de l'axe faible du piège. Ce déplacement peut lui aussi amplifier les oscillations du nuage pendant le transport. L'amplitude d'oscillation dépend de la longueur du déplacement ainsi que de sa durée. Il conviendra donc de vérifier qu'un transport de 100 ms n'est pas trop rapide et ne provoque pas de chauffage selon l'axe longitudinal du faisceau.

À ce déplacement s'ajoute également une légère modification du col du faisceau : En effet, à 91,3 MHz, les cols transversaux valent : $w_z = w_y = 47 \pm 2$ μm alors qu'à 65 MHz, on trouve $w_z = w_y = 44 \pm 2$ μm. Ceci est lié aux changements de la puissance optique dûs à la modification de l'efficacité dans l'AOD en fonction de la fréquence, comme nous l'avons discuté dans 5.2.2.

5.3 Transport

Dans cette section, nous allons donner les résultats relatifs au transport des atomes grâce au piège dipolaire translaté par déflection acousto-optique sur une distance de 15 mm environ. Mais tout d'abord, nous allons nous attarder sur la théorie du transport adiabatique.

5.3.1 Transport adiabatique, profil du déplacement

Un changement est adiabatique s'il se fait sur un temps beaucoup plus long que le temps caractéristique d'évolution du système considéré. Ici, cela correspond au temps d'oscillation dans le piège dipolaire.

Mouvement du centre de masse et amplitude des oscillations finales.

Nous voulons donc transporter les atomes froids du piège magnéto-optique à l'intérieur de la cavité. Idéalement, ce transport doit être le plus rapide possible tout en préservant les propriétés du nuage initial : pas de perte, pas d'excitation, pas de chauffage.

Pour cela, nous allons commencer par décrire le mouvement des atomes dans un piège, considéré comme harmonique, qui se déplace selon la direction du transport y. Le potentiel dipolaire U_h s'écrit :

$$U_h(y,t) = \frac{1}{2} m\omega^2 (y - y_c(t))^2 \tag{5.3.1}$$

où $y_c(t)$ désigne la position centrale du piège à chaque instant t.

Dans un piège harmonique, on peut montrer que le mouvement du centre de masse d'un nuage à N atomes n'est pas couplé aux autres degrés de liberté et est indépendant des interactions entre les particules [122]. Ainsi, on peut considérer notre système comme une seule particule effective dont la masse m correspond à la somme des masses de tous les atomes qui la composent.

Nous nous plaçons dans le référentiel du piège dipolaire, référentiel qui n'est pas nécessairement galiléen car animé d'une vitesse $\dot{y}_c(t)$ par rapport au référentiel du laboratoire. Il faut donc prendre en compte la force d'inertie d'entrainement : $F_e(t) = -m\ddot{y}_c(t)$ qui s'ajoute à la force exercée par le piège lui-même.

L'équation du mouvement du centre de masse peut alors s'écrire :

$$y(t) = -\frac{1}{\omega} \int_0^t \ddot{y}_c(u) \sin(\omega(t-u)) \mathrm{d}u \tag{5.3.2}$$

En dérivant l'équation (5.3.2), on trouve la vitesse :

$$\dot{y}(t) = \int_0^t \ddot{y}_c(u) \cos(\omega(t-u)) \mathrm{d}u \tag{5.3.3}$$

La grandeur intéressante à étudier est l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations du centre de masse du nuage à la fin du transport t_f. Elle est définie comme le pré-facteur non sinusoïdal de l'équation (5.3.2). Si on somme les carrés de (5.3.2) et de (5.3.3) divisé par ω^2 en $t = t_f$, on trouve :

$$\mathcal{A}(t_f)^2 = y(t_f)^2 + \frac{\dot{y}(t_f)^2}{\omega^2} \tag{5.3.4}$$

On peut réécrire les équations (5.3.2) et (5.3.3) comme les parties réelle et imaginaire respectivement du nombre complexe [123] :

$$\frac{i}{\omega} \exp(i\omega t) \int_0^t \ddot{y}_c(u) \exp(-i\omega u) \mathrm{d}u$$

ce qui permet de mettre l'équation (5.3.4) sous la forme :

$$\mathcal{A}^2 = \left| \frac{i}{\omega} \exp(i\omega t_f) \int_0^{t_f} \ddot{y}_c(u) \exp(-i\omega u) \mathrm{d}u \right|^2 \tag{5.3.5}$$

Comme la fonction $\ddot{y}$ est nulle en dehors de $[0\,;\,t_f]$, il est équivalent d'intégrer sur l'intervalle $[0\,;\,t_f]$ ou sur $[\text{-}\infty\,;\,\infty]$

Tout ceci nous permet d'écrire une relation entre l'amplitude des oscillations à la fin du transport et la transformée de Fourier $\mathcal{F}[\ddot{y}_c](\omega)$ [7] du profil d'accélération :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\omega} |\mathcal{F}[\ddot{y}_c](\omega)| \qquad \Leftrightarrow \qquad \mathcal{A} = |\mathcal{F}[\dot{y}_c](\omega)| \tag{5.3.6}$$

L'amplitude d'oscillation à la fin du transport est une quantité significative car elle conditionne l'efficacité de chargement dans la cavité et surtout, comme le piège n'est pas parfaitement harmonique, les oscillations du centre de masse sont en partie converties en chauffage (voir section 3.5.4).

7. $\mathcal{F}[g](\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(u) exp(-i\omega u) \mathrm{d}u$

Profil de Blackman-Harris pour un transport adiabatique

On comprend donc l'importance du choix du profil d'accélération pour le transport : il conditionne l'amplitude d'oscillation des atomes dans le piège à la fin du transport. Le profil de Blackman-Harris (BH) [124], connu en analyse spectrale, possède une transformée de Fourier quasi-nulle en dehors de l'intervalle [-4π ; 4π], en choisissant l'axe des abscisses normalisé t/T. Cette fenêtre de vitesse s'écrit sous la forme :

$$W(t) = 0,35875 - 0,48829 \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) + 0,14128 \cdot \cos\left(\frac{4\pi t}{T}\right) - 0,01168 \cdot \cos\left(\frac{6\pi t}{T}\right) \quad (5.3.7)$$

et est représenté sur la figure 5.11, avec sa transformée de Fourier. Les oscillations résiduelles après le transport sont, par conséquent, extrêmement faibles tant que la durée de ce transport T reste supérieure à 4 fois la période d'oscillation du piège dipolaire, c'est à dire tant que $\omega T/2\pi > 4$.

Il convient de rappeler que le profil Blackam-Harris utilisé dans notre expérience est généré de manière digitale, c'est-à-dire qu'il est en réalité composé d'une série de rampes linéaires de pente variable, elles même composées d'un grand nombre de très petites marches de fréquence. Le pas de temps de ces sous-marches est de l'ordre de 10 ns à 100 ns, ce qui est inférieur au temps d'établissement de l'onde acoustique à travers le faisceau optique, de 8 μs comme calculé dans 5.1.3. Cela conduit donc à un lissage de ces marches d'escalier pendant l'établissement de l'onde et cette discrétisation ne devrait donc pas impacter l'amplitude d'oscillation du nuage à la fin du transport.

En revanche, les différents segments linéaires utilisés pour se rapprocher du profil Blackman-Harris ont un pas de l'ordre du centième de la période de transport que nous fixons de l'ordre de 100 ms. Cela correspond donc à des changements de vitesse toutes les millisecondes ; or, ce temps est de l'ordre du temps d'oscillation du nuage dans le piège selon ses axes forts. Ceci va à l'encontre de l'approche adiabatique, où le temps de modification des grandeurs de transport est grand devant le temps d'oscillation dans le piège.

Francesco Ferri a effectué des simulations numériques qui ont permis de montrer l'effet de la discrétisation du profil de vitesse sur l'amplitude d'oscillation du nuage à la fin du transport [78]. Elles indiquent qu'il semble préférable d'utiliser un taux de variation constant de la pente dans le profil de position car cela mène à des rapports $\mathcal{A}/d$ où d est la distance sur laquelle est transporté le nuage, inférieur à 10^{-6} hors de résonances présentes pour certaines valeurs précises et donc facilement évitables.

Certaines approches non-adiabatiques permettent de transporter les atomes plus rapidement. En effet, en utilisant un profil de déplacement linéaire, une durée de transport réduite à deux fois la période du piège en conservant des oscillations finales nulles à été montrée [125]. Cependant, contrairement au profil Blackman-Harris pour lequel l'amplitude des oscillations est nulle à partir d'une durée de transport de $4T$, les oscillations finales du nuage pour un transport non-adiabatique s'annulent seulement pour certaines durées de transport. Nous ne testerons pas ici de telles méthodes étant donné que le transport peut s'effectuer de manière adiabatique sur des échelles de temps compatibles avec nos critères en terme de durée de transport.

5.3.2 Détermination du profil discrétisé idéal

Dans cette partie, nous allons étudier comment varie le nombre d'atomes transportés en fonction du nombre N de changements de pente dans le profil du déplacement. La détection des atomes se fait selon l'axe de propagation du faisceau dipolaire. Ceci permet d'imager les deux axes forts du piège et donc de compter de façon efficace les atomes. Au début de la séquence expérimentale, quelques cycles sont effectués sans actionner le

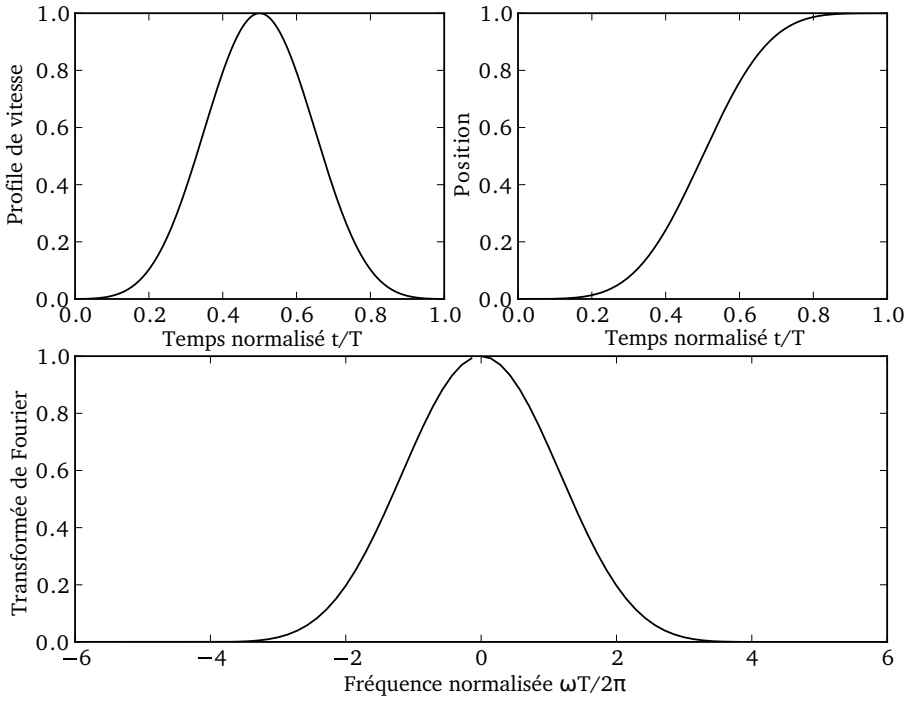


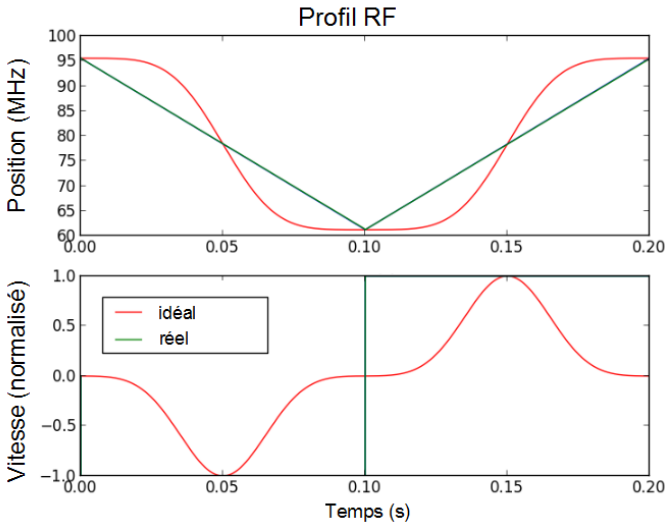
FIGURE 5.11 – Profil de vitesse de Blackman-Harris, ainsi que sa transformée de Fourier. Le profil de position correspondant est également tracé.

transport des atomes. Ainsi, la moyenne sur ces données peut servir de référence afin de s'affranchir des potentielles fluctuations du nombre d'atomes initialement piégés. Les mesures du nombre d'atomes transportés se font après un aller-retour du PMO jusqu'à la position centrale dans la cavité afin de ne pas avoir à déplacer la caméra de détection entre sa position PMO et sa position cavité au cours de la prise de données.

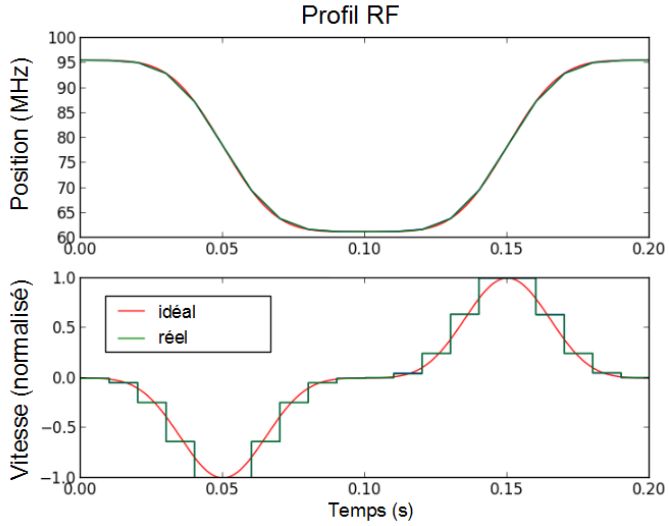
Le nombre d'actualisations de la pente N correspond à un nombre de segments N-1. Si nous choisissons N=2 afin de produire le profil Blackman-Harris, cela correspond en fait à une rampe linéaire, comme indiqué sur la figure 5.12a. Pour des nombres d'itérations N plus élevés, le profil s'approche d'avantage de celui de Blackman-Harris, comme on peut le voir sur les figures 5.12b et 5.12c pour N=10 et N=50 respectivement.

Les mesures sont effectuées pour un temps de transport de 100 ms sur une distance de 14.1 mm.

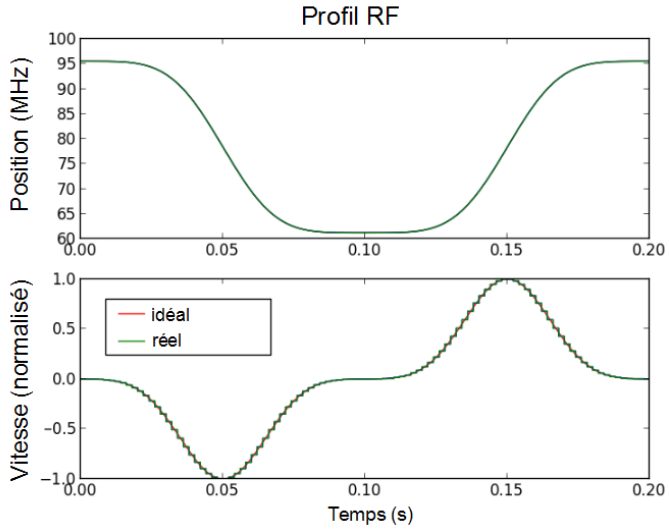
Pour N=2, et tant que $N < 20$, le nombre d'atomes transportés n'est jamais supérieur à 15 % du nombre d'atomes initial. Sur la figure 5.13, on voit qu'à partir de N=20, le nombre d'atomes transportés croit très rapidement pour atteindre son maximum entre 60 et 200 itérations. Presque 10^6 atomes sont alors déplacés dans la cavité. Plus le profil s'éloigne de la rampe linéaire pour s'approcher du profil Blackman-Harris, meilleure est l'efficacité de transport, en terme de nombre d'atomes. Cependant, à partir de 200 itérations, on observe une douce décroissance du nombre d'atomes transportés. Si le nombre d'atomes transportés est faible pour le petit nombre d'itérations, c'est parce que le profil de transport est éloigné du profil BH idéal et que les atomes subissent des accélérations importantes à chaque modification de la radio fréquence. En revanche, le fait que ce nombre se mette à décroitre à nouveau pour de grands nombres d'itérations est inattendu, le profil ressemblant alors d'extrêmement près à BH.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.12 – (a) Rampe linéaire correspondant à un profil BH avec seulement 2 itérations. (b) Rampe avec N=10. (c) Rampe avec N=50 itérations.

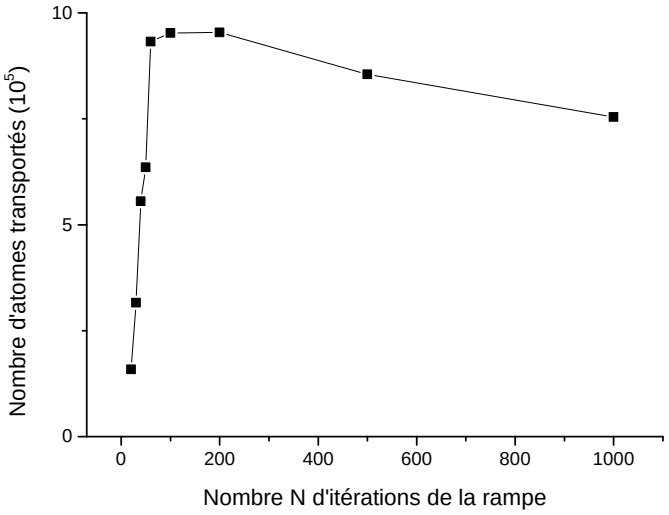


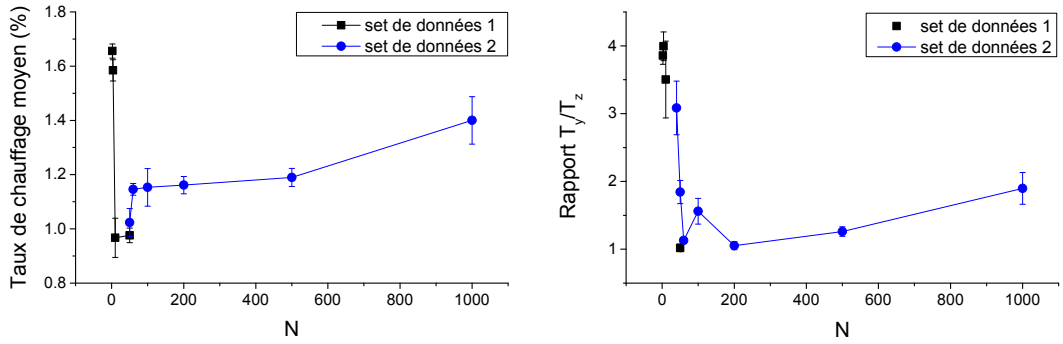
FIGURE 5.13 – Nombre d'atomes transportés en fonction du nombre d'itérations N de la rampe Blackman-Harris pour une durée de transport de 100 ms. Le nombre d'atomes dans le piège avant le transport est de 10^6.

Sur la figure 5.14a est représenté le taux de chauffage des atomes, défini comme le rapport de la température du nuage transporté sur celle du nuage dans les mêmes conditions mais laissé au repos. On voit que pour N=2, le taux de chauffage est d'environ 165%, soit une élévation de la température de 26 à 43 μK. Ce taux de chauffage diminue ensuite pour un nombre d'itérations croissant avant d'augmenter à nouveau à partir de N=200. Le taux de chauffage présente donc une variation similaire à l'augmentation des pertes atomiques. Une hypothèse possible pour expliquer ce phénomène est la suivante : Lorsque l'on fait 1000 itérations en 100 ms, cela correspond à une itération toutes les 100 μs. Or, l'arduino a besoin d'un délai de 26 μs entre chaque actualisation de la valeur de la fréquence (si l'on veut changer la fréquence et l'amplitude en même temps, le délai est de 44 μs), soit 1/4 du temps de l'itération. Comme ce délai peut fluctuer, la pente peut varier beaucoup d'une itération à l'autre, d'un quart de sa valeur. Cela va chauffer les atomes, comme l'indique la figure 5.14a.

Nous avons également tracé sur la figure 5.14b le rapport T_y/T_z de la température du nuage selon l'axe de déplacement par rapport à la température selon l'autre axe fort z. Ce rapport est de l'ordre de l'unité quand le nuage est resté au repos dans le piège, la température est alors de 20 μK. On note que ce rapport T_y/T_z présente le même comportement en fonction du nombre d'itérations N que le taux de chauffage moyen et le taux de pertes atomiques : quand le nombre d'itérations est faible, ce rapport est élevé, pouvant atteindre 4, quand N est compris entre 50 et 200, $T_y/T_z \approx 1$ et quand N devient supérieur à 200 on observe une augmentation du ratio de température, qui atteint 1,9 pour 1000 itérations. Ceci confirme bien que le chauffage provient du transport puisque c'est cette direction qui est affectée. Les données sont prises entre 20 et 30 ms après la fin du transport afin que les atomes aient le temps de se rethermaliser.

Pour les valeurs optimales du transport, soit N proche de 100, le nuage n'est presque pas chauffé, de 20 à 23 ± 1 μK seulement [8].

8. Lors de l'acquisition de cette série de données, le centre du piège dipolaire n'était pas tout à fait superposé avec le centre du PMO, les taux de chauffage présentés ici sont donc une limite maximum pour



(a) (b)

FIGURE 5.14 – (a) Taux et chauffage moyen des atomes et (b) rapport de la température selon la direction de transport sur la température le long de l'autre axe de confinement fort en fonction du nombre d'itérations N. Les deux jeux de données ont été pris deux jours successifs.

5.3.3 Efficacité du transport en fonction de sa durée

Maintenant que le nombre d'itérations optimal est choisi, nous pouvons regarder l'évolution du nombre d'atomes transportés en fonction du temps de transport T_{transp} jusque là fixé à 100 ms. Pour cela, la séquence expérimentale est la suivante : on commence par moyenner sur 5 séquences le nombre d'atomes dans le piège dipolaire après seulement 20 ms et avant tout transport, N_{init}. Ces 20 ms correspondent au temps qu'il faut pour que tous les atomes du PMO sortent du champ de la caméra. Puis, 5 nouvelles images du nuage sont acquises après un aller-retour dans la cavité N_{transp} et finalement, 5 images après que les atomes aient passé la même durée que lors du transport dans le piège dipolaire mais sans être déplacés, N_{immo}. Le rapport N_{transp}/N_{immo} permet de calculer l'efficacité du transport en s'affranchissant des pertes non liées au transport. Le rapport N_{transp}/N_{init} quant à lui permet la prise en compte du temps de vie des atomes dans le piège en plus des pertes liées au transport.

La figure 5.15 représente le pourcentage d'atomes transportés N_{transp}/N_{immo} en fonction de la durée du transport. On observe que l'on peut transporter plus de 95% des atomes en 60 ms et proche de 100% à partir de $T_{transp} = 100$ ms, la puissance lumineuse du piège dipolaire étant d'environ 10 W. Transporter les atomes sur des durées supérieures à 100 ms ne présente aucun gain en terme d'efficacité de transport. Ce choix est même désavantageux à cause du temps de vie limité dans le piège dipolaire. En effet, le rapport N_{transp}/N_{init} commence alors à décroitre.

Ces résultats ont été obtenus sans appliquer la correction de puissance que nous avons présentée dans le paragraphe 5.2.2. Des tests ont en effet montré que cette correction ne modifie pas l'efficacité du transport. Si la variation de la fréquence de piégeage peut être suivie de manière adiabatique par les atomes pour des temps longs, ce n'est pas elle qui semble causer les pertes atomiques pour un transport rapide.

La figure 5.16 est constituée de la superposition de cinq images prises à différentes positions le long de l'axe de transport. Elle permet de visualiser le déplacement du nuage par rapport au miroirs de la cavité. Le grandissement de l'imagerie par absorption a été modifié pour l'occasion afin de pouvoir visualiser les contours de la cavité macroscopique, que nous avons repassés en blanc ici pour les rendre plus visibles, et le nuage.

---

un transfert optimisé

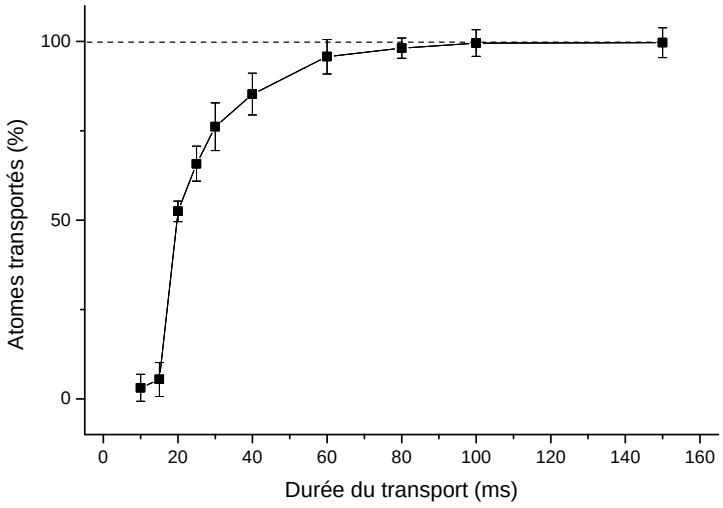


FIGURE 5.15 – Fraction d'atomes transportés dans la cas où le col du faisceau dipolaire est centré sur le PMO au moment du chargement.

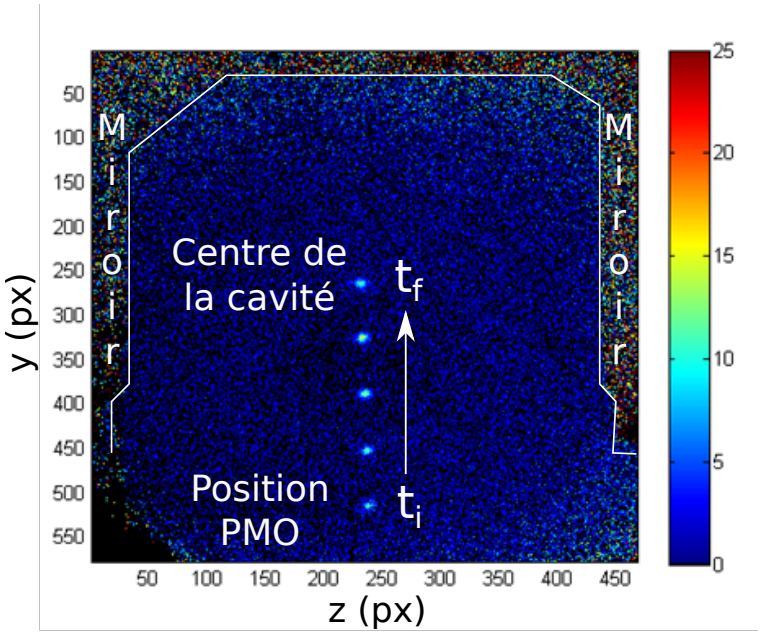


FIGURE 5.16 – Image du nuage dans le piège dipolaire à différents instants pendant le transport depuis la position du piège dipolaire jusqu'au centre de la cavité. Les contours de la cavité ont été retracé en blanc.

5.3.4 Oscillations induites par le transport

Nous avons donc vu que près de 100% des atomes peuvent être transportés en un temps optimal qui est de l'ordre de 100 ms. Nous pouvons finalement regarder comment varie l'amplitude d'oscillation du centre de masse du nuage en fonction de la durée du transport. Pour cela, nous utilisons le système de détection selon l'axe z permettant d'imager l'axe faible du piège dipolaire, comme pour les mesures effectuées dans la section 3.5.4.

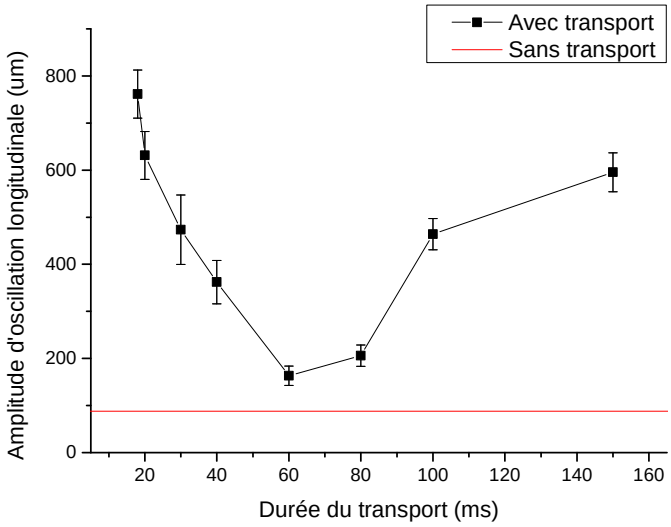


FIGURE 5.17 – Amplitude des oscillations longitudinales du centre de masse du nuage après le transport en fonction de sa durée (noir). Référence sans transport (en rouge).

Comme on peut le voir sur la figure 5.17, l'amplitude d'oscillation varie en fonction de la durée du déplacement. Lors du transport, le col du faisceau dipolaire se déplace le long de son axe de propagation, l'axe x, comme nous l'avons déjà noté d'après la figure 5.10. Les atomes perçoivent cette variation de position longitudinale, ce qui se traduit par des oscillations du centre de masse du nuage.

Pour des temps de transport inférieurs à 60 ms, l'amplitude des oscillations diminue à mesure que la durée de transport augmente. Elle est minimum pour une durée comprise entre 60 et 80 ms, soit un temps quelque peu inférieur aux 100 ms qui permettent de transporter le nombre maximum d'atomes. Elle vaut alors moins de 200 μm pour un transport sur 14,1 mm [9]. Cette valeur est à mettre en regard avec l'oscillation résiduelle liée au chargement depuis le PMO, présente lorsque le nuage n'est pas transporté, comme nous l'avions vu sur la figure 3.29b. Cette amplitude de référence vaut 90 μm. Pour une durée supérieure à 80 ms, l'amplitude des oscillations augmente à nouveau. Ce comportement inattendu est potentiellement lié à un phénomène de résonance.

Le transport affecte donc le mouvement du centre de masse du nuage, même lorsque l'efficacité du transport est quasi-unitaire. Cependant, pour des durées de transport appropriées, les oscillations provoquées par le transport présentent une amplitude modérée et affectent peu la température du nuage après transport. Ces oscillations étant déterministes, il est envisageable de les compenser. Toutefois, comme des techniques de refroidissement intra-cavité sont prévues, cette compensation ne sera pas forcément nécessaire pour assurer le chargement efficace d'un nuage froid dans la cavité.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé la manière dont les atomes sont transportés depuis le piège magnéto-optique jusque dans la cavité, une quinzaine de millimètres plus haut. Ce transport est effectué de manière optique à l'aide d'un déflecteur acousto-optique

9. Les mesures sont toujours effectuées après un aller-retour, la distance sur laquelle est transportée le nuage est donc en réalité d'une trentaine de millimètres.

qui modifie l'angle de déflection du faisceau dipolaire sortant, en fonction de la fréquence RF qui lui est appliquée. Ce faisceau est ensuite focalisé grâce à une lentille qui permet de convertir le déplacement angulaire en translation linéaire verticale. Le déflecteur acousto-optique est commandé par un synthétiseur digital de fréquence qui permet, grâce aux instructions relayées par une puce programmable Arduino, de générer tous types de profils de fréquence. Nous avons vu que le profil de Blackman-Harris permet un transport adiabatique qui induit beaucoup moins de chauffage qu'un déplacement linéaire et nous avons en outre déterminé le nombre d'itérations optimales de la pente afin de produire ce profil. En effet, le DDS générant une série de rampes linéaires à pente variable nous ne pouvons qu'approximer le profil théorique.

Nous avons également caractérisé le faisceau dipolaire après le passage dans l'AOD, et nous avons vu notamment qu'il était astigmatique. De plus, la variation de la puissance laser après l'AOD a été étudiée et mise en relation avec le principe de fonctionnement théorique de ce dernier. Nous avons noté cependant que cette variation de puissance n'affectait pas le transport.

Finalement, nous avons vu que le transport des atomes s'effectue avec une efficacité supérieure à 99% en 100 ms, ce qui correspond à une vitesse avoisinant les 25 cm/s, *i.e* parmi les plus rapides à l'état de l'art actuel. Le chauffage des atomes pendant le transport est extrêmement réduit, en effet, nous avons vu que les atomes étaient chauffés de 20 à 23 μK seulement. Le déplacement longitudinal du col du faisceau pendant le transport engendre des oscillations du centre de masse du nuage le long de l'axe faible du piège. Ces oscillations déterministes peuvent éventuellement être compensées en contrôlant le mouvement du faisceau mais ne devraient pas être gênantes pour le chargement de la cavité, dans laquelle il est de toute manière prévu d'effectuer du refroidissement. Nous pouvons donc conclure que cette technique de transport rapide, n'utilisant pas d'éléments mécaniques mobiles, est très adaptée pour transporter un nuage froid sur des distances de l'ordre du centimètre.

Maintenant que le nuage atomique se trouve positionné au centre de la cavité macroscopique, nous allons nous intéresser aux propriétés de la cavité ainsi qu'à la manière de charger le nuage dans le réseau dipolaire intra-cavité.

Chapitre 6

Atomes dans la cavité

À l'issue du transport depuis le piège magnéto-optique, les atomes se trouvent au centre de la cavité. Dans ce chapitre, nous allons décrire la manière dont le réseau unidimensionnel est créé dans la cavité macroscopique ainsi que les différentes possibilités d'asservissement entre lasers, cavité et atomes. Nous commencerons pour cela par caractériser la cavité aux deux longueurs d'onde d'intérêt, à savoir 1560 nm pour le piège dipolaire et 780 nm pour l'interaction résonnante avec les atomes.

Nous discuterons ensuite le transfert des atomes entre le piège de transport et le réseau intra-cavité. Nous décrirons dans un premier temps la technique de transfert direct qui a été employée ici ainsi que les résultats que nous avons obtenus, et, dans un deuxième temps, la technique qui sera mise en œuvre une fois la cavité fibrée en place. L'installation d'une matrice de micro-miroirs permettra la mise en place d'un piège transitoire permettant de passer adiabatiquement du piège de transport au réseau dans la cavité. Ceci augmentera le taux de transfert et permettra le peuplement d'un nombre supérieur de sites dans la cavité.

Dans la dernière partie, nous aborderons les tentatives d'imagerie à l'aide de la lentille de grande ouverture numérique, ainsi que les raisons qui nous ont empêchées d'atteindre la résolution de sites uniques dans cette cavité macroscopique de test.

6.1 Couplage et asservissement de la cavité macroscopique

Avant de détailler la caractérisation de la cavité macroscopique, nous allons commencer par quelques rappels sur les cavités optiques. Composée de miroirs, une cavité permet de piéger pendant un certain temps toute lumière résonnante avec les modes de cette dernière. Les photons rebondissent alors un grand nombre de fois entre les miroirs, amplifiant ainsi leur interaction avec les atomes piégés au sein de la cavité.

6.1.1 Cavités Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot est un cas d'école traité dans de nombreux ouvrages, comme la référence [126] par exemple. Nous allons considérer, dans un premier temps, une cavité composée de deux miroirs plans positionnés parallèlement l'un à l'autre. Nous élargirons ensuite la description au cas de deux miroirs sphériques, car c'est cette configuration qui est utilisée expérimentalement pour des raisons de stabilité. La lumière injectée dans cette cavité se trouve donc piégée entre les deux miroirs à condition qu'elle ait la bonne longueur d'onde par rapport à la longueur de la cavité.

Modes longitudinaux

Considérons d'abord une onde plane dont le champ électrique s'écrit :

$$E(\vec{r},t) = E_0(\vec{r}) \exp\left(-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\right) \tag{6.1.1}$$

avec $\omega = 2\pi\nu$ la pulsation et $k = |\vec{k}| = \omega/c$ le nombre d'onde. $E_0(\vec{r})$ est l'amplitude complexe de l'onde.

Lorsque cette onde pénètre la cavité de longueur L, elle est réfléchie successivement sur chacun des deux miroirs. Les interférences qui en résultent donnent naissance à une onde stationnaire à l'intérieur de la cavité dont la condition de résonance s'écrit :

$$\frac{n\lambda_n}{2} = L \quad \Leftrightarrow \quad \nu_n = n\frac{c}{2L} \tag{6.1.2}$$

où n est un nombre entier.

La cavité supporte donc plusieurs modes dits longitudinaux d'indice n. La séparation spectrale entre deux modes longitudinaux successifs, appelée intervalle spectral libre, s'écrit donc :

$$\nu_{ISL} = \frac{c}{2L} \tag{6.1.3}$$

Pertes et largeur spectrale des modes

D'après la condition (6.1.2), les fréquences admises dans la cavité sont strictes et conduisent à un spectre composé de pics infiniment fins aux fréquences de résonances bien précises. Cette condition n'est valable que si l'onde est parfaitement réfléchie sur chaque miroir, c'est à dire si les pertes d'énergie sont nulles au sein de la cavité.

Or, du fait de la transmission non-nulle des miroirs, ces modes possèdent une certaine largeur de raie.

Expérimentalement, chaque miroir est en effet caractérisé par ses coefficients de transmission et de réflexion en amplitude t et r, ainsi que son coefficient de pertes l, qui correspond à la somme des pertes par diffusion et par absorption sur le miroir. Afin d'obéir à la loi de conservation de l'énergie, les coefficients sont reliés par : $r^2 + t^2 + l^2 = 1$.

En négligeant les pertes, soit $l_1 = l_2 = 0$, et en considérant un champ incident E_{in}, seule l'amplitude $t_1 E_{in}$ sera transmise à travers le miroir d'entrée de la cavité. L'amplitude sortant directement par le deuxième miroir est alors $t_1 t_2 E_{in} e^{-i\phi/2}$ où ϕ est le déphasage induit par un aller-retour dans la cavité, c'est à dire une propagation sur une distance de $2L$:

$$\phi(\nu) = \frac{4\pi\nu L}{c} = \frac{2\pi\nu}{\nu_{ISL}} \tag{6.1.4}$$

Le champ transmis à travers le deuxième miroir après un aller-retour dans la cavité s'écrit $t_1 t_2 r_1 r_2 E_{in} e^{-3i\phi/2}$, et ainsi de suite.

À partir de la somme des champs transmis après les multiples réflexions, on peut calculer l'intensité transmise I_{tr} :

$$I_{tr} = |E_{tr}|^2 = \frac{I_{max}}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad I_{max} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1 r_2)^2} I_{in} \tag{6.1.5}$$

où $I_{in} = |E_{in}|^2$ est l'intensité du faisceau laser incident et $\mathcal{F}$ la finesse de la cavité. La finesse dépend uniquement de la réflectivité des miroirs :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \tag{6.1.6}$$

L'intensité transmise n'est donc pas strictement nulle pour des déphasages différents de $2n\pi$ et on peut définir $\delta\nu/2$, la demi-largeur à mi-hauteur du pic de transmission en intensité qui correspond à l'écart de fréquence par rapport au maximum, c'est-à-dire quand $I_{tr}/I_{in} = I_{max}/2$:

$$\frac{\pi}{2\mathcal{F}} = \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \overset{(6.1.4)}{=} \sin\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\nu_{ISL}}\right) \tag{6.1.7}$$

Si $\mathcal{F} \gg 1$, alors on peut écrire :

$$\delta\nu = \frac{\nu_{ISL}}{\mathcal{F}} \tag{6.1.8}$$

Dans ce cas, les pics de transmission sont lorentziens. La figure 6.1 présente les profils d'intensité transmise par la cavité en fonction de la fréquence de l'onde incidente pour différents coefficients de réflexion des miroirs. On constate que la largeur spectrale des modes augmente quand la réflectivité diminue, la finesse est donc d'autant plus grande que les miroirs ont une réflectivité élevée. Dans le cas de miroirs de faible réflectivité, par exemple pour $r = 0{,}3$, la finesse est proche de 1 et le spectre de la cavité ne ressemble alors plus à une série de lorentziennes mais se rapproche d'avantage d'une sinusoïde dont les maximums correspondent aux résonances.

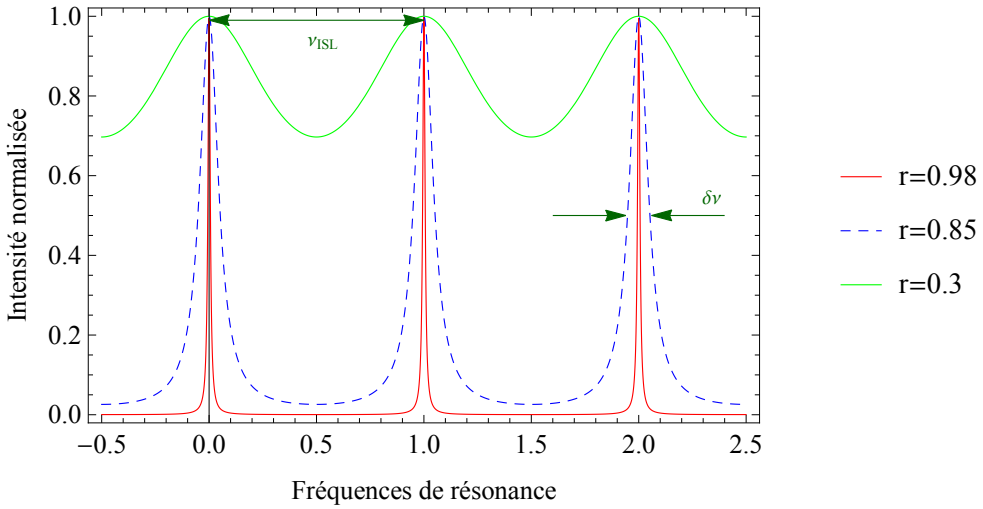


Figure 6.1 – Intensité lumineuse transmise pour différents coefficients de réflexion r, avec $r_1 = r_2 = r$. Les finesses respectives sont $\mathcal{F} \sim 1$, 10 et 80 pour $r = 0{,}3$ (en vert), $r = 0{,}85$ (en bleu) et $r = 0{,}98$ (en rouge).

D'après l'équation (6.1.5), on peut noter que pour des miroirs identiques, c'est à dire lorsque $r_1 = r_2$ et $t_1 = t_2$, l'intensité transmise à résonance est égale à l'intensité incidente, autrement dit, aucun photon n'est réfléchi par la cavité [1].

Si on cesse d'y injecter de la lumière, le champ électrique à l'intérieur d'une cavité décroit exponentiellement au cours du temps. La constante de temps de cette décroissance, $1/\kappa$, est directement liée aux pertes d'énergie totales $\mathcal{L}_{tot} = t_1^2 + t_2^2 + l_1^2 + l_2^2$ au cours d'un aller-retour dans le résonateur [127] selon :

$$\kappa = c\frac{\mathcal{L}_{tot}}{4L} \tag{6.1.9}$$

1. Dans le cas de pertes nulles, $I_r = 1 - I_{tr}$. De plus, ceci est valable uniquement si l'intégralité de la lumière incidente se couple effectivement au mode de la cavité.

On peut donc également définir la finesse comme le nombre d'aller-retour moyen effectué par un photon dans la cavité, ce qui équivaut au rapport entre la pulsation caractéristique d'un aller-retour et le taux de décroissance κ :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \nu_{ISL}}{\kappa} = \frac{2\pi}{\mathcal{L}_{tot}} \tag{6.1.10}$$

De plus, on peut écrire que l'intensité à l'intérieur de la cavité est proportionnelle à l'intensité incidente et à la finesse de la cavité :

$$I_{cav} = \frac{\mathcal{F}}{\pi} I_{in} \tag{6.1.11}$$

Cela signifie que l'intensité lumineuse à l'intérieur de la cavité est supérieure à l'intensité d'entrée, du fait des multiples aller-retours effectués par les photons entre les deux miroirs. Le facteur multiplicatif entre ces deux intensités croit avec la finesse.

Stabilité et miroirs sphériques

Nous avons considéré jusque-là des miroirs plans parfaitement alignés. Cependant, expérimentalement, cette situation ne présente pas une grande stabilité. En effet, si l'un des miroirs est légèrement incliné par rapport à l'autre, l'onde ne se réfléchit pas sur elle même et le photon finit par quitter la cavité, la taille des miroirs étant finie. De plus, nous ne travaillons pas avec des ondes planes, mais avec des faisceaux qui présentent une divergence et des fronts d'onde courbés.

Afin d'obtenir une meilleure stabilité ainsi que pour prendre en compte la divergence naturelle des faisceaux lumineux, il est préférable d'utiliser des miroirs sphériques [126], comme représenté sur le schéma 6.2. En effet, le front d'onde est plan au col mais paraboloïde à tout autre endroit, dans l'approximation paraxiale. Au centre, il peut être approximé comme sphérique avec un rayon de courbure variable, comme défini dans l'équation (A.0.3). Ainsi, si les rayons de courbure des miroirs sont choisis de sorte à coïncider avec le front d'onde du faisceau lumineux à la position des miroirs, alors le faisceau est re-focalisé sur lui-même après réflexion. On peut alors dire qu'il correspond à un mode propre de la cavité.

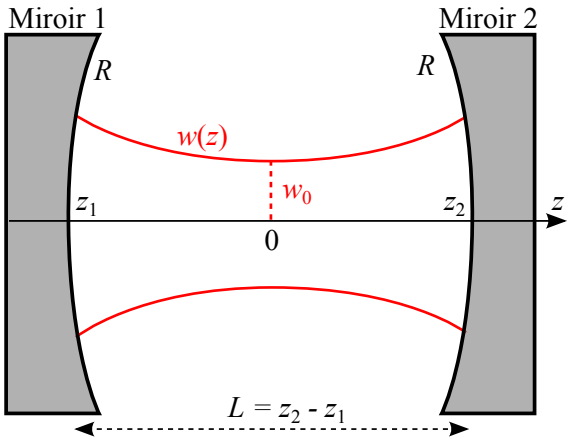


FIGURE 6.2 – Schéma d'une cavité symétrique aux miroirs sphériques de rayon de courbure R, et de longueur L.

La stabilité de la cavité dépend donc uniquement de la géométrie de cette dernière. Pour des résonateurs symétriques dont les miroirs sont identiques, comme c'est le cas ici,

cette condition de stabilité s'écrit [126] :

$$0 \leq \frac{L}{-R} \leq 2 \tag{6.1.12}$$

où R, le rayon de courbure des miroirs, est défini positif pour un miroir convexe et négatif pour un miroir concave.

Composantes transverses

Nous avons vu dans la partie 2.1.3, que le mode fondamental gaussien, aussi appelé mode TEM_{00}, est une solution particulière de l'équation d'onde de Helmholtz dans l'approximation paraxiale [128]. L'ensemble des solutions possibles sont les modes transverses électromagnétiques (TEM) de Hermite-Gauss définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E_{l,m}(x,y,z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \mathcal{H}_l\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) \exp\left[-\frac{x^2}{w(z)^2}\right] \mathcal{H}_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right) \exp\left[-\frac{y^2}{w(z)^2}\right] \\ \times \exp\left[-ik\left(z + \frac{x^2+y^2}{2R(z)}\right) + i(l+m+1)\zeta(z)\right] \end{aligned} \tag{6.1.13}$$

où $\mathcal{H}_{l;m}$ désignent les polynômes de Hermite de rang l et m. Pour rappel, $\zeta(z)$ correspond à la phase de Gouy, $w(z)$ à la largeur transverse du faisceau et $R(z)$ au rayon de courbure des fronts d'onde à la position z, ces trois paramètres étant respectivement définis par les équations (A.0.4), (A.0.2) et (A.0.3). Ces modes, nommés TEM_{lm}, possèdent des profils d'intensité différents présentés sur la figure 6.3.

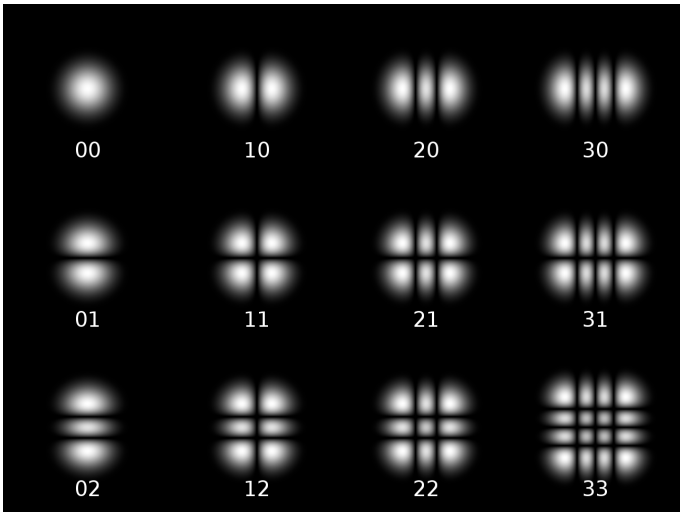


Figure 6.3 – Profils d'intensité des différents modes transverses. Les numéros correspondent aux rangs l et m des polynômes de Hermite correspondants.

Les différents modes transverses ont des fréquences de résonance différentes car la condition de résonance correspond à fixer la phase collectée lors d'un aller-retour dans la cavité à un multiple de 2π. Or, cette phase dépend des rangs l et m associés à chaque mode [129]. En effet, en se plaçant sur l'axe optique, la phase du mode est :

$$\phi(0,0,z) = kz - (l+m+1)\zeta(z) \tag{6.1.14}$$

La condition de résonance s'écrit alors comme :

$$2kL - 2(l + m + 1)\Delta\zeta = 2n\pi \tag{6.1.15}$$

avec $\Delta\zeta = [\zeta(z_2) - \zeta(z_1)]$ où z_1 et z_2 sont les positions des deux miroirs.

On peut donc en déduire les fréquences de résonance :

$$\nu_{n,m,l} = n\nu_{ISL} + (l + m + 1)\frac{\Delta\zeta}{\pi}\nu_{ISL} \tag{6.1.16}$$

La phase de Gouy correspond donc au retard de phase par rapport à une onde plane.

Ainsi, le spectre de transmission d'une cavité Fabry-Perot à miroirs sphériques comprend plusieurs pics de transmission à différentes fréquences et ce spectre se reproduit à chaque intervalle spectral libre. La géométrie de la cavité, définie par sa longueur ainsi que par les rayons de courbure de ses miroirs, impose la distance spectrale entre les différents modes transverses, qui peuvent parfois être dégénérés.

Adaptation de mode

Afin que le couplage dans la cavité soit optimal, le faisceau incident, de profil gaussien, doit présenter un très bon recouvrement spatial avec le mode de la cavité.

Cela signifie concrètement que le faisceau incident doit se propager selon l'axe de la cavité, reliant les centres des deux miroirs sphériques. De plus, la taille et la position de son col doivent coïncider avec ceux du mode de la cavité.

Il faut donc adapter, à l'aide d'éléments optiques, la forme du faisceau incident afin qu'elle corresponde à la géométrie de la cavité.

Si l'adaptation de mode n'est pas parfaite, le faisceau incident se décompose sur la base des modes de la cavité, couplant ainsi de la lumière dans d'autres modes que le fondamental. Or, ces modes ne sont pas forcément résonnants à la même fréquence que le mode fondamental. Pour la fréquence de résonance d'un mode donné, seule la lumière couplée à ce mode est transmise par la cavité, le reste est directement réfléchi.

Le taux de couplage dans un mode donné correspond donc à l'intensité transmise dans ce mode par rapport à l'intensité incidente.

L'adaptation du mode du faisceau laser incident avec le mode de la cavité peut être décrit par les mêmes équations que celles utilisées dans la partie 2.1.3 concernant les cavités laser.

6.1.2 Couplage de la lumière dans la cavité

Montage mécanique

La cavité mise en place dans la cellule à vide est composée de deux miroirs macroscopiques, par opposition aux miroirs microscopiques gravés sur les fibres optiques que nous utiliserons dans la version finale de l'expérience.

Il faut donc implémenter un système permettant de coupler les faisceaux laser se propageant dans l'espace libre à la cavité. L'espace n'avait pas été prévu pour un tel dispositif, étant donné que l'utilisation d'une cavité fibrée dispense de ce besoin. En effet, une fois les fibres collées, la question du couplage du faisceau laser incident au mode de la cavité ne se pose plus. La lumière, guidée par le cœur de la fibre, présente un profil gaussien et arrive directement dans la cavité avec l'efficacité de couplage qui a été définie au moment du collage. Aucune optique n'est donc présente pour effectuer l'adaptation de mode.

Afin de pouvoir coupler la lumière dans la cavité macroscopique, un deuxième étage d'éléments optiques a été rajouté au dessus de la cellule à vide, comme le montre la figure

6.4. Sur ce "chapeau optique" reposent les éléments permettant le couplage dans la cavité macroscopique aux deux longueurs d'onde : 780 nm et 1560 nm, que nous détaillerons plus tard.

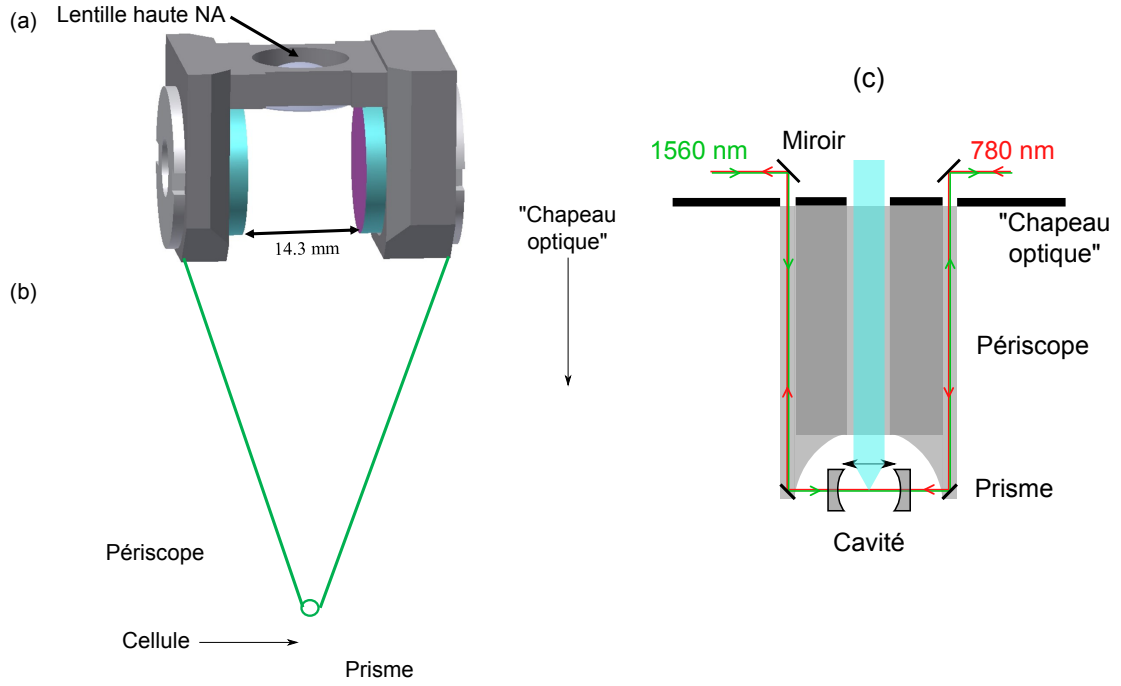


Figure 6.4 – (a) Cavité macroscopique ; (b) "Chapeau optique" et périscope permettant le couplage de la lumière dans la cavité ; (c) Vue en coupe du périscope.

Un périscope d'une quinzaine de centimètres de long est fixé sous la plaque constituant le "chapeau optique". Il comporte à ses extrémités deux prismes de 5 × 7 mm de coté recouverts d'un revêtement argenté capable de réfléchir aussi bien la lumière à 1560 nm qu'à 780 nm. Ainsi, les faisceaux, arrivant verticalement depuis le chapeau optique, sont réfléchis horizontalement à l'intérieur de la cavité. Le couplage est assez délicat étant donné que l'extension spatiale des prismes est petite par rapport à la longueur du périscope.

Tout le dispositif de couplage doit être le plus stable possible, c'est pourquoi le périscope est monobloc. Celui-ci est percé d'un trou circulaire sur toute sa longueur afin de conserver l'accès à la lumière collectée par la lentille de haute ouverture numérique.

Sources lasers

La lumière nécessaire pour produire le réseau dans la cavité est issue d'un laser fibré commercial[2] à 1560 nm. Après passage dans un EOM fibré, permettant de générer les bandes latérales utiles à l'asservissement du laser sur la cavité, elle est amplifiée par un amplificateur fibré[3] puis traverse un AOM fibré[4] qui permet une coupure rapide du faisceau. La forme du faisceau est ensuite adaptée afin d'assurer le meilleur couplage possible dans la cavité. La puissance incidente sur la cavité à 1560 nm est de 170 mW. Le schéma 6.5 présente les différents éléments optiques permettant le couplage dans la cavité ainsi que la détection en transmission et en réflexion.

L'élément déterminant l'efficacité du couplage entre le faisceau incident et le mode de la cavité est la lentille se situant juste avant la cavité. Sa focale et sa position doivent

2. Rio Planex
3. Keopsys CEFA-C-PB-HP
4. Gooch Housego T-M110-0.2C2J-3-F2P

donc être choisies avec soin pour permettre l'adaptation de mode. Les formules liant la focale de la lentille à sa position respective par rapport au col du faisceau incident et de la cavité peuvent être trouvées dans la référence [129].

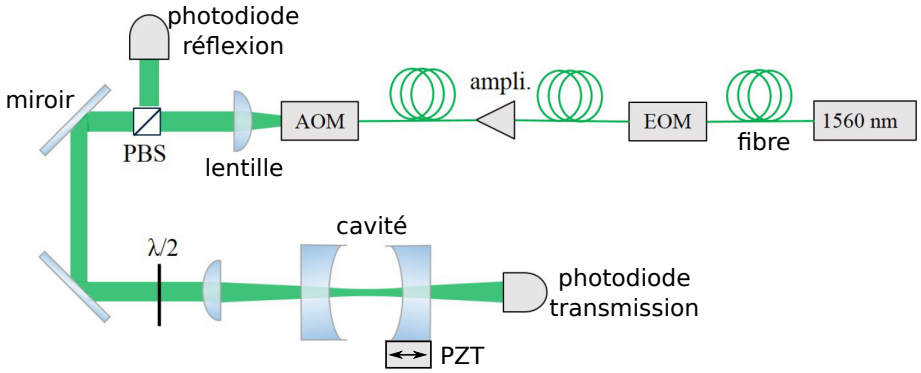


FIGURE 6.5 – Schéma de couplage du laser à 1560 nm dans la cavité macroscopique. Adapté de [79]

La même problématique de couplage existe pour le faisceau sonde à 780 nm. Ainsi, un autre jeu d'éléments optiques, adaptés à 780 nm, est positionné sur le "chapeau optique" pour permettre le couplage et la détection du faisceau sonde. Il est couplée à la cavité macroscopique à l'aide du périscope par l'autre extrémité que celle utilisée pour la lumière à 1560 nm, comme indiqué sur la figure 6.4. Ce faisceau provient du laser de référence.

6.1.3 Caractérisation de la cavité macroscopique

Afin de déterminer expérimentalement la finesse de la cavité aux deux longueurs d'onde, la distance entre les deux miroirs de la cavité est balayée. Pour ce faire, une tension triangulaire périodique est appliquée à l'actuateur piezo-électrique fixé à l'un des miroirs de la cavité. La fréquence du signal périodique vaut une dizaine de Hertz et l'amplitude maximale de balayage est de 3 μm, ce qui est supérieur à la longueur d'onde de 1,56 μm, la plus grande utilisée dans cette cavité. Ainsi, le spectre de transmission peut être détecté grâce à la photodiode positionnée après le miroir de sortie de la cavité.

Finesse de la cavité à 1560 nm

En balayant la longueur de la cavité, on observe une série de pics en transmission à 1560 nm qui correspondent aux différents modes transverses pouvant s'établir dans la cavité. La figure 6.6 présente un tel spectre. Les modes sont identifiés grâce à une carte infrarouge permettant de visualiser la forme du faisceau et de compter le nombre de lobes dans chacune des directions transverses. D'après l'équation (6.1.16), les fréquences de résonance sont identiques pour différents modes dont la somme $m + l$ est égales. C'est en effet ce qu'on observe pour les modes TEM_{01} et TEM_{10} par exemple.

L'intervalle spectral libre est déterminé en mesurant l'écart en fréquence entre deux pics consécutifs associés au même mode transverse. Les bandes latérales à 100 MHz générées par l'EOM, servent de référence de fréquence afin de convertir la durée de balayage en fréquence. On trouve $\nu_{ISL} = 10{,}484$ GHz, ce qui correspond à une longueur de cavité de 14,3 mm d'après l'équation (6.1.3).

Le couplage de chacun des différents modes détectés peut être optimisé afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit pour la détermination de la finesse de ce mode transverse.

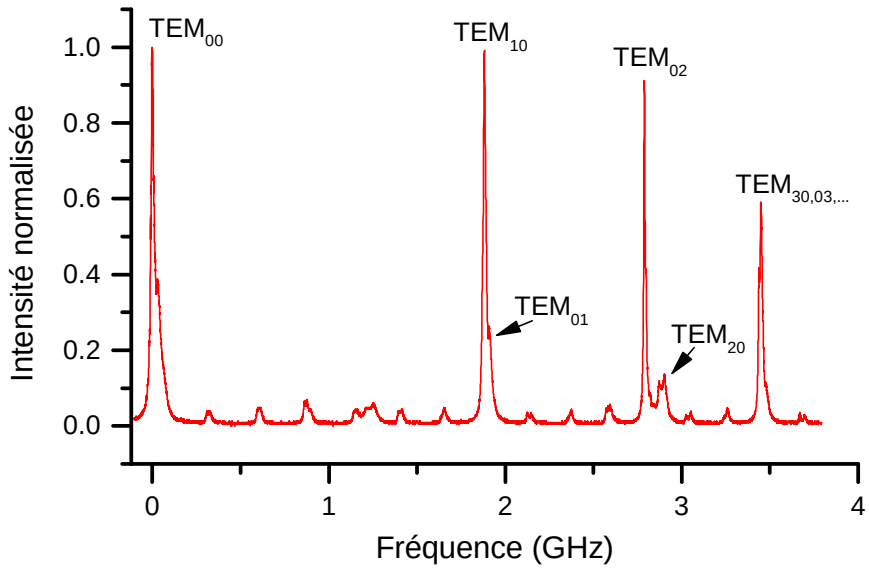


Figure 6.6 – Spectre de transmission de la cavité à 1560 nm. Données prises par Torben Pöpplau [79].

La finesse est calculée en divisant l'intervalle spectrale libre par la largeur du pic de transmission. Les valeurs respectives pour les modes TEM_{00} et TEM_{02} sont :

$$\delta\nu_{00} = (19 \pm 1)\mathrm{MHz}, \qquad \mathcal{F}_{00} = 550 \pm 30$$
$$\delta\nu_{02} = (10 \pm 0,5)\mathrm{MHz}, \qquad \mathcal{F}_{02} = 1050 \pm 50$$

D'après le fabriquant [5], les miroirs utilisés pour former la cavité présentent des pertes maximum de 1100 ppm à 780 nm et de 2800 ppm à 1560 nm. Cela correspond à des coefficients de réflectivité respectifs de 99.89% et 99.72%, soit des finesses de 2850 à 780 nm et 1120 à 1560 nm, d'après l'équation (6.1.6) ou (6.1.10) .

La valeur de la finesse du mode TEM_{02} correspond à celle attendue d'après les données sur les pertes des miroirs, en revanche celle du mode fondamental est environ deux fois inférieure aux calculs. Or, la finesse devrait être la même pour les deux modes transverses étant donné qu'elle ne dépend que des propriétés des miroirs. Cependant, comme les profils spatiaux de ces deux modes sont différents, ils n'explorent pas les mêmes parties du miroir, les pertes peuvent donc également être différentes.

De plus, le fait que la finesse soit deux fois meilleure pour le mode TEM_{02} que pour le mode TEM_{00} peut laisser penser qu'il existe une asymétrie dans le système, potentiellement liée à un défaut sur l'un des miroirs.

Pour le mode TEM_{00} le couplage est de 16% [6]. Pour le mode TEM_{02} le couplage est quant à lui de 24%. Le meilleur couplage est normalement attendu pour le mode TEM_{00} qui présente le meilleur recouvrement spatial avec le faisceau lumineux gaussien incident sur la cavité. Cependant, nous observons ici que le couplage le plus élevé est obtenu pour le mode TEM_{02}.

Les autres modes transverses ne seront pas discutés ici car ils présentent une finesse et un couplage inférieurs au mode TEM_{02} et ne seront pas utilisés par la suite pour piéger les

5. Altechna, commande spéciale
6. C'est à dire que la lumière, réfléchie à 100% hors résonance, est réfléchie à 84% à résonance.

atomes. Une caractérisation plus détaillée de la cavité macroscopique peut être trouvée dans la thèse de master de Torben Pöpplau [79].

Biréfringence

Lorsque l'on fait tourner la polarisation de la lumière incidente sur la cavité, on observe une modification du spectre transmis. Pour deux polarisations orthogonales, les pics de transmission ne se situent pas à la même fréquence. Afin de mesurer la séparation spectrale entre ces deux modes de polarisation, l'axe de la polarisation linéaire de la lumière est choisi de telle sorte qu'il y ait une quantité équivalente de lumière couplée dans chacun des deux modes de polarisation. Cela correspond à choisir l'axe se trouvant à 45° par rapport aux axes principaux de biréfringence de la cavité. Le spectre de transmission ainsi obtenu est montré sur la figure 6.7 pour les modes transverses TEM_{00} et TEM_{02}. Il peut être ajusté par deux fonctions lorentziennes et la séparation spectrale est déterminée en mesurant l'intervalle entre le maximum de chacun des deux modes de polarisation. Il vaut 12 MHz dans les deux cas, cette valeur est du même ordre de grandeur que la largeur spectrale des modes.

A priori, aucune biréfringence n'est attendue dans ce système sans biréfringence intrinsèque et de symétrie centrale. Cependant, plusieurs facteurs peuvent causer une telle levée de dégénérescence des modes de polarisation linéaire orthogonaux. La biréfringence peut être d'origine géométrique, c'est-à-dire provenir de la forme des miroirs qui, au lieu d'être parfaitement sphériques, présente une légère ellipticité. Dans ce cas, en fonction de la manière dont sa polarisation est alignée avec les axes principaux de l'ellipse, l'onde percevra des rayons de courbure différents. Cette biréfringence géométrique engendre un effet plus important pour des rayons de courbure micrométriques. En effet, la séparation des modes de polarisation s'écrit selon [130] :

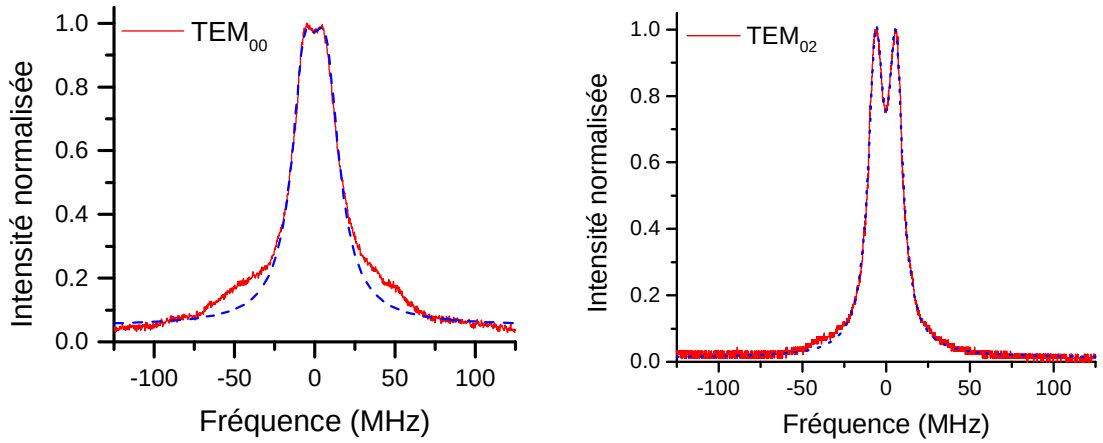
$$\Delta\nu = \frac{\lambda\nu_{ISL}}{(2\pi)^2}\frac{R_1 - R_2}{R_1 R_2} \tag{6.1.17}$$

avec R_1 et R_2 les rayons de courbure selon chacun des axes principaux de l'ellipse.

Dans notre cas, il faudrait un rapport entre les deux rayons de courbure du miroir $R_1/R_2 \sim 10^3$ pour expliquer la séparation spectrale. Or, une telle différence est évidemment exclue, ce défaut serait visible à l'œil nu. La variation du rayon de courbure selon les deux axes du miroir, vendu comme sphérique, ne peut pas dépasser quelques pourcents. La biréfringence géométrique n'est donc pas la cause de la séparation des modes que nous observons.

La biréfringence peut être due à une biréfringence intrinsèque dans le revêtement diélectrique des miroirs ou à une incidence non-normale [131]. Comme l'onde sonde majoritairement les couches supérieures du revêtement réfléchissant [30], une biréfringence du substrat du miroir est également à exclure des causes possibles. Il reste alors le revêtement lui-même. Les miroirs ont en effet été soumis à plusieurs types de contraintes : des contraintes mécaniques lors du collage des miroirs dans leur support et des contraintes thermiques lors de l'étuvage de la cellule. Celles-ci ont pu se répercuter de manière asymétrique sur le revêtement, engendrant ainsi la levée de dégénérescence des modes de polarisation orthogonaux. La séparation spectrale des modes de polarisation a déjà été observée dans des cavités constituées de miroirs aux rayons de courbure macroscopiques, ne pouvant pas non plus être expliquée par la biréfringence géométrique, par exemple dans la référence [132].

En tournant la lame demi-onde à l'entrée de la cavité, on peut ainsi choisir de coupler l'intégralité de la lumière dans l'un des deux modes de polarisation. C'est ce que nous choisissons de faire par la suite car c'est ainsi que l'on obtient le meilleur signal d'erreur afin d'assurer l'asservissement du laser par rapport à la cavité.



(a) (b)

Figure 6.7 – Biréfringence des modes TEM_{00} et TEM_{02}. La séparation des modes due à la biréfringence est de 12 MHz pour le mode TEM_{02}. Données prises par Torben Pöpplau [79].

Finesse de la cavité à 780nm

De la même manière, on cherche maintenant à déterminer la finesse de la cavité pour le faisceau sonde à 780 nm. Le spectre de transmission ne correspond pas du tout à celui attendu. En effet, une finesse extrêmement faible est mesurée, comme l'indique la courbe noire de la figure 6.8. Contrairement aux spectres observés à 1560 nm, qui correspondent à des pics lorentziens, ici la forme du signal se rapproche plus d'une sinusoïde [7] Comme nous l'avons vu sur la figure 6.1, cela traduit une faible réflectivité des miroirs à cette longueur d'onde.

Aucune mesure de finesse n'a été effectuée avant la mise sous vide, on ne peut donc pas être absolument sûr de ce qui s'est passé. Rappelons que la finesse à 1560 nm correspond à celle attendue pour le mode TEM_{02}. Elle est inférieure pour le mode fondamental, ce qui constitue déjà une anomalie.

Notre hypothèse principale pour expliquer cette anomalie est que les miroirs ont pu être recouverts de rubidium. Cet élément étant hautement réactif, il peut contaminer les surfaces des miroirs et ainsi réduire la réflectivité de ces derniers.

Afin de retrouver une meilleure réflectivité, nous avons essayé d'éclairer les miroirs avec de la lumière UV, qui est connue pour faire désorber le rubidium des surfaces comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 4. Cette méthode n'a apporté aucune amélioration sur le spectre de transmission de la cavité à 780 nm. Nous avons également essayé de chauffer la cellule, à l'aide d'un petit four constitué d'une boîte métallique à l'intérieure de laquelle des tapis chauffants ont été collés. La température atteinte est de 75 °C. Une plus haute température risquerait de décoller les prismes qui permettent le couplage dans la cavité et se trouvent à proximité des éléments chauffants. La figure 6.8 montre l'évolution du signal de transmission après différents temps de chauffage. La cellule a été chauffée pendant plus de 10 jours et, si ce chauffage apporte un très légère amélioration, il ne permet pas d'accéder au régime de haute finesse où le spectre est constitué de pic lorentziens distincts.

Il est difficile de déterminer la finesse à partir des spectres car, comme on le voit, les

7. Nous n'avons aucune assurance que la distance entre deux maximums correspond à un ISL. Nous sommes même portés à croire que ce n'est pas le cas car, après un chauffage de 260 h, la fréquence de répétition des maximums n'est pas la même alors que les paramètres du balayage n'ont pas été modifiés.

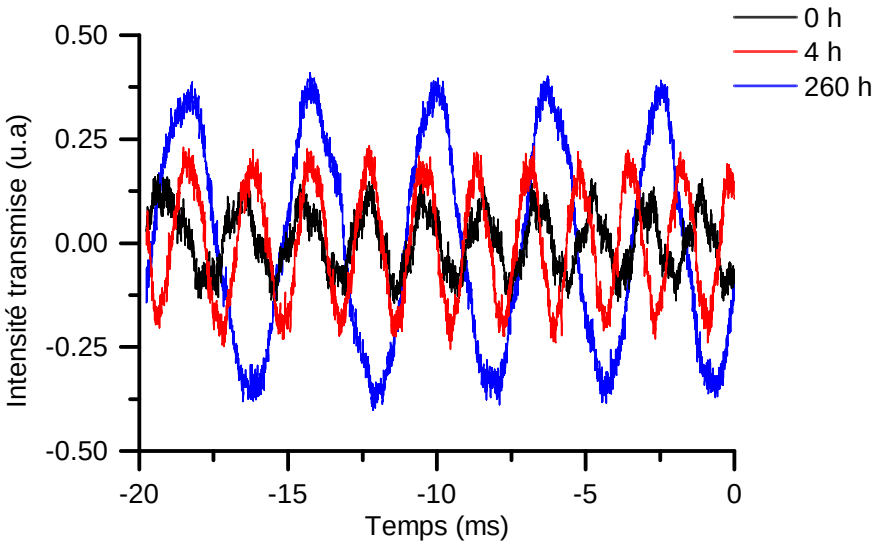


FIGURE 6.8 – Évolution du spectre de transmission dans la cavité à 780 nm au cours du chauffage. [79]

"pics" ne sont pas symétriques. Ils correspondent à la superposition de plusieurs modes transverses, indiscernables les uns des autres. On peut cependant avancer que la finesse ne dépasse pas la dizaine et s'améliore très légèrement avec le chauffage.

Ainsi, les atomes piégés dans la cavité macroscopique ne pourront pas être sondés avec la lumière à 780 nm. En effet, si la finesse de la cavité à 1560 nm permet simplement de démultiplier l'intensité lumineuse entre les deux miroirs afin de créer un piège dipolaire suffisamment profond pour contenir les atomes, la finesse à 780 nm détermine le couplage entre l'atome et le mode du champ électromagnétique. Une faible finesse signifie par conséquent un couplage bas et donc l'impossibilité d'observer les phénomènes liés à l'interaction cohérente lumière/matière décrits dans le chapitre 1.

La cavité macroscopique est une cavité de test provisoire. Si les miroirs ont été recouverts de Rubidium, cela peut découler des causes suivantes : un dispenseur supplémentaire, en supplément du dispenseur pulsé, avait été installé dans la cellule mais n'a jamais fonctionné, peut être s'est-il complètement vidé lors de l'étuvage de la cellule. Si tel est le cas, un grande quantité de Rubidium aurait été relâchée subitement dans la cellule et aurait pu recouvrir les miroirs. Une autre hypothèse est que le dispenseur en mode impulsionnel, conduisant à une pression beaucoup plus importante qu'un dispenseur utilisé de manière continue, affecte la qualité de la surface des miroirs. En effet, une expérience avec une cavité fibrée et un dispenseur en mode continu a déjà été montée dans notre groupe et n'a jamais présenté de problème de finesse [133]. Il faut cependant noter que dans ce dispositif, la longueur de la cavité fibrée est de seulement 40 μm. La proximité des deux miroirs laisse peu d'accès à leur surface, les protégeant potentiellement d'une contamination. Enfin, il n'est pas à exclure que les miroirs aient pu être endommagés d'une autre manière que par contamination de Rb ou que la surface de la cellule ait été endommagée à l'endroit où entre le faisceau.

Le dispenseur pulsé s'avère être une source efficace pour des expériences à une seule chambre. Cependant, il faudra s'assurer que les hautes pressions atteintes pendant son opération ne représentent pas un risque pour des miroirs de hautes finesse. Ainsi, une des pistes pour la version finale de cette expérience pourrait être d'utiliser deux chambres avec un différentiel de pression, l'une produisant un PMO 2D permettant de charger un

PMO 3D dans l'autre où la pression reste toujours très basse, protégeant ainsi les miroirs de la cavité de toute contamination liée à une trop grande densité de Rubidium.

Cette cavité macroscopique, malgré ses performances limitées, peut tout de même être utilisée pour tester le transfert des atomes dans le réseau dipolaire intra-cavité.

6.1.4 Système d'asservissement

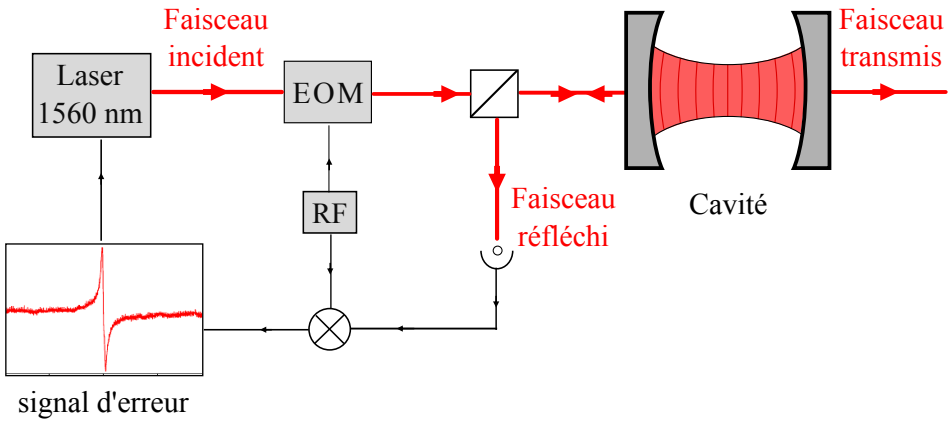


Figure 6.9 – Schéma de l'asservissement du laser à 1560 nm sur la cavité macroscopique.

Dans un premier temps, comme la finesse de la cavité à 780 nm ne permet pas de sonder les atomes, il est inutile d'asservir la cavité macroscopique sur la transition du rubidium. Il suffit juste d'asservir la cavité sur le laser à 1560 nm ou bien le laser à 1560 nm sur la cavité. Dans un cas comme dans l'autre, cela permet d'empêcher les fluctuations de puissance dipolaire dans la cavité qui se produisent lorsque laser et cavité se décalent de résonance. Les fluctuations de profondeur du piège mèneraient sinon à un chauffage très rapide des atomes.

Nous avons choisi d'asservir la longueur d'onde du laser à 1560 nm sur la résonance de la cavité.

Le signal de réflexion et le signal d'erreur sont présentés sur la figure 6.10 pour le mode TEM_{002}. Le fait que le couplage soit plus important pour le mode TEM_{02} permet un meilleur signal d'erreur et donc un asservissement plus durable et robuste.

6.2 Transfert du piège de transport au réseau intra-cavité

Les atomes peuvent à présent être transférés depuis le piège dipolaire de transport à 1070 nm dans le réseau créé au sein de la cavité macroscopique avec le laser dipolaire à 1560 nm. Le transfert direct entre ces deux pièges permet de peupler uniquement les sites centraux de la cavité et se fait avec un taux de transfert modéré. Nous verrons dans une deuxième partie comment optimiser ce transfert afin que la plupart des sites du réseau soient occupés et que le transfert soit optimal.

6.2.1 Potentiel intra-cavité

À partir des données récoltées lors de la caractérisation de la cavité à 1560 nm, les propriétés du piège dipolaire créé au sein de la cavité peuvent être déterminées.

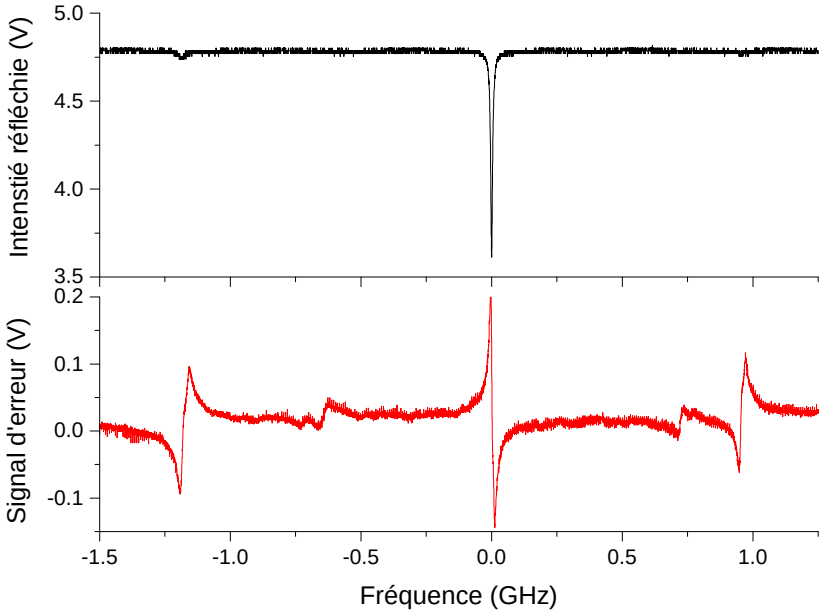


FIGURE 6.10 – Intensité réfléchie et signal d'erreur correspondant pour le mode TEM_{02}.

Pour un résonateur symétrique avec des miroirs sphériques, la taille du col du mode de cavité peut s'écrire selon [126] :

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi}\left(2\frac{|R|}{L} - 1\right)^{1/2} \tag{6.2.1}$$

où L est la distance entre les miroirs et R le rayon de courbure de ces derniers. Avec une longueur $L = 14{,}3$ mm et un rayon de courbure de $R = 100$ mm, on trouve $w_0 = 113$ μm.

En utilisant les finesses déterminées dans la partie 6.1.3 et pour une puissance incidente de 170 mW, on peut calculer la profondeur du piège pour les deux modes transverses considérés. La figure 6.11 représente ces potentiels, le couplage au mode de la cavité ayant été pris en compte dans le calcul. On voit que le mode TEM_{00}, qui comporte un seul lobe lumineux, permet d'obtenir une profondeur de piège correspondant à une température de 26 μK alors que le mode TEM_{02}, dont le potentiel est constitué de trois lobes, présente un profondeur de 16 μK pour le lobe central et 22 μK pour les deux lobes latéraux.

Ces profondeurs sont seulement deux à trois fois plus importantes que la température du nuage qui y sera piégé. Usuellement, un facteur de 6 à 10 est utilisé pour assurer un piégeage efficace. Nous sommes limités ici par le fait que le mode TEM_{00} n'est pas celui qui présente le meilleur taux de couplage. La variation de l'intensité réfléchie à résonance est donc faible et le signal d'erreur ne permet pas un asservissement fiable. En effet, le verrouillage du laser sur la cavité ne reste pas en place plus de quelques cycles en moyenne, ce qui rend l'acquisition de données extrêmement fastidieuse. Le couplage étant meilleur dans le mode TEM_{02}, cela permet un meilleur asservissement, cependant, l'intensité est répartie dans les trois lobes et non concentrée dans un seul, ce qui rend le piège moins profond.

Il est a noter ici que les trois lobes du mode TEM_{02} s'alignent selon l'axe x, c'est à dire l'axe de propagation du faisceau de transport. Cela signifie également que cette géométrie ne sera pas détectable avec l'imagerie par absorption dans la cavité.

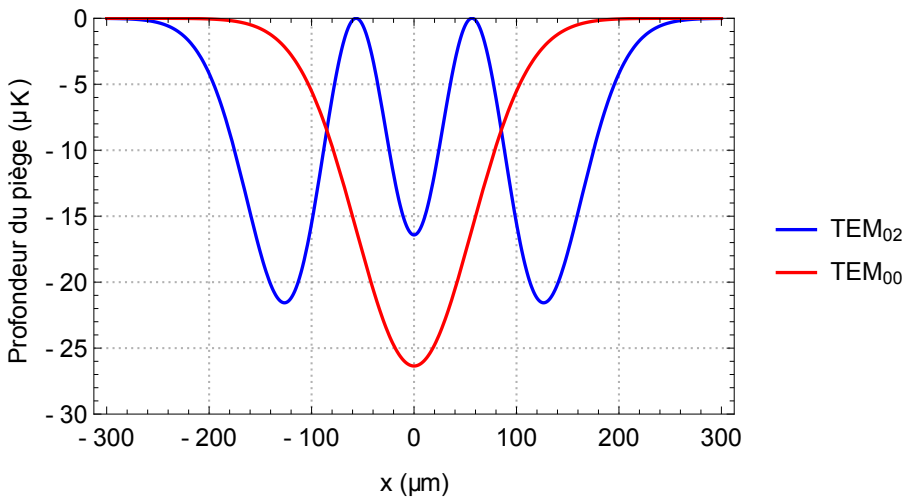


Figure 6.11 – Potentiel du piège dipolaire intra-cavité pour les modes transverses TEM_{00} et TEM_{02} pour une puissance incidente de 170 mW et un col dans la cavité de 113 μm. Les finesses déterminées expérimentalement ont été utilisés et les efficacités de couplage ont également été prises en compte.

6.2.2 Géométrie du transfert

Comme le montre la figure 6.12, le recouvrement entre le piège de transport et le piège intra-cavité est limité. Le premier contient le nuage atomique sous la forme d'un cigare dont le grand axe s'étend selon x alors que l'axe de la cavité se trouve selon z. Un transfert direct entre les deux pièges ne permet donc pas de remplir les sites du réseau sur toute la longueur de la cavité, le col du faisceau de transport est de l'ordre de la quarantaine de microns, seuls quelques dizaines de sites du réseau au centre de la cavité seront occupés par les atomes.

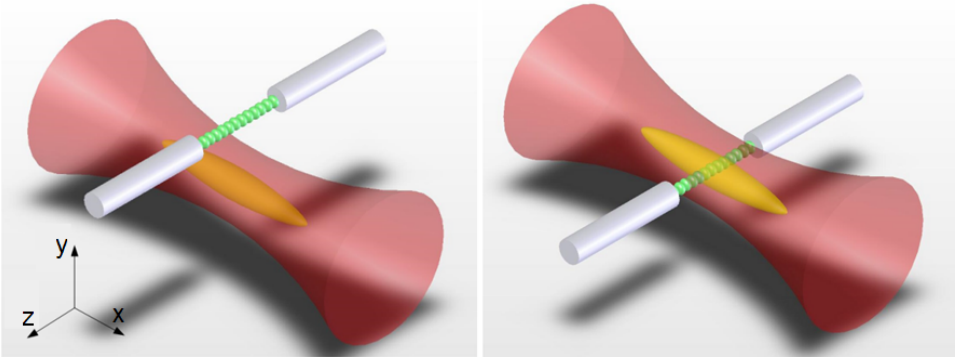


Figure 6.12 – Le nuage atomique (en jaune), piégé dans le faisceau dipolaire de transport (en rouge), possède la forme d'un cigare allongé selon l'axe de propagation de ce dernier. La cavité (représentée fibrée ici) est perpendiculaire à cet axe et le recouvrement entre le réseau intra-cavité (en vert) et le nuage issu du piège de transport est assez faible.

La cavité fibrée, qui sera mise en place dans la version finale de l'expérience, a une longueur de 125 μm, moins de la moitié des sites seront donc occupés après transfert direct depuis le piège de transport (l'extension du nuage dans le piège dipolaire de transport

est d'environ 60 μm selon cet axe). Or, nous avons pris soin, en créant un réseau intra-cavité avec une longueur d'onde quasiment double, et corrigée de la phase de Gouy, par rapport à la résonance atomique, de faire en sorte qu'un maximum de sites dans la cavité présentent un couplage équivalant au mode résonant de la cavité. Si dans un premier temps, le transfert direct est utilisé pour vérifier que l'on est bien capable de piéger les atomes dans le réseau dipolaire et pour tenter une imagerie de site unique grâce à la lentille de haute ouverture numérique, il sera expliqué dans un second temps comment le transfert entre les deux pièges peut être optimisé grâce à un troisième piège dipolaire dont le potentiel est dynamique afin de présenter d'abord un très bon recouvrement avec le piège de transport, puis, d'être modifié adiabatiquement pour adopter un profil super-lorentzien selon l'axe de la cavité afin de permettre l'étalement des atomes sur tous les sites de la cavité. Commençons donc d'abord par regarder comment nous pouvons transférer un maximum d'atomes depuis le piège de transport vers le réseau dans la cavité sans adaptation de mode.

6.2.3 Séquence optimale de transfert et imagerie

Afin d'assurer le meilleur transfert possible en passant directement du piège de transport au piège intra-cavité, le faisceau de transport n'est pas éteint immédiatement une fois que le nuage a atteint la position centrale de la cavité. En effet, après le transport, le nuage présente une légère oscillation selon l'axe faible de piégeage, dont l'amplitude dépend de la durée du transport comme nous l'avons vu dans le chapitre 5. Le temps caractéristique de cette oscillation est de 200 ms, il faut donc que le piège de transport reste allumé au minimum la moitié de cette période afin d'avoir la certitude que le nuage a bien exploré la position du réseau. De plus, si le réseau est déjà allumé au moment de l'arrivée des atomes, ces derniers sont accélérés et ils n'ont pas le temps de se réorganiser adiabatiquement dans ce nouveau potentiel.

Ainsi, le transfert se déroule en trois phases :

1. Le piège de transport reste au maximum et le potentiel intra-cavité est progressivement allumé.
2. Les deux pièges restent allumés ensemble à puissance maximale afin que les atomes se réorganisent dans le potentiel formé par la somme des deux pièges.
3. Le piège de transport est éteint progressivement afin de laisser les atomes uniquement piégés par le réseau dans la cavité.

Les atomes peuvent alors être conservés dans le réseau avant d'être imagés.

Les paramètres ont été explorés afin de déterminer ceux qui permettaient le meilleur transfert. Ainsi, la durée de chacune des trois phases est choisie à 200 ms. Les rampes de puissance servent à éviter le chauffage des atomes. Notons que le taux de transfert ne dépend pas de façon critique des temps de chacune des 3 phases.

La séquence de transfert optimale est représentée sur la figure 6.13.

Afin d'effectuer l'imagerie par absorption des atomes piégés dans le réseau par temps de vol, il faut éteindre le faisceau à 1560 nm. À ce moment là, le laser n'est donc plus asservi sur la cavité. Pour pouvoir tout de même effectuer des séries de mesures sans avoir à réasservir le système entre chaque séquence, la tension d'asservissement issue du signal d'erreur est "gelée" pendant le temps d'extinction du laser dipolaire, c'est-à-dire que l'on conserve la dernière valeur qui permettait l'asservissement avant l'extinction du laser durant tout le temps de l'extinction. Ainsi, pour un temps d'extinction suffisamment court (quelques millisecondes), la cavité se décale peu et la tension ne sort pas de la plage d'accroche de l'asservissement. Ainsi, lorsque le laser est allumé à nouveau, l'asservissement est rétabli sans intervention extérieure. Le temps de vol n'excède typiquement pas 5 ms, permettant de retrouver l'asservissement de façon efficace.

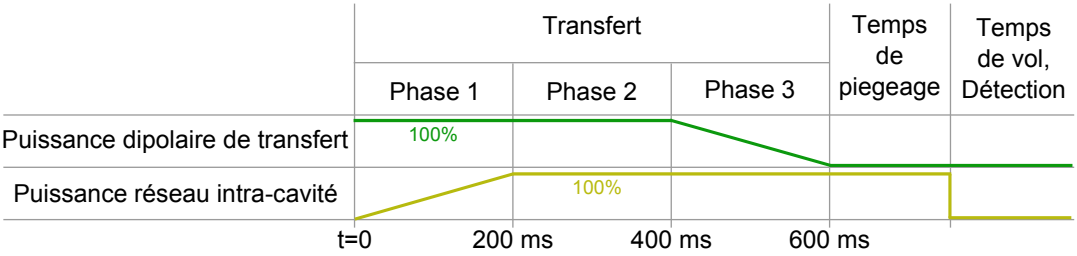


FIGURE 6.13 – Séquence de transfert entre le piège de transport et le réseau intra-cavité.

6.2.4 Atomes piégés dans le réseau intra-cavité

Des transferts ont été effectués vers un réseau formé par le mode TEM_{00} dans un premier temps, puis dans le mode TEM_{02} dans un second temps. Il s'avère que les atomes sont piégés en moins grand nombre dans le mode fondamental, malgré le fait que la profondeur du piège soit légèrement plus importante que celle du TEM_{02}. Cette observation peut trouver son explication dans le fait que l'asservissement, plus lâche pour le mode fondamental, permet des fluctuations d'intensité sur les sites du réseau. Ceci conduit à un chauffage des atomes, et par conséquent à des pertes plus importantes. Une autre explication réside dans l'aire de piégeage disponible pour les atomes, qui peut être plus importante pour le mode TEM_{02}, permettant alors la capture d'un plus grand nombre d'atomes. Le mode TEM_{02} est donc celui qui sera uniquement utilisé par la suite.

La figure 6.14a présente un nuage de plus de 21 000 atomes piégés dans le réseau intra-cavité et imagé après un temps de vol de 0.5 ms. Les sites du réseau peuplés après le transfert sont ceux avec lesquels le faisceau de transport présente un recouvrement non nul. D'après les profils respectifs selon les axes y et z, on constate que la distribution spatiale du nuage est asymétrique. Comme le temps de vol est très court, l'anisotropie de la distribution initiale en position n'est pas encore estompée par l'expansion balistique du nuage. La largeur de la gaussienne correspondant au profil de la distribution selon y est de 42 μm alors que celui selon z est de 24 μm. Cette différence de distribution spatiale initiale peut s'expliquer de la manière suivante : lors du transfert, seuls les sites du réseau présentant un recouvrement non nul avec le faisceau de transport peuvent être peuplés. Les sites qui n'ont pas été peuplés à ce moment là ne le seront jamais, la barrière de potentiel entre chaque site, distant de 1560 nm /2 = 780 nm, étant infranchissable pour les atomes. Ainsi, selon l'axe de la cavité, il n'y aura aucun étalement du nuage. Selon l'axe y en revanche, les atomes vont se répartir sous forme gaussienne en s'étalant dans le piège dont la largeur est d'environ 110 μm suivant cette direction. Ils prendront ainsi plus de place que lorsqu'ils étaient confinés dans le piège de transport, dont le col était de l'ordre de 40 μm.

Des mesures à différents temps de vol ont été effectuées afin de déterminer la température des atomes dans le réseau. Cependant, comme le nombre d'atomes est restreint, l'extension spatiale du nuage en fonction du temps de vol s'ajuste difficilement avec la fonction (3.4.4) et la température ne peut pas être déterminée très précisément. Elle semble cependant similaire à celle obtenue dans le piège dipolaire après le transport. D'après ces mesures, on constate distinctement que la température des atomes selon z est plus importante que celle selon y. L'hypothèse pour expliquer cette différence repose sur la modification des potentiels avant et après le transfert. Dans la direction z, le nuage était également confiné dans un piège de 40 μm avant le transfert mais se retrouve piégé dans des sites de taille inférieure au micron. La modification du potentiel selon cet axe est donc beaucoup plus importante. Lors du transfert, qui n'est pas parfaitement adiabatique, les atomes sont donc plus chauffés selon l'axe z que selon l'axe y. Ceci explique la

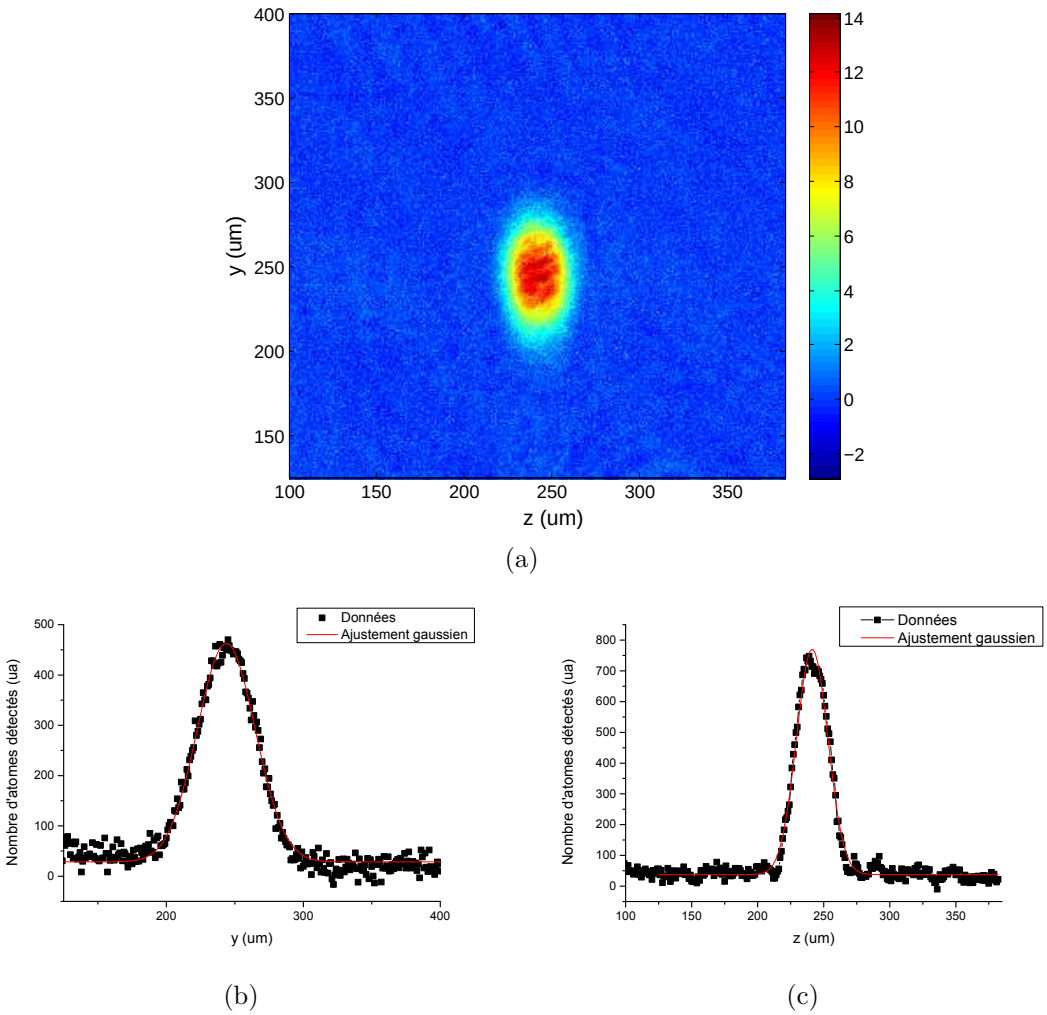


FIGURE 6.14 – (a) Image, après un temps de vol de 0.5 ms, du nuage atomique piégé dans la cavité pendant 20 ms. Les données ont été moyennées sur 10 réalisations afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Le nuage contient environ 21 000 atomes. (b) et (c) Profils respectifs selon les axes y et z, ajustés avec une fonction gaussienne (en rouge). Les *waists* sont respectivement de 42 μm et 24 μm.

température plus chaude selon z.

Afin de s'assurer que les atomes sont bien transportés à l'endroit où se trouve le réseau de la cavité, la position finale du transport est balayée permettant ainsi de trouver la position optimale de transfert, c'est-à-dire l'endroit où le recouvrement entre le faisceau de transport et le réseau intra-cavité (IC) est le meilleur, maximisant le nombre d'atomes transférés. La figure 6.15 présente le résultat d'une telle mesure. Les données s'ajustent mal avec une fonction gaussienne, cependant, si l'on observe la distance au centre pour laquelle le nombre d'atomes vaut 1/e du nombre d'atomes maximum, on trouve environ 120 μm, ce qui correspond approximativement à la largeur du réseau.

Les 21 000 atomes observés dans la cavité correspondent à un taux de transfert de 5% par rapport au nombre d'atomes initialement présents dans le piège de transport. Ce taux n'a pas pu être amélioré dans les conditions expérimentales actuelles, notamment à cause de la faible profondeur du piège intra-cavité ainsi que du recouvrement non optimal entre le piège de transport et le réseau.

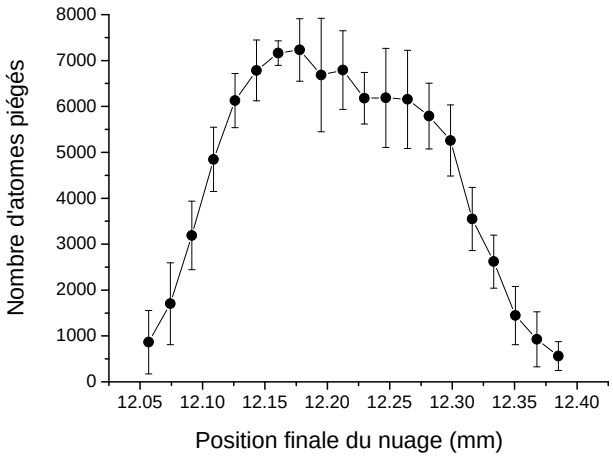


Figure 6.15 – Nombre d'atomes chargés dans la cavité en fonction de la position finale du nuage après transport. Cette figure a été obtenu en moyennant sur cinq jeux de données effectués dans les mêmes conditions expérimentales.

6.2.5 Vers un transfert optimisé

À terme, avec la cavité fibrée, le but de l'expérience est de réaliser une chaine d'une centaine d'atomes uniques seulement, piégés aux sites du réseau intra-cavité. Le taux de transfert en terme de nombre d'atomes ne nécessite donc pas d'être excellent. Cependant, ce qui est critique est le nombre de sites que l'on est capable de peupler lors du transfert, et donc le recouvrement du nuage avec le réseau le long de la cavité. Ce recouvrement ne permet pas de réaliser une chaine atomique si longue avec la méthode actuelle.

Une méthode dynamique permettant de modifier adiabatiquement la forme du potentiel lumineux entre un faisceau gaussien superposé avec le piège de transport et un potentiel plat le long de l'axe de la cavité serait préférable afin de transférer de manière optimale et adiabatique les atomes dans le réseau, comme le montre le schéma 6.16.

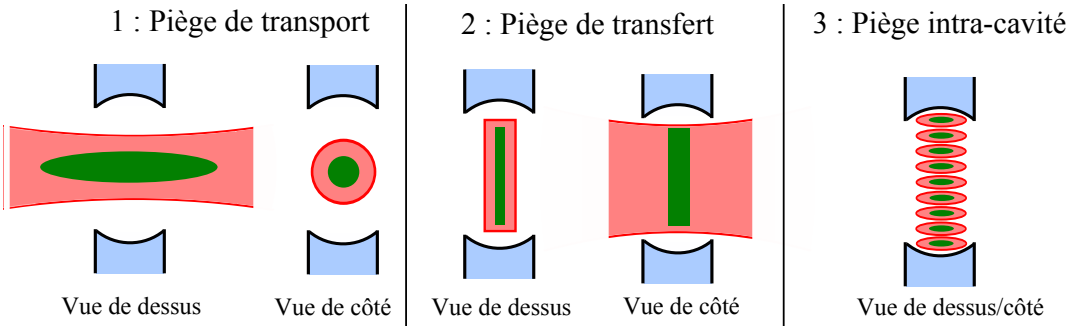


Figure 6.16 – Différentes étapes du transfert qui sera mise en place avec la cavité fibrée. Le mode intra-cavité représenté ici est le TEM_{00}, étant donné que la cavité fibrée sera collée de manière à optimiser le couplage de ce mode. Source : [30].

Ce transfert devrait donc se dérouler en plusieurs phases :

1. Un premier transfert adiabatique des atomes est effectué entre le faisceau gaussien à 1070 nm se propageant selon x et un potentiel intermédiaire de transfert possédant une forme similaire.

2. Ce faisceau intermédiaire est ensuite transformé adiabatiquement en un potentiel plat, super-lorentzien, selon l'axe de la cavité.
3. Un dernier transfert adiabatique entre le potentiel de transfert et le réseau formé par l'onde stationnaire dans la cavité.

En procédant ainsi, il est possible de charger la quasi-totalité des sites du réseau le long de la cavité fibrée, de longueur ~ 125 μm, en assurant un transfert optimal et sans chauffage.

Pour concevoir des potentiels de formes non gaussiennes capables d'évoluer dans le temps, nous envisageons d'utiliser un modulateur spatial de lumière, abrégé SLM (*Spatial Light Modulator*).

Aux SLM à cristaux liquides, dont le temps de relaxation est plus lent, de l'ordre de 20 ms, nous avons préféré une technologie couramment utilisée dans les vidéo projecteurs : la matrice de micro-miroirs (DMD pour *Digital Micro-mirror Device*). Le faisceau incident dont on veut modifier la forme, est réfléchi sur une matrice composée de micro-miroirs pouvant s'orienter individuellement selon deux angles uniquement $\pm\alpha$. Chaque composante réfléchie dans une direction interfère avec les autres micro-réflexions pour former le faisceau final. Ce dispositif possède un temps d'opération inférieur à 50 μs. Cette matrice de micro-miroirs sera donc utilisée pour modifier dynamiquement le potentiel de transfert.

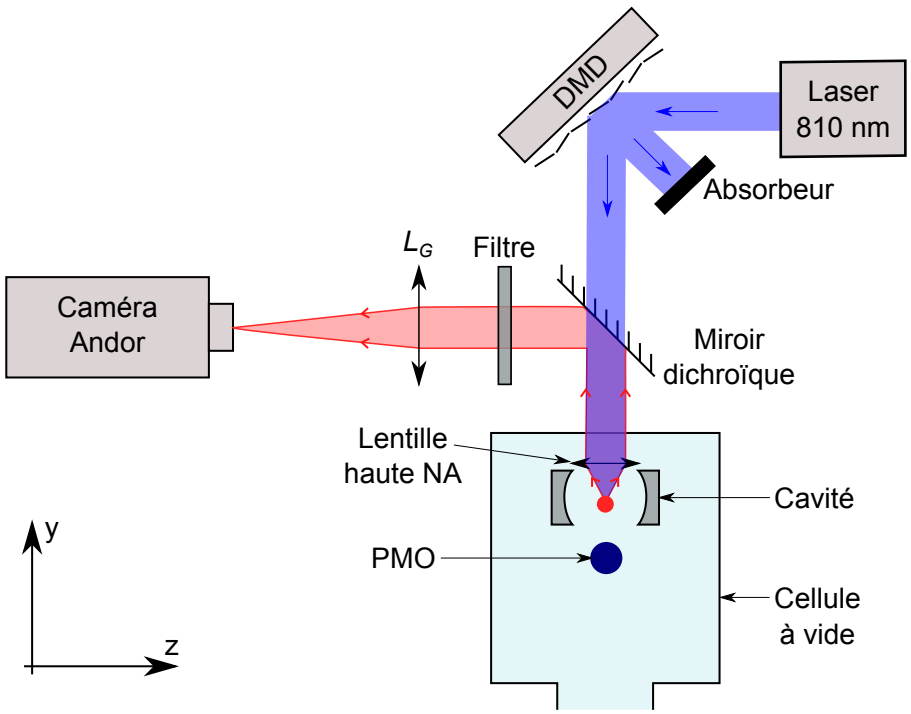


FIGURE 6.17 – Schéma du montage de l'imagerie à haute résolution dans la cavité. La matrice de micro-miroirs, combinée à la lentille de haute NA, permet de créer un potentiel de transfert afin de charger des atomes dans tous les sites de la cavité.

Le faisceau lumineux mis en forme à l'aide du DMD sera focalisé dans la cavité grâce à la lentille de haute ouverture numérique (NA : *Numerical Aperture*), comme l'indique le schéma 6.17. La longueur d'onde du faisceau de transfert doit se situer entre 780 nm et 1050 nm, plage désaccordée dans le rouge sur laquelle la lentille de grande NA est traitée anti-reflet. Ceci exclut l'utilisation du laser à 1070 nm malgré la puissance disponible suffisante. Plus la longueur d'onde est proche de la transition du Rubidium, moins la puissance requise pour créer le piège dipolaire est importante, cependant, plus le taux de

diffusion est grand. La longueur d'onde pour ce piège de transfert est choisie à 810 nm, ce qui permet un bon compromis entre la puissance nécessaire au piégeage et le taux de chauffage. En effet, seulement une vingtaine de milliwatts suffisent pour créer un potentiel suffisamment profond pour contenir un nuage d'une température de l'ordre de la dizaine de μK, ce qui correspond à un taux de chauffage inférieur à 0,5 μK /100 ms.

Le DMD pourrait également servir à générer des gaussiennes extrêmement resserrées, présentant un recouvrement important avec certains sites choisis du réseau. Cet outil pourrait être utilisé pour l'adressage de sites uniques dans le réseau de la cavité. Le potentiel lumineux appliqué sur certains sites permet en effet de créer un décalage lumineux pour les atomes adressés, ceux-ci pouvant alors interagir avec une impulsion micro-onde alors que les autres atomes piégés dans le réseau, mais non soumis au potentiel lumineux additionnel, ne sont pas résonnants avec cette impulsion micro-onde.

6.3 Imagerie de haute résolution

Si la lentille de haute NA située au sien de la cellule peut être utilisée pour améliorer le transfert entre le piège de transport et le réseau intra-cavité à l'aide d'un potentiel dynamique intermédiaire, son rôle principal est de permettre l'imagerie de haute résolution du nuage d'atomes froids piégés à l'intérieur des sites de la cavité.

6.3.1 Système d'imagerie et résolution

Exigences et contraintes

Avec le système d'imagerie de haute résolution, nous voulons être capables de distinguer deux sites du réseau intra-cavité, distants de 780 nm. De plus, nous voulons également pouvoir imager le plus de sites possibles le long de la cavité, ce qui, une fois la cavité fibrée en place, correspond à un champ de vue limité par la diffraction de $\pm$ 50 μm pour une cavité de longueur L $\approx$ 125 μm.

Une des difficultés pour imager à la limite de diffraction un atome piégé dans le réseau est que ce dernier se trouve dans le vide, c'est-à-dire derrière une vitre de verre de 2,5 mm d'épaisseur dans notre cas. Or, même une fenêtre parfaitement plate optiquement introduit des aberrations sphériques dans un système avec une large ouverture numérique.

Une combinaison de plusieurs lentilles sphériques [134], équivalant à un objectif de microscope, peut permettre une telle résolution malgré la fenêtre. Cependant, un autre moyen de résoudre le problème consiste à mettre la lentille d'imagerie dans le vide. Ainsi, les rayons traversent la fenêtre en verre à incidence normale, évitant la déformation des fronts d'onde. Nous avons préféré cette solution, moins couteuse et tout aussi efficace, comme l'ont déjà montré plusieurs équipes. [47, 135].

Une alternative aurait pu être d'utiliser la lentille en guise de fenêtre entre l'air et le vide mais cette option a été écartée car le différentiel de pression sur les deux faces de la lentille pourrait provoquer sa déformation. Aussi légère soit elle, le risque d'altérer l'élément le plus critique du système serait trop grand.

Dispositif expérimental

La lentille asphérique que nous utilisons est un modèle commercial [8] avec une ouverture numérique de 0,5 pour une distance de travail d'environ 5,9 mm et un diamètre d'ouverture effectif de 8 mm. Cette lentille est prévue pour corriger les aberrations induites par une fenêtre de verre de 0,25 mm d'épaisseur (fenêtre protectrice d'une diode laser typique).

8. Thorlabs, 352240-B

L'absence de cette fenêtre provoque l'apparition d'aberrations sphériques pour un faisceau collimaté focalisé dans le plan focal. Cependant, si l'objet à imager est légèrement décalé par rapport au plan focal, l'aberration est corrigée et le faisceau qui en résulte après la lentille est légèrement non collimaté, [135].

L'acquisition de l'image est faite grâce à une caméra CCD de haute résolution [9] dont l'efficacité quantique est supérieure à 90% à 780 nm. Elle est refroidie entre -60° et -100°C pour réduire les faux positifs liés au bruit thermique du semi-conducteur utilisé (aussi appelés *dark counts* en anglais).

Le système d'imagerie comprend la lentille de grande ouverture numérique, de focale $f_{HNA} = 8$ mm et une lentille achromatique de focale $f_G = 750$ mm. Ainsi, le grandissement théorique est $G_{théo} = f_G/f_{HNA} = 93{,}75$. Expérimentalement, on a pu mesurer un grandissement de 96 ± 4 [10]. Ainsi, un pixel de la caméra correspond à 135 nm dans le plan objet. Ce grandissement a été choisi car, pour effectuer l'imagerie à l'intérieur de la cavité, chaque site doit être imagé sur quelques pixels. Si ce nombre est trop important, cela dilue la luminosité déjà peu importante dans le cas où chaque site n'est peuplé que d'un atome unique. À l'inverse, si ce nombre est trop faible, on ne pourra pas distinguer les différents sites.

Un filtre interférentiel est également employé afin de filtrer toute la lumière parasite à une longueur d'onde autre que 780 nm, principalement celle provenant du réseau à 1560 nm quand le nuage est piégé dans la cavité, ou à 1070 nm si l'image est faite dans le piège de transport.

6.3.2 Imagerie à faible grandissement

Il est très délicat de détecter directement les atomes, peu nombreux, dans le réseau intra-cavité avec un si fort grandissement. En effet, le champ d'imagerie est alors restreint à un carré de 140 μm de coté, et le signal recherché est faible.

Afin d'effectuer les premiers réglages, nous avons donc commencé par utiliser un grandissement plus faible en modifiant la focale de la lentille L_G.

Observation du piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique, qui contient un très grand nombre d'atomes, est un excellent candidat pour commencer à chercher un signal de fluorescence. Étant donné l'extension spatiale importante du PMO et le grand nombre de photons qu'il diffuse, on peut utiliser un grandissement de l'ordre de la dizaine uniquement. Cela correspond à une focale $f_G = 100$ mm. Comme le PMO n'est pas situé dans le plan focal de la lentille de grande ouverture numérique, la position de la lentille de grandissement doit être ajustée afin de pouvoir former une image sur la caméra.

La figure 6.18 représente le signal de fluorescence collecté à travers la lentille de haute ouverture numérique. Cette image a été prise en illuminant le nuage pendant 5 ms à l'aide du faisceau de détection 2 se propageant selon l'axe x rétro-réfléchi par un miroir devant lequel est positionné une lame quart d'onde afin que la polarisation du faisceau réfléchi soit tournée de 90° par rapport au faisceau incident. Cela crée une mélasse unidimensionnelle et permet de réduire la lumière parasite par rapport à un éclairement avec les 6 faisceaux de mélasse. Le fait de refroidir les atomes tout en les imageant permet d'intégrer la lumière collectée sur des intervalles de temps plus grands et donc d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit.

Le signal issu du piège dipolaire à la position du piège magnéto-optique est à peine visible, il est beaucoup plus faible que le signal provenant du PMO lui-même.

9. Andor, iKon M934, taille du pixel 13 μm, taille du capteur 13.3 mm × 13.3 mm
10. Le grandissement est déterminé en effectuant l'imagerie d'un mire USAF.

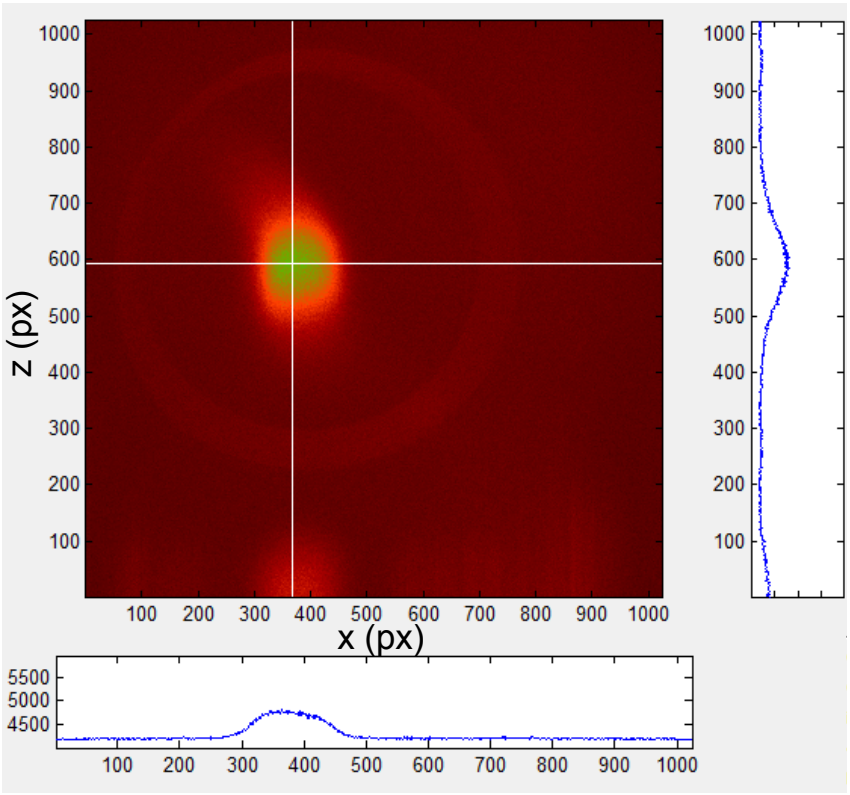


FIGURE 6.18 – Image du PMO effectuée par fluorescence en collectant la lumière avec la lentille de haute ouverture numérique. La croix blanche signale la coupe qui permet d'obtenir les profiles tracés en bas et à droite de l'image.

Observation dans la cavité

Maintenant que nous avons confirmé que le système de détection fonctionne bien sur un objet facile à repérer, le PMO, nous voulons imager le nuage piégé dans la cavité. Pour cela, le grandissement est augmenté en prenant une lentille de focale $f_G = 250$ mm et l'alignement devient alors plus délicat.

Afin de collecter la lumière provenant du piège dipolaire, il faut régler la position du miroir qui permet de diriger les photons diffusés vers la caméra. Comme le signal est faible et que le champ de vision est restreint, il est plus facile d'effectuer l'alignement en envoyant un faisceau laser résonnant depuis la position de la caméra vers le nuage atomique, et, grâce à l'imagerie par absorption, de détecter à quel moment les atomes sont éjectés du piège. Plus le nombre d'atomes éjectés est grand, meilleure est la position du miroir. La lentille L_G est déplacée le long de l'axe optique afin d'effectuer la mise au point. Cependant, malgré les différentes tentatives d'alignement, aucun signal clair n'est détecté lorsque le piège dipolaire de transport est situé au centre de la cavité. Les atomes semblent quitter le piège avant d'avoir diffusé suffisamment de photons pour s'extraire du bruit de l'image.

Mélasse intra-cavité

Afin d'imager les atomes piégés dans la cavité, le signal doit être intégré suffisamment longtemps. Le piège dipolaire à 1560 nm doit donc être allumé, or ceci introduit un décalage lumineux des transitions atomiques. Il faut donc prendre en compte ce décalage lors de l'excitation des atomes par les six faisceaux formant la mélasse intra-cavité. Ceux-ci

sont issus de la deuxième boite séparatrice de faisceaux présentée dans le chapitre 2.

Pour que la configuration d'une mélasse soit optimale, les axes des trois paires de faisceaux doivent être perpendiculaires. Si les faisceaux du piège magnéto-optique satisfont à cette condition, ce n'est pas le cas des faisceaux de la mélasse intra-cavité. En effet, deux des axes correspondent à ceux du PMO et forment donc un angle de 45° par rapport au plan horizontal, le dernier devrait donc être le long de l'axe de la cavité, ce qui est impossible étant donné que l'accès est bloqué par les miroirs. L'axe de cette paire de faisceaux, horizontal, forme donc un angle inférieur à 90° avec le plan contenant les deux autres paires de faisceaux, comme le montre la figure 6.19. L'efficacité de refroidissement selon l'axe de la cavité est donc réduite.

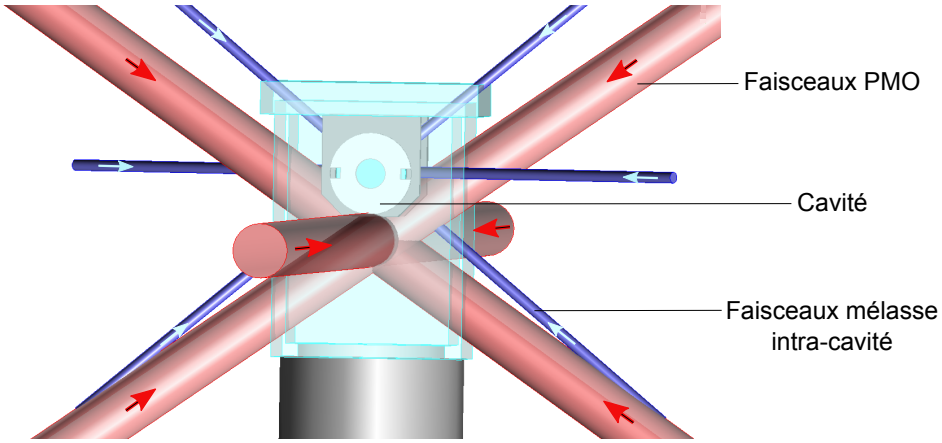


FIGURE 6.19 – Position des faisceaux de la mélasse intra-cavité.

Les faisceaux formant la mélasse doivent être alignés sur la position des atomes. Pour effectuer cet alignement, nous cherchons à chasser les atomes du piège dipolaire de transport à la position de la cavité à l'aide d'un des faisceaux d'une des paires, puis le second faisceau de la paire est superposé au premier. L'opération est répétée pour les deux autres paires de faisceaux.

On peut faire varier le désaccord des faisceaux en modifiant la fréquence de la RF adressée à l'EOM 2 (voir paragraphe 2.3.4) qui permet de modifier la longueur d'onde de la lumière injectée dans le laser esclave 2 permettant de générer les faisceaux de mélasse intra-cavité. Rappelons ici qu'une lumière permettant le repompage des atomes depuis le niveau F=1 vers un état excité est également couplée dans les fibres issues de la boite séparatrice de faisceaux. Sans cela, le refroidissement n'est pas efficace.

Malgré l'installation de la mélasse, qui permet d'étendre le temps d'acquisition du signal de fluorescence sur plusieurs centaines de millisecondes, aucune image n'a pu être prise des atomes piégés au sein de la cavité, que ce soit dans le piège intra-cavité ou dans le piège de transport à la même position. Nous avons donc cherché à comprendre la cause de ce problème.

6.3.3 Limitation de la résolution dans la cavité

Comme aucune image des atomes n'a pu être prise par fluorescence au sein de la cavité, nous avons réduit fortement le grandissement de l'imagerie par absorption selon l'axe x afin de pouvoir visualiser la position du nuage piégé dans la cavité par rapport à la lentille de grande NA. Ainsi, nous pouvons visualiser la lentille ainsi que les miroirs macroscopiques et les atomes à la position du chargement optimal de la cavité.

Défaut de parallélisme des miroirs

Il se trouve que la position finale des atomes transportés dans la cavité ne se situe pas dans le plan d'imagerie de la lentille. Celui-ci était prévu pour coïncider avec l'axe reliant les deux centres de la surface des miroirs, qui, si ces derniers sont parallèles, correspond également à l'axe reliant les deux centres de courbure des miroirs. Le mode de cavité s'établit le long de cet axe. Le décalage du nuage piégé dans la cavité par rapport à au plan d'imagerie de la lentille est de 750 ± 100 μm.

En étudiant de près la photographie 6.20, on remarque que les miroirs ne sont en effet pas parfaitement parallèles l'un à l'autre. L'angle entre les deux miroirs est de 0,6 ± 0,3°. L'image étant pixelisée, la précision de la mesure est basse. Ce défaut d'alignement peut tout à fait expliquer le décalage du mode de cavité par rapport à l'axe central de cette dernière.

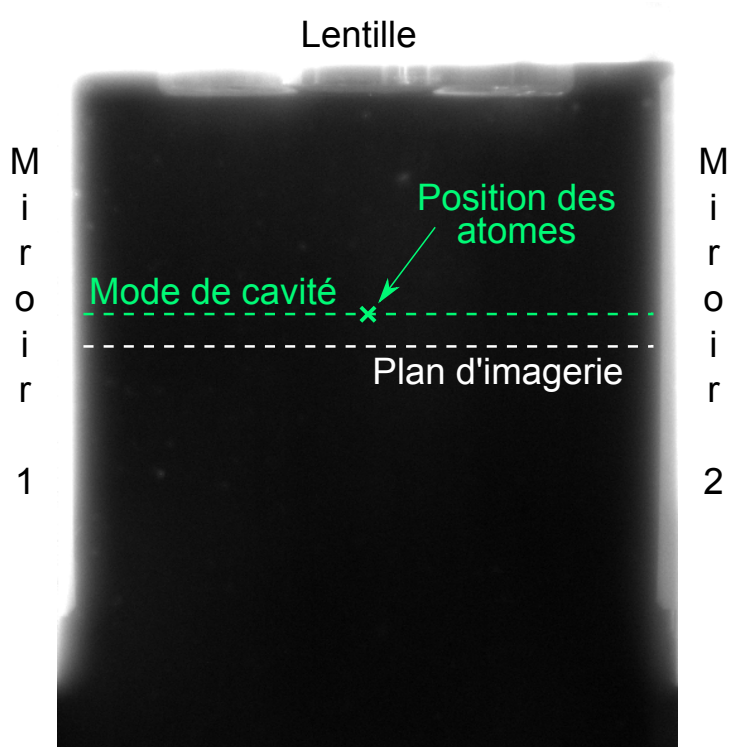


FIGURE 6.20 – Image des miroirs et de la lentille de grande ouverture numériquement. Il existe un angle non nul entre les surfaces des deux miroirs. Par conséquent, le mode de la cavité (en vert) ne s'établit pas dans le plan d'imagerie de la lentille (en blanc).

Le schéma 6.21 présente la situation d'une cavité de longueur L dont l'un des miroirs, ici M_2, est incliné d'un angle α par rapport à l'autre miroir M_1, positionné verticalement.

Dans ce cas, l'axe normal à la surface du miroir M_2 en son centre S_2 forme également un angle α avec l'axe normal à la surface du miroir M_1 au point S_1 . Les centres de courbure respectifs des deux miroirs M_1 et M_2 sont notés C_1 et C_2, leur rayon de courbure R est égal.

Le mode de la cavité ne peut s'établir que sur l'axe reliant les points C_1 et C_2. En effet, c'est selon cet axe qu'un rayon sera réfléchi sur lui même car toute droite qui passe par le centre du cercle est par définition orthogonale à la surface de ce dernier.

Nous cherchons donc à déterminer la distance h qui sépare l'axe horizontal de l'axe du mode de la cavité au centre de cette dernière. Pour cela, nous exprimons d'abord $H = R\tan\alpha$. Ensuite, en utilisant le théorème de Thalès, nous pouvons écrire la relation :

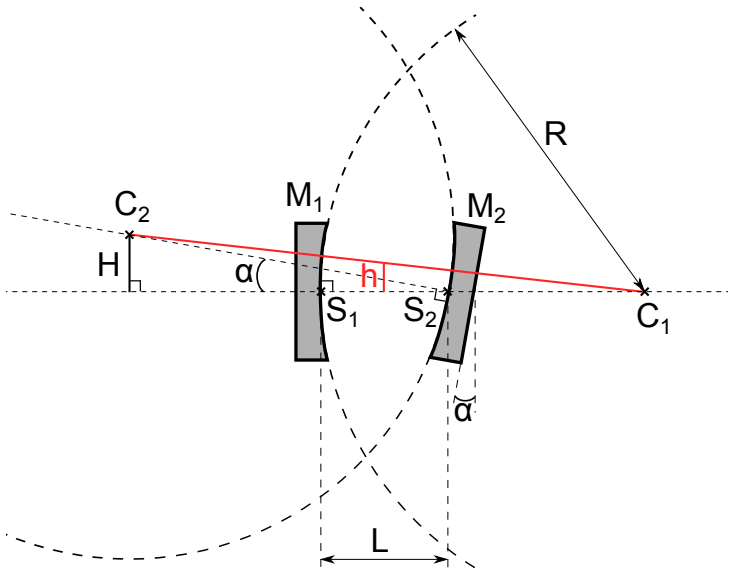


FIGURE 6.21 – Shéma d'une cavité de longueur L dont l'un des miroirs est incliné d'un angle α. Le rayon de courbure de chacun des miroirs vaut R.

$$\frac{h}{H} = \frac{R - L/2}{2R - L} = \frac{1}{2} \tag{6.3.1}$$

Ce qui nous permet d'exprimer le décalage du mode de la cavité par rapport au centre géométrique de celle-ci selon :

$$h = \frac{1}{2} R \tan \alpha \tag{6.3.2}$$

À partir des angles déterminés plus hauts, le décalage calculé est de 520 ± 260 μm. Ce résultat est compatible avec nos observations.

Limitation sur la détection

À cause de ce décalage, le faisceau de photons diffusés par les atomes dans la cavité est divergent après la lentille de grande ouverture numérique. Moins de 5% des photons atteignent donc la lentille L_G, dont le diamètre est limité. Le nombre de photons diffusé par l'ensemble atomique étant déjà faible, ces pertes supplémentaires diluent encore d'avantage le signal provenant des atomes dans le bruit de détection.

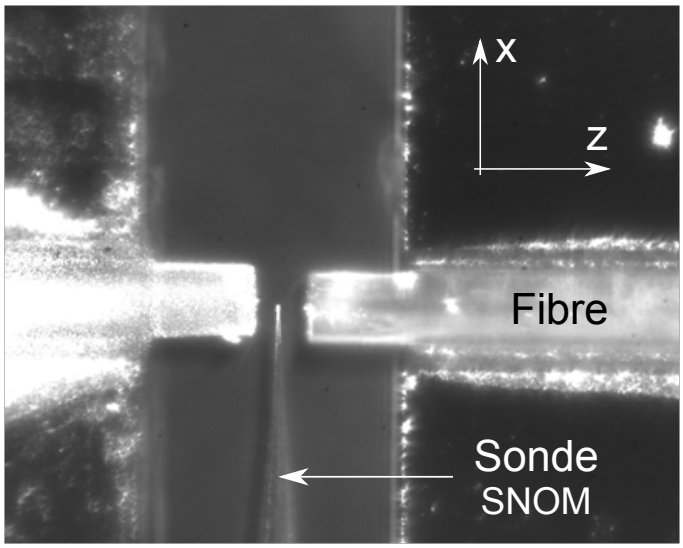
Même si cette divergence est corrigée en ajoutant une autre lentille juste après la lentille de grande ouverture numérique, cela ne permettra pas de corriger les aberrations sphériques liées au fait que l'objet ne se trouve pas dans le plan focal. La résolution ne sera donc pas suffisante pour distinguer les sites uniques du réseau intra-cavité.

Les tests avec la cavité macroscopique s'arrêtent donc sur ce constat. Dès lors que la cavité fibrée sera construite, elle sera implémentée dans le dispositif expérimental, apportant avec elle l'espoir d'imager un registre d'atomes uniques en cavité.

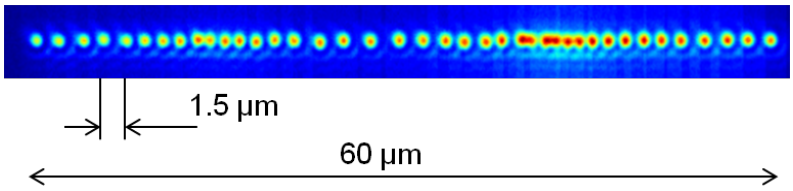
Technique d'alignement pour la cavité fibrée

Il va sans dire qu'un soin tout particulier sera porté au positionnement de la lentille par rapport au mode de la cavité lors du collage de la cavité fibrée. L'un des avantages de la cavité fibrée est que l'on peut déjà imager les fibres avec la lentille de grande NA,

cela permet un premier alignement grossier dont la précision est de l'ordre de la taille des fibres optiques, c'est à dire 125 μm. Après avoir pré-déterminé la position de la lentille par rapport à la cavité à l'aide de ce premier repère, un dispositif d'alignement bien plus précis est mis en place [11]. Il est représenté sur la figure 6.22a.



(a)



(b)

FIGURE 6.22 – (a) Dispositif expérimental permettant le collage de la lentille de grande ouverture numérique à la bonne position par rapport au mode de la cavité. La sonde SNOM est montée sur des platines de translation micrométriques qui permettent de la déplacer selon x, y et z. (b) Image réalisée avec la lentille de grande NA de la lumière diffusée par la sonde SNOM à différentes positions. La sonde est décalée de 1.5 μm entre chaque acquisition. Les points imagés ne sont pas équidistants à cause des vibrations de la pointe de la sonde.

Afin de simuler la lumière émise par les atomes, une sonde de microscope optique en champ proche (SNOM pour *Scanning Near-field Optical Microscopy*) est utilisée. Cette sonde est une fibre optique taillée en pointe et recouverte d'un revêtement en aluminium. Ce revêtement ne couvre cependant pas l'extrémité de la pointe de la fibre dont la lumière peut alors s'échapper. La taille de cette ouverture est de 100 nm. Ce dispositif se comporte donc comme une source lumineuse ponctuelle étant donné que la taille de l'ouverture est inférieure à la résolution attendue par notre système de détection. Cet "atome" factice permettra d'effectuer l'alignement et le collage du système d'imagerie à l'extérieur du vide.

La position du mode de la cavité peut être déterminée en regardant les pertes induites par l'introduction progressive de la sonde SNOM dans la cavité le long de l'axe x. Plus la sonde s'avance dans la cavité, plus les pertes sont grandes, faisant chuter l'intensité

11. Dispositif mis en place par Francesco Ferri, détails dans sa thèse de doctorat à venir.

transmise [12]. La position centrale du mode peut être déterminée avec une précision de $\pm$ 2 μm grâce à cette technique. Une fois celle-ci repérée, la position de la lentille selon l'axe y peut être optimisée afin d'imager la lumière issue de la pointe de la sonde avec le plus de précision possible.

En plus de permettre le collage contrôlé de la position de la lentille par rapport au mode résonnant de la cavité, ce dispositif offre également un moyen de vérifier que la résolution de l'imagerie est bonne le long de l'axe de la cavité et pas seulement à la position centrale de cette dernière. Nous souhaitons en effet imager une chaîne de sites s'étendant le long de l'axe de la cavité sur une petite centaine de microns.

Sur la figure 6.22b, on voit le signal lumineux émis par la sonde SNOM à différentes positions, distantes de 1500 nm, et collecté par la lentille de grande NA. Les points imagés ne sont pas équidistants à cause des vibrations et dérives mécaniques de la pointe de la sonde. Cela permet cependant de confirmer que la lentille de grande ouverture numérique permet de résoudre très distinctement des points séparés de 1500 nm. Les sites de piégeage dans la cavité sont distants d'une demi-longueur d'onde du piège, soit 780 nm. D'après cette image, on infère que la résolution de détails deux fois plus rapprochés ne devrait pas poser de problème.

Tous les détails sur ce travail de caractérisation, d'imagerie et de collage seront disponibles dans la thèse de doctorat de Francesco Ferri.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé la cavité macroscopique de test installée au sein de la cellule à vide. Nous avons constaté que cette dernière présentait une finesse et un taux de couplage supérieurs pour le mode transverse TEM_{02} par rapport au mode fondamental gaussien à 1560 nm. Cette observation, associée à la mesure d'une finesse inférieure à la dizaine pour la lumière à 780 nm, nous laisse penser que la surface des miroirs a pu être endommagée ou recouverte de rubidium, élément très réactif.

Un réseau de sites de piégeage espacés de 780 nm, généré à l'aide d'un laser à 1560 nm, a tout de même pu être créé dans la cavité. Le laser est asservi sur la cavité afin d'assurer des sites de piégeage d'une profondeur stable pour les atomes. Jusqu'à 21 000 atomes ont pu être piégés dans les sites centraux du réseau de la cavité, soit un transfert proche de 5% depuis le piège dipolaire de transport. Dans la version finale de l'expérience, une matrice de micro-miroirs permettra de créer un piège dipolaire de transition afin que les atomes puissent s'étaler le long de l'axe de la cavité avant d'y être piégés. En augmentant ainsi le recouvrement entre le nuage et le réseau de la cavité, la majorité des sites seront accessibles aux atomes le long de l'axe de la cavité, contre seulement une trentaine de sites actuellement. La matrice de micro-miroirs pourra également servir à l'adressage de sites uniques en focalisant la lumière sur le ou les sites choisis.

Le système d'imagerie par fluorescence grâce à la lentille à haute ouverture numérique a été mis en place. Il se compose principalement d'une caméra avec une efficacité quantique supérieure à 90% et la fluorescence au niveau de la cavité est obtenue en ajoutant six faisceaux, contra-propageants par paires et se croisant au centre de la cavité. Ils permettent de former une mélasse à l'intérieur de la cavité et ainsi, en conservant plus longtemps les atomes, de pouvoir intégrer le signal de fluorescence sur un temps long.

Si le piège magnéto-optique, contenant un grand nombre d'atomes, a pu être imagé grâce à sa fluorescence, les atomes piégés dans le réseau intra-cavité n'ont pas pu être résolus à cause d'un léger défaut de parallélisme des miroirs. Cela décale le centre du

12. Cette technique peut être vue comme équivalente à celle de la lame de rasoir utilisée pour déterminer le profil d'un faisceau lumineux.

mode de la cavité verticalement de plusieurs centaines de microns, un tel décalage le long de l'axe optique de la lentille à haute ouverture numérique ne permet pas d'atteindre la résolution limitée par la diffraction que nous attendions à 0,5 μm. Le montage des miroirs macroscopiques a été effectué sans contrôle optique. La construction de la cavité fibrée sera quant à elle effectuée en imageant une source ponctuelle, assurant ainsi l'alignement rigoureux du mode de la cavité avec le plan focal de la lentille de grande ouverture numérique.

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, une nouvelle expérience permettant le refroidissement et la manipulation d'atomes et visant l'obtention d'un registre d'atomes uniques en cavité a été construite. Le dispositif a permis de valider les méthodes expérimentales originales mises en place. Parmi ces méthodes se trouve un système de lasers robustes, conçus et réalisés par nos soins, permettant d'interagir de manière fiable avec les atomes sur de longues périodes d'acquisition. Une source atomique à l'émission modulable sur des échelles de temps de l'ordre de 200 ms, permet la capture rapide d'un grand nombre d'atomes tout en assurant leur conservation longue dans un piège conservatif au sein d'une cellule unique. Nous avons également démontré le transport optique des atomes dans la direction transverse à l'axe faible du piège dipolaire à une vitesse proche de 25 cm/s, et cela, sans pièce mécanique mobile, permettant ainsi le chargement rapide de la cavité fibrée.

Tous ces éléments contribuent à rendre le dispositif robuste, relativement compact, et assure également un taux de répétition rapide de la mesure, indispensable à l'acquisition du grand nombre de données nécessaires aux techniques de tomographie quantique. De plus, l'accès optique à la cavité reste important, ouvrant la voie à de nouvelles possibilités, irréalisables jusqu'ici dans notre équipe, notamment l'implémentation de faisceaux transverses à l'axe de la cavité. Ainsi, le refroidissement intra-cavité sera possible et de nouveaux schémas expérimentaux, incluant des transitions Raman à deux photons, pourront être testés.

Ces nouvelles implémentations peuvent être utilisées dans d'autres types de montages comprenant des atomes froids. La modulation temporelle de pression peut être utilisée pour rendre plus compacts des instruments de mesures transportables faisant usage de la haute précision qu'apportent les atomes froids, comme par exemple des gyromètres ou encore des gravimètres atomiques. Le transport à l'aide du déflecteur acousto-optique peut permettre de déplacer rapidement des ensembles atomiques pour d'autres types d'applications que le chargement d'une cavité, tout en conservant un large accès optique au nuage atomique.

Une des questions qui reste ouverte est la possibilité ou non d'utiliser la source pulsée avec des miroirs de haute finesse. Nous avons en effet observé une baisse inexpliquée de la réflectivité des miroirs macroscopiques mis en place dans la cellule. L'une des possibilités est que le rubidium adhère aux miroirs lors des phases de haute pression du cycle, réduisant ainsi leurs performances. Un élément de réponse pourrait être apporté lors de la mise en place de la cavité miniaturisée, lorsque le vide sera rompu. Les miroirs macroscopiques seront alors accessibles pour analyse.

Une cavité fibrée permettant la création du registre d'atomes uniques désiré sera bientôt montée, permettant de pouvoir étudier des états quantiques intriqués à particules multiples. Le fort couplage collectif des atomes au mode résonnant de la cavité a déjà permis dans une expérience précédente de notre groupe de démontrer la génération et de caractérisation d'états intriqués de plus de 40 atomes [22]. Avec le nouveau dispositif, l'étude de ces états intriqués pourra être étendue aux états non symétriques à l'aide d'un

microscope atomique permettant la mesure au niveau de l'atome unique. Ainsi, le dispositif permettra de générer différents types d'états intriqués qui pourront être complètement caractérisés.

Le nouveau dispositif expérimental contient également les éléments nécessaires pour combiner des méthodes d'électrodynamique quantique en cavité optique avec des techniques d'imagerie de grande résolution. Il présente un grand potentiel quant à la génération et l'étude d'états intriqués mésoscopiques divers, à notre connaissance inédit à ce jour. Ce système alliera en effet une interaction collective à longue portée avec deux procédés de détection : l'un collectif et sans émission spontanée par la cavité, l'autre individuel par l'imagerie haute résolution.

Les perspectives sont nombreuses, allant des domaines les plus fondamentaux aux plus appliquées. De telles possibilités peuvent permettre d'explorer l'intrication autour des transitions de phases quantiques afin d'avoir une compréhension plus fondamentale de ce type de transition [33, 136]. De plus, en augmentant de plus en plus la taille des systèmes intriqués, on peut espérer obtenir une compréhension plus profonde du phénomène de décohérence, qui pose la limite entre les mondes microscopique quantique et macroscopique classique. Un tel dispositif peut notamment générer des états de spin comprimés utiles pour la métrologie quantique, par exemple en tirant avantage de la dynamique dissipative du système [38].

Ce nouveau dispositif expérimental, s'inscrivant dans un contexte d'efforts expérimentaux très actifs visant à l'étude de systèmes intriqués toujours plus étendus et toujours mieux contrôlables, contribuera je l'espère à l'extension de la compréhension de la théorie centenaire qu'est maintenant la mécanique quantique, ainsi qu'à la réalisation d'applications novatrices basées sur les technologies quantiques.

Annexe A

Faisceaux gaussiens et matrices de transfert optique

Faisceau Gaussien

Le mode fondamental gaussien, solution particulière de l'équation d'ondes de Helmholtz dans l'approximation paraxiale [128], s'écrit sous forme normalisée :

$$\begin{aligned} \psi(r,z) &= u(r,z)\,\exp(-ikz) \\ &= \sqrt{\frac{2}{\pi w(z)^2}}\,\exp\left[-\frac{r^2}{w(z)^2} - ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right] \end{aligned} \tag{A.0.1}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et $u(r,z)$ une fonction scalaire complexe décrivant le comportement non-plan de l'onde.

Son profil d'intensité est représenté sur la figure A.1.

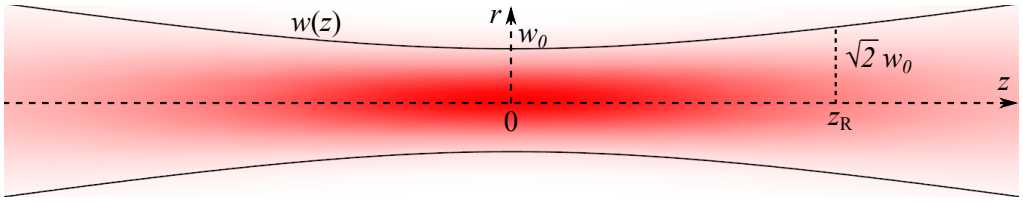


FIGURE A.1 – Profil d'intensité lumineuse d'un faisceau gaussien.

Les paramètres géométriques transversaux du mode sont définis par rapport à la largeur w_0 du col du faisceau et évoluent selon la position sur l'axe z :
- la largeur transverse du faisceau est donnée par :

$$w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{A.0.2}$$

- le rayon de courbure du front d'onde vaut :

$$R(z) = z\left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right] \tag{A.0.3}$$

- la phase de Gouy vaut :

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \tag{A.0.4}$$

La longueur de Rayleigh z_R a été introduite :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{A.0.5}$$

elle correspond à la distance, le long de l'axe de propagation du faisceau, entre le waist w_0 et la position où l'aire de la section du faisceau est doublée. Cette distance peut être vue comme celle séparant les domaines de champ proche et de champ lointain du faisceau gaussien.

Si l'on veut considérer les directions x et y indépendamment, on peut réécrire

$$u(r,z) = u(x,z) \cdot u(y,z) \tag{A.0.6}$$

avec

$$u(x,z) = \left(\frac{2}{\pi w_x(z)^2}\right)^{1/4} \exp\left[-\frac{x^2}{w_x(z)^2} - ik\frac{x^2}{2R_x(z)} + \frac{i\zeta(z)}{2}\right] \tag{A.0.7}$$

Matrices de transfert ABCD

À partir de ce mode gaussien, on peut calculer la propagation du faisceau dans un système optique en utilisant la matrice ABCD du système en question [126]. Ces matrices décrivent l'évolution des rayons de l'optique géométrique dans l'approximation paraxiale, c'est à dire des petits angles, et peuvent aussi être utilisées avec des faisceaux gaussiens. Pour cela, on introduit le paramètre complexe du faisceau $q(z)$ qui rassemble l'information sur la taille du faisceau et le rayon de courbure de ses fronts d'onde :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \tag{A.0.8}$$

Ce paramètre se transformera, lors de son passage dans un système optique décrit par une matrice ABCD, selon :

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \tag{A.0.9}$$

où q et q' correspondent respectivement aux paramètres complexes d'entrée et de sortie du système optique.

L'équation A.0.1 peut se réécrire en fonction du paramètre complexe $q(z)$:

$$u(r,z) = \sqrt{\frac{2}{\pi w(z)^2}} \exp\left(-\frac{ikr^2}{2q(z)}\right) \tag{A.0.10}$$

Les matrices ABCD s'écrivent de la façon suivante pour le passage à travers une lentille mince $M_l(f)$, la libre propagation sur une distance l $M_p(l)$ et la réflexion sur un miroir plan M_r :

$$\mathrm{M}_l(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \qquad M_p(l) = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad M_r = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

en prenant la convention que le faisceau se déplace toujours vers les z positifs [1].

1. le sens de l'axe z change donc avec la réflexion sur un miroir.

Annexe B

Champs magnétiques et homogénéité

Un courant constant circulant dans un fil électrique crée un champ magnétique statique qui peut être calculé par la loi de Biot-Savart :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\vec{dl} \times \vec{\hat{r}}}{r^2} \tag{B.0.1}$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, $\vec{dl}$ est une longueur de l'élément infinitésimal du conducteur transportant le courant électrique I et $\vec{\hat{r}}$ est le vecteur unité depuis l'élément infinitésimal vers le point où le champ magnétique est calculé. Pour une bobine composée de N spires, cette équation peut être résolue analytiquement le long de l'axe central de la bobine, nommé Z.

$$B(z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I N}{((z-d)^2 + R^2)^{3/2}} \tag{B.0.2}$$

où R est le rayon de la bobine, z est la distance entre l'origine O de l'axe Z et le point où le champ est calculé, et d la distance entre l'origine O et le centre de la bobine.

D'après cette formule, on voit que le champ magnétique est inversement proportionnel au cube de la distance à la bobine. Ceci nous incitera donc à placer les bobines le plus proche possible de la cellule afin d'obtenir un champ plus important à courant constant. Réduire le courant qui circule dans les bobines signifie aussi réduire la chaleur dissipée par ces bobines.

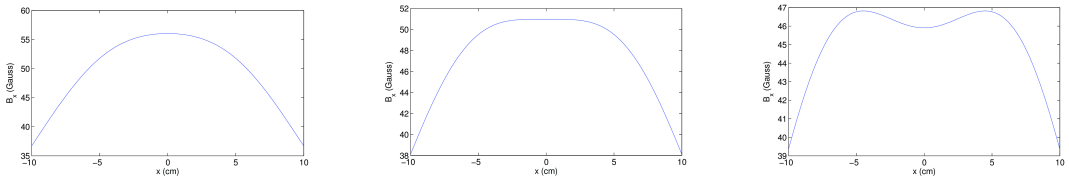
Afin de conserver des atomes indiscernables, on veut que le champ ou le gradient magnétique vu par chacun d'entre eux soit égal. Pour cela, on veut que le champ magnétique soit homogène au centre des bobines, placées sur un axe commun. Pour trouver la distance optimale entre les deux bobines, nous pouvons faire un développement limité autour de z=0, le centre entre les deux bobines, positionnées respectivement à -d/2 et d/2 le long de l'axe :

$$B(z) = B(0) + \frac{\partial B}{\partial z}\Big|_{z=0} \cdot z + \frac{\partial^2 B}{\partial z^2}\Big|_{z=0} \cdot z^2 + O(z^3) \tag{B.0.3}$$

Comme le système est symétrique par rapport au plan central des deux bobines, B(z) est une fonction paire donc $\frac{\partial B}{\partial z}|_{z=0}$ est égale à zéro. Nous chercherons donc la position des bobines qui minimise la variation du terme de second ordre : $\frac{\partial^2 B}{\partial z^2}|_{z=0}$ =0. Cette condition est remplie lorsque la distance d entre les deux bobines est égale au rayon des bobines, menant à la configuration de Helmoltz. Un tel champ est montré sur la figure B.2 (a).

La figure B.1 montre des simulation du profil du champ magnétique le long de l'axe des bobines pour différentes configurations.

Si on inverse maintenant le sens du courant dans l'une des bobines tout en gardant ces dernières a la même position, on obtient la configuration anti-Helmholtz qui produit



(a) $d < R$, (b) $d = R$, (c) $d > R$,

FIGURE B.1 – L'amplitude du champ magnetique le long de l'axe des bobines depend du rapport entre leur rayon R et la distance d entre elles. Dans la configuration de Helmholtz (b), la région où le champ magnétique est constant est plus grande que dans d'autres configurations (a) et (c).

un champ magnétique quadrupolaire dont la valeur est nulle au centre, comme montré sur la figure B.2 (b) et dont le gradient est constant au centre.

D'après les équations de Maxwell, la divergence du champ magnétique doit être nulle. Ceci implique que si un gradient pointant vers le centre des deux bobines est créé le long de l'axe de ses bobines, alors, deux gradients pointant vers l'extérieur les long des deux axes orthogonaux et avec une amplitude deux fois moindre seront également créés. Nous avons ainsi des gradients dans les trois directions de l'espace avec une seule paire de bobines.

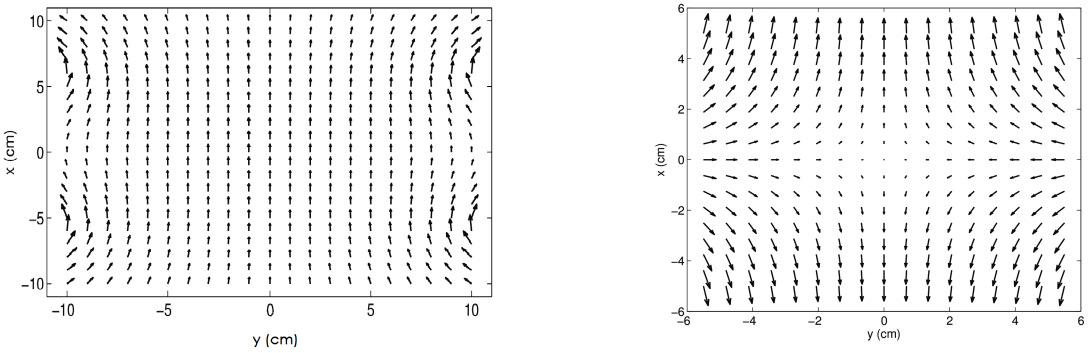


FIGURE B.2 – Le graphique de gauche montre le champ magnétique créé par une paire de bobines dans la configuration Helmholtz. Celui de droite, le champ créé pour la configuration anti-Helmholtz.

On pourrait également choisir d'utiliser une configuration avec plus que seulement deux bobines, comme la configuration de Maxwell par exemple qui utilise trois bobines sur le même axe et grâce à laquelle on obtient une zone d'uniformité du champ plus grand. Cependant, l'ajout d'une bobine supplémentaire compromettrait l'accès optique à la cellule, qui est notre priorité ici. Il en est de même pour les configurations avec un nombre encore plus important de bobines.

Annexe C

Détection par absorption

Toutes les informations que nous recueillons sur les atomes nous parviennent grâce à la lumière avec laquelle ils interagissent. En effet, trois phénomènes traduisent l'interaction entre un atome et un faisceau laser : l'absorption de photons, l'émission spontanée et le déphasage de l'onde. Chacun de ces phénomènes a donné naissance à un type d'imagerie. Nous ne discuterons ici que l'imagerie par absorption, issu du premier. L'imagerie par fluorescence, découlant du deuxième phénomène a également été utilisée.

L'imagerie des atomes donne ainsi accès à des informations telles que le nombre d'atomes dans le nuage, sa forme, sa position, la température des atomes qui le composent, etc.

La détection par absorption consiste à éclairer le nuage atomique avec un faisceau laser sonde polarisé circulairement et résonnant avec la transition F=2 $\rightarrow$ F'=3, un champ magnétique est simultanément appliqué le long de l'axe du faisceau. La lumière absorbée par les atomes forme ainsi une ombre dans le profil d'intensité du faisceau, grâce à laquelle on peut remonter à la densité atomique dans le nuage.

Pour cela, nous acquérons trois images sur une caméra CCD (Charged Couple Device), placée en face de ce faisceau de détection : la première est prise avec le faisceau sonde allumé et les atomes sur son chemin, la deuxième, avec le faisceau sonde également allumé mais une fois que les atomes sont tombés hors du champ de la caméra, et la troisième est prise avec la sonde éteinte et sans atome. Cette derrière image permet de soustraire le fond en l'absence de faisceau d'illumination sur chacune des deux images précédentes. Cette correction est faite pour chaque pixel.

Une correction supplémentaire est apportée afin de tenir compte des fluctuations d'intensité du laser sonde entre les deux impulsions. Pour cela, une zone de référence est définie à un endroit de l'image où il n'y a pas d'atome. On intègre le nombre de coups sur l'ensemble des pixels de cette zone pour chacune des images et ainsi, on peut appliquer un facteur de renormalisation, qui correspond au rapport du nombre de coups dans la zone de référence entre l'image avec et sans atome [137].

Ainsi, nous avons deux images corrigées du bruit de fond et renormalisées l'une par rapport à l'autre : $N_a^{coups}(i,j)$ est le nombre de coups sur le pixel (i,j) de l'image en présence des atomes et $N_s^{coups}(i,j)$ le nombre de coups lorsque le faisceau sonde n'a pas rencontré d'atomes sur son chemin. Dans la suite, l'indice a référera toujours à l'image *avec* les atomes alors que l'indice s sera pour les grandeurs associées à l'image *sans* atomes.

À partir des équations de Bloch optiques pour un système à deux niveaux, on peut écrire la puissance absorbée par un atome sur le champ lumineux [138] comme :

$$P_{abs} = \sigma_0 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \frac{I}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \left(1 + \frac{I}{I_{sat}}\right)} = \sigma(I) I \tag{C.0.1}$$

où $\sigma(I)$ est la section efficace d'absorption de l'atome, définie comme la puissance absorbée (ou réemise, c'est équivalent ici) par l'atome divisée par l'intensité lumineuse incidente. $\sigma_0 = \frac{\hbar\omega_{at}\Gamma}{2I_{sat}}$ est la section efficace de l'atome à résonance et pour une sonde de faible intensité. δ est le désaccord entre le laser et la transition atomique, Γ est la largeur naturelle du niveau excité, ω_{at} la pulsation angulaire de la transition et $I_{sat} = \frac{\hbar\omega_{at}^3\Gamma}{12\pi c^2}$ l'intensité de saturation de la transition utilisée, c étant la célérité de la lumière. Dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ qui sera utilisée pour la détection, on a $\sigma_0 \approx 0{,}291\ \mu\text{m}^2$ et $I_{sat} \approx 1{,}654\ \text{mW/cm}^2$.

On peut donc écrire la variation d'intensité du faisceau laser à résonance selon son axe de propagation z :

$$\frac{dI}{dz} = -\rho\sigma_0 \frac{I}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \tag{C.0.2}$$

où $\rho(x, y, z)$ est la densité spatiale d'atomes dans le nuage.

L'intensité lumineuse détectée par chaque pixel de la CCD est lié au nombre d'atomes présents dans la colonne devant ce pixel. On définit donc la densité colonne $n(x, y)$ à partir de la densité spatiale selon :

$$n(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) dz \tag{C.0.3}$$

et, en utilisant C.0.2, on peut calculer en intégrant sur z :

$$n(x, y) = -\frac{1}{\sigma_0} ln\left(\frac{I_a(x, y)}{I_s(x, y)}\right) + \frac{I_s(x, y) - I_a(x, y)}{\sigma_0 I_{sat}} \tag{C.0.4}$$

On peut maintenant convertir cette densité en nombre d'atomes $N(i, j)$ présents dans la colonne devant le pixel (i,j) de surface s :

$$N(i, j) = -\frac{s}{\sigma_0} ln\left(\frac{I_a(i, j)}{I_s(i, j)}\right) + \frac{s(I_s(i, j) - I_a(i, j))}{\sigma_0 I_{sat}} \tag{C.0.5}$$

Pour une impulsion laser de durée Δt, l'intensité sur un pixel donné est liée au nombre de photons incidents sur ce pixel $\mathcal{N}(i, j)$ et s'écrit :

$$I(i, j) = \frac{\hbar\omega\mathcal{N}(i, j)}{s\Delta t} \tag{C.0.6}$$

Cependant, $\mathcal{N}(i, j) \neq N^{coups}(i, j)$ car tous les photons provenant de la région d'intérêt ne sont pas détectés par la caméra, il y aura en effet des pertes lors de la traversée des différents éléments optiques entre les atomes et la caméra, résultant en une transmission T inférieure à 1. De plus, la conversion d'un photon incident en électron dans le milieu semi-conducteur de la CCD se fait avec un rendement quantique η également inférieur à 1. Finalement, on obtient :

$$N^{coups}(i, j) = T\eta\mathcal{N}(i, j) \tag{C.0.7}$$

Annexe D

Fonctionnement du déflecteur acousto-optique

Dans cette annexe, nous allons détailler d'avantage le fonctionnement d'un déflecteur acousto-optique et notamment l'intérêt d'utiliser un milieu anisotrope comme milieu diffractant. Cela permet d'obtenir un plus grand angle de balayage du faisceau diffracté et ainsi, dans notre cas, de déplacer les atomes sur une plus grande distance.

Certaines parties de cette annexe sont volontairement redondantes avec la section 5.1.3, le but étant d'avoir ici une description consistante et utilisable indépendamment.

Quand une onde acoustique se propage dans un milieu transparent, cela produit une modulation périodique de l'indice de réfraction par effet opto-élastique [119]. Cela donne naissance à un réseau d'indice se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique qui peut diffracter la lumière traversant ce milieu. Ce phénomène s'appelle diffraction acousto-optique.

Cas isotrope :

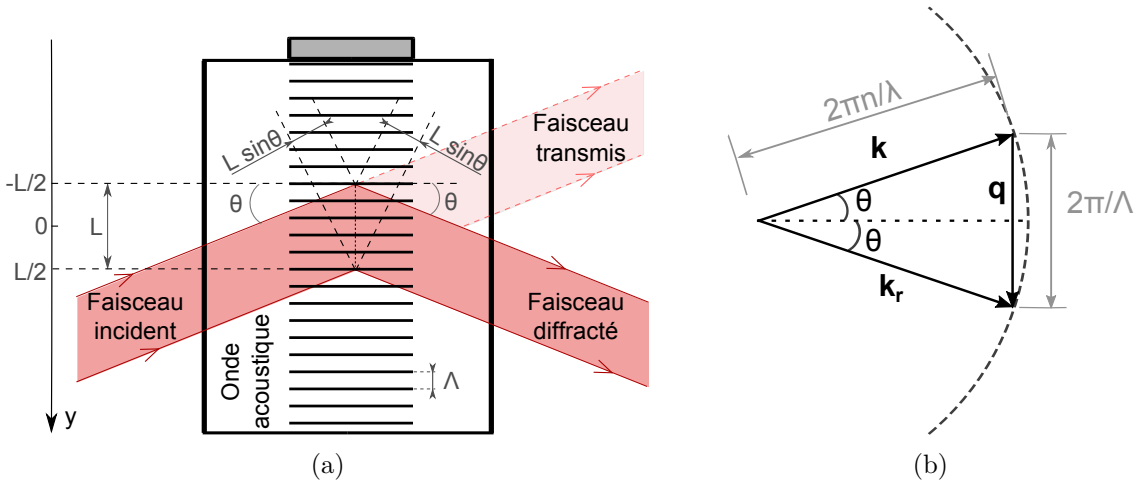
Lorsqu'une onde acoustique se propage selon y dans un milieu optique, que nous considérerons tout d'abord comme isotrope, elle modifie son indice de réfraction n selon :

$$n(y,t) = n - \Delta n \cos(\Omega t - qy) \quad \text{avec} \quad \Delta n = \left(\frac{1}{2} M_2 I_s\right)^{1/2} \tag{D.0.1}$$

où Ω est la pulsation acoustique dans le domaine RF et $q = 2\pi\Omega/v_s$ le nombre d'onde correspondant, avec v_s la vitesse du son. M_2 est la figure de mérite du matériau liée entre autre à sa densité et à sa constante photoélastique, et I_s est l'intensité de l'onde acoustique.

Considérons maintenant une onde optique plane de fréquence ω et de nombre d'onde k qui traverse ce matériau suivant un axe formant un angle θ par rapport à la normale à la direction de propagation de l'onde acoustique, comme indiqué sur le schéma D.1a. La fréquence acoustique étant bien plus faible que la fréquence optique, on peut considérer que l'onde lumineuse voit un réseau statique de pas Λ égal à la longueur d'onde acoustique, cela revient à prendre Ωt comme une phase constante dans l'équation (D.0.1).

L'onde lumineuse qui se propage dans le milieu en arrivant avec l'angle d'incidence θ est partiellement réfléchie sur chaque tranche d'indice du milieu à cause du changement d'indice optique. Dans un premier temps, on fait également l'hypothèse que la réflectance sur les tranches d'indice est faible et donc que l'amplitude de l'onde transmise d'une couche d'indice a l'autre est maintenue constante (pas de déplétion). Cette hypothèse est valide si et seulement si l'amplitude RF est faible.



(a) (b)

FIGURE D.1 – (a) Schéma de l'AOD présentant la réflexion du faisceau incident sur le réseau créé par l'onde acoustique dans le milieu cristallin. (b) Représentation des vecteurs d'onde optique et acoustique pour la condition d'accord de phase dans un cristal isotrope.

En tenant compte du fait que l'onde réfléchie à la position y possède une avance de phase $\phi(y) = 2ky\sin\theta$ par rapport à celle qui est réfléchie en $y = 0$, comme l'indique le schéma D.1a, le coefficient de réflexion en amplitude r est obtenu en intégrant sur l'épaisseur L du milieu illuminé :

$$r = \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{\delta r}{\delta y} e^{i2ky\sin\theta} dy \tag{D.0.2}$$

La variation du coefficient de réflexion selon y peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\delta r}{\delta y} = \frac{\delta r}{\delta n} \cdot \frac{\delta n}{\delta y}$$

où $\frac{\delta r}{\delta n}$ est déterminé grâce aux équations de Fresnel [126] et $\frac{\delta n}{\delta y}$ grâce à l'équation (D.0.1).

Ainsi, l'intensité de la lumière diffractée peut s'écrire :

$$I_r = |r|^2 I = \frac{1}{16}\frac{q^2\Delta n^2}{n^2\sin^4\theta} I L^2 \mathrm{sinc}^2[(q - 2k\sin\theta)\frac{L}{2\pi}] \tag{D.0.3}$$

en notant I l'intensité de l'onde incidente.

Condition de Bragg

La fonction sinus cardinal est maximale lorsque son argument est nul, c'est à dire quand $q = 2k\sin\theta$. Cette condition est vérifiée lorsque :

$$\sin\theta_B = \frac{q}{2k} = \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{D.0.4}$$

où θ_B est l'angle de Bragg, angle pour lequel les ondes réfléchies sur les plans séparés d'une distance Λ interfèrent de manière constructive.

La condition de Bragg peut aussi s'écrire comme une relation entre les vecteurs d'onde acoustique et optique :

$$\vec{k_r} = \vec{k} + \vec{q} \tag{D.0.5}$$

ce qui traduit une condition d'accord de phase comme le montre la figure D.1b. Rappelons que λ est très petit par rapport à Λ donc, en première approximation, la norme du vecteur d'onde optique n'est pas modifiée entre l'onde incidente et l'onde réfléchie.

On peut définir l'efficacité η_0 de diffraction qui correspond au rapport de l'intensité du faisceau diffracté sur l'intensité du faisceau incident pour $\theta = \theta_B$:

$$\eta_0 = \frac{I_r}{I} = |r|^2 = \frac{1}{16}\frac{q^2\Delta n^2}{n^2 \sin^4\theta_B}L^2 = \frac{2\pi^2\Lambda^2 M_2}{n^2\lambda^4}L^2 I_s \tag{D.0.6}$$

On voit que ce rapport est proportionnel à I_s, ce qui signifie que l'efficacité de conversion croit linéairement avec la puissance acoustique. Ce résultat n'est pas acceptable physiquement car, pour I_s suffisamment grand, η_0 devient supérieur à 1, ce qui implique une intensité diffractée plus importante que l'intensité incidente.

Nous avions fait l'hypothèse que l'amplitude de l'onde diffractée était suffisamment faible pour pouvoir considérer l'amplitude de l'onde incidente constante tout au long de sa propagation dans le milieu. Or, si I_s devient grand, cette hypothèse n'est plus valide. En prenant en compte la déplétion de l'onde [119], on trouve l'efficacité exacte η :

$$\eta = \sin^2\sqrt{\eta_0} \tag{D.0.7}$$

On retrouve bien pour $\eta_0 << 1$ que $\sin\sqrt{\eta_0} \approx \sqrt{\eta}_0$, soit $\eta \approx \eta_0$.

Décalage en fréquence

En prenant en compte la vitesse de l'onde acoustique, on peut écrire l'équivalent de la formule (D.0.5) pour les fréquences :

$$\omega_r = \omega + \Omega \tag{D.0.8}$$

Ceci implique que l'onde défléchie est également décalée en fréquence. Ce décalage est très faible par rapport à la fréquence de l'onde optique et est complètement négligeable dans le cas d'un laser dipolaire fortement désaccordé par rapport à la transition atomique. Cependant, c'est ce phénomène qui est exploité dans les modulateurs acousto-optiques (voir 2.3.1) afin de décaler finement la fréquence des lasers de refroidissement ou d'adressage proche de résonance par rapport aux différentes transitions atomiques.

Divergence des faisceaux, cônes de vecteurs d'onde

Pour des vecteurs d'ondes acoustique et optique parfaitement définis, c'est à dire des ondes planes, l'angle d'incidence est extrêmement critique. En effet, la fonction sinus cardial tombe à 0 quand $\theta - \theta_B \approx \lambda/2L$ dans l'approximation des petits angles. Comme L est 4 ordres de grandeur plus grand que λ, l'efficacité est réduite à zéro pour un décalage angulaire inférieur au millième de degré.

En réalité, les faisceaux optiques et l'onde sonore sont tout deux divergents et ne contiennent donc pas un vecteur d'onde unique mais correspondent à un cône de vecteurs d'onde de largeur angulaire respective $\delta\theta \propto \lambda/D$ et $\delta\theta_s \propto \Lambda/D_s$, où D et D_s sont les diamètres des faisceaux optique et acoustique respectivement. Tant que l'un des couples de vecteurs satisfait la condition de Bragg, l'efficacité reste haute, comme indiqué sur la figure D.2.

La tolérance angulaire s'accroit ainsi, ce qui permet de modifier légèrement la fréquence acoustique tout en conservant une efficacité raisonnable. Cependant, ce n'est pas suffisant pour conserver l'efficacité de conversion de l'ordre 1 sur une distance angulaire de plusieurs degrés.

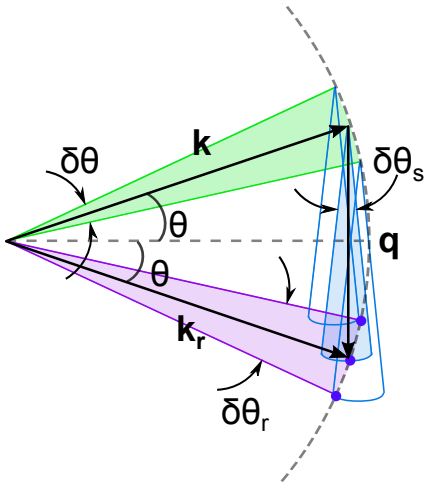


FIGURE D.2 – Dispersion des vecteurs d'onde optique et acoustique. À chaque faisceau est associé un cône de vecteurs d'onde qui rend compte de la divergence des faisceaux. L'onde diffractée contient donc une collection de vecteurs d'ondes différents.

Largeur de bande

Pour déplacer les atomes dans le piège dipolaire, on veut faire varier l'angle de déflexion du faisceau, c'est à dire, modifier la fréquence de la radio-fréquence (RF). Cela signifie que la condition de Bragg ne sera pas toujours respectée. Il faut donc considérer comment varie l'efficacité de conversion en fonction de la fréquence RF. Pour cela, on considère un accord de phase imparfait :

$$\vec{k_r} = \vec{k} + \vec{q} - \vec{\Delta k} \tag{D.0.9}$$

où $\vec{\Delta k}$ est le désaccord qui dépend de la fréquence RF. Pour un angle d'incidence optique fixé, il convient de réécrire l'équation (D.0.7) à partir de (D.0.3) sous la forme :

$$\eta = \sin^2 \sqrt{\eta} \cdot \mathrm{sinc}^2[\Delta k \frac{L}{2\pi}] \tag{D.0.10}$$

L'efficacité varie donc en sinus cardinal au carré par rapport à Δk, c'est à dire par rapport à Ω et présente donc un maximum unique lorsque le désaccord est nul. La largeur de bande $\Delta\Omega$ est définie comme l'intervalle de fréquences RF où l'efficacité reste supérieure à 70%.

Cas anisotrope

Pour un déflecteur acousto-optique, nous cherchons à rendre cet intervalle le plus étendu possible. Pour cela, nous allons maintenant considérer un matériau anisotrope présentant un indice de réfraction différent selon différentes directions du cristal.

L'interaction d'une onde optique polarisée linéairement avec une onde acoustique dans un milieu anisotrope peut être décrite de la même manière que précédemment. L'onde incidente est réfléchie par le réseau acoustique si la condition de Bragg d'interférences constructives est satisfaite. Cependant, l'onde incidente et l'onde réfléchie se propagent avec des vitesses différentes dans le milieu, leur nombre d'onde n'est donc plus égal comme c'était le cas précédemment. L'angle de réfraction et l'angle incident ne sont par conséquent pas égaux. La condition d'accord de phase s'écrit toujours selon l'équation (D.0.5) mais cette fois, les amplitudes de $\vec{k}$ et $\vec{k_r}$ diffèrent : $k = 2\pi n/\lambda$ et $k_r = 2\pi n_r/\lambda$. Ici, n et n_r sont les indices de réfraction de l'onde incidente et de l'onde réfléchie respectivement.

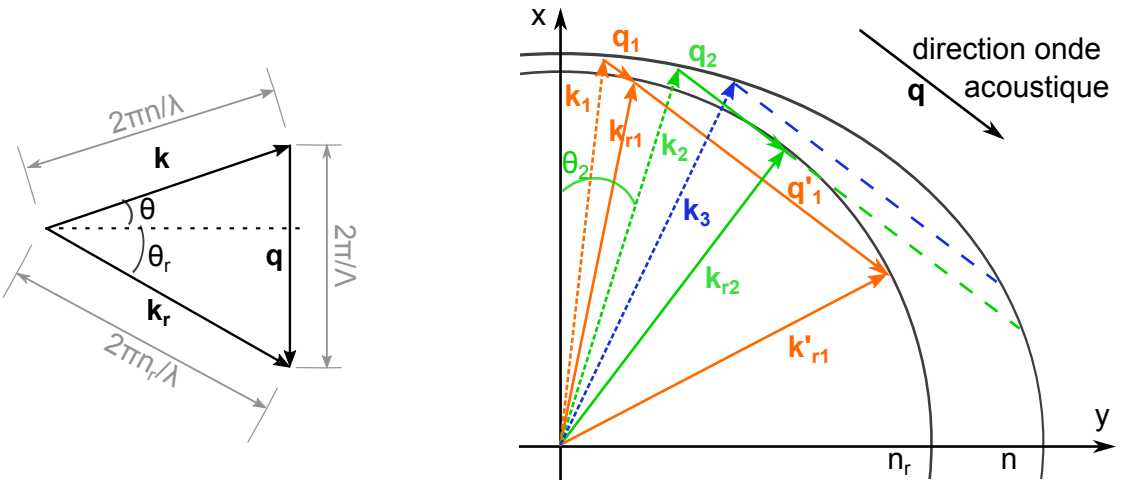
D'après la figure D.3a, on peut remplacer l'équation vectorielle (D.0.5) par deux équations scalaires :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_r \cos\theta_r = \frac{2\pi}{\lambda_0} n \cos\theta$$
$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_r \sin\theta_r + \frac{2\pi}{\lambda_0} n \sin\theta = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Soit, en simplifiant :

$$n_r \cos\theta_r = n \cos\theta \tag{D.0.11}$$
$$n_r \sin\theta_r + n \sin\theta = \frac{\lambda_0}{\Lambda} \tag{D.0.12}$$

Comme n et n_r sont des fonctions de θ et θ_r, on peut résoudre ces équations, afin de trouver θ et θ_r [126]. Ce calcul n'est pas direct, il ne sera donc pas présenté ici.



(a) (b)

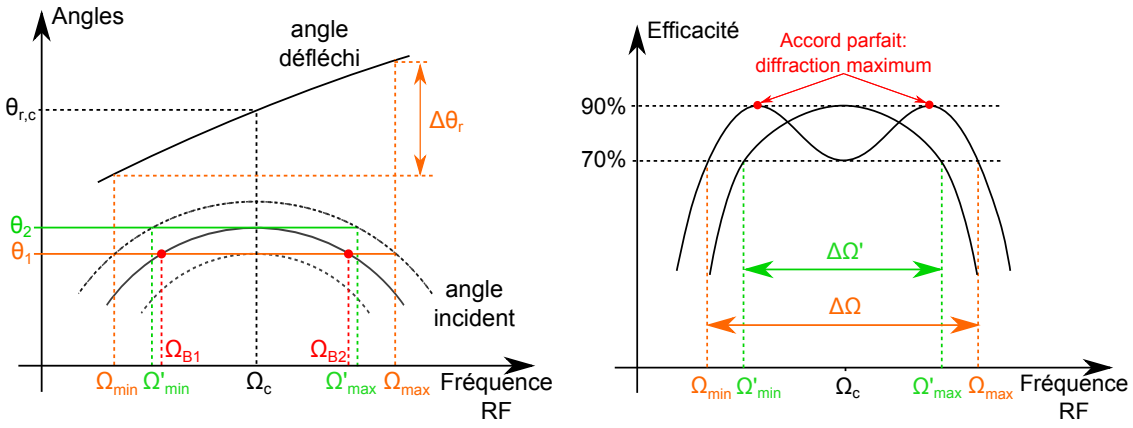
FIGURE D.3 – (a) Représentation des vecteurs d'onde pour la condition d'accord de phase pour un cristal anisotrope. (b) Schéma des vecteurs d'onde dans le cristal. Les vecteurs incidents, représentés en pointillés, reposent sur l'ellipse des indices n alors que les vecteurs d'onde diffractés, en traits pleins, reposent sur l'ellipse n_r.

Sur le schéma D.3b sont représentés différentes situations possibles dans le cas d'un cristal anisotrope. Commençons par regarder le vecteur d'onde incident $\vec{k_1}$ (en orange) qui repose sur l'ellipse de indice n. La direction de propagation de l'onde acoustique est fixée, elle est représentée par le vecteur $\vec{q}$. L'onde diffractée se propage selon une direction et avec une polarisation différente de l'onde incidente, son vecteur d'onde repose sur l'ellipse n_r. Pour le vecteur d'onde incident $\vec{k_1}$, il y a deux angles de déflection possibles, correspondants aux vecteurs d'onde $\vec{k_{r1}}$ et $\vec{k'_{r1}}$, pour deux fréquences acoustiques différentes de vecteurs d'onde respectifs $\vec{q_1}$ et $\vec{q'_1}$.

Si l'on regarde maintenant le vecteur d'onde $\vec{k_2}$ (en vert) incident avec un angle θ_2, on voit que l'onde acoustique est tangente à l'ellipse d'indice n_r en ce point, cela implique un seul vecteur d'onde réfléchi $\vec{k_{r2}}$.

Ensuite, pour un vecteur d'onde tel que $\vec{k_3}$ (en bleu) avec un angle d'incidence supérieur à θ_2, il n'y a pas de défléction possible, le vecteur d'onde acoustique ne croise en effet jamais l'ellipse d'indice n_r.

On peut ainsi tracer les angles incidents et réfléchis en fonction de la fréquence RF, c'est à dire en fonction de la norme du vecteur $\vec{q}$ comme le montre le schéma D.4a.



(a) (b)

FIGURE D.4 – Schéma explicatif de la forme du profil d'efficacité de l'AOD basé sur la biréfringence du cristal. (a) Dépendance des angles permettant l'accord parfait (trait plein) et un accord menant à une efficacité de 70% (pointillés) en fonction de la fréquence acoustique. (b) Courbes d'efficacité correspondantes.

D'après le schéma D.3b, l'angle incident augmente avec la fréquence RF, formant un vecteur défléchi $\vec{k_r}$ avec un angle défléchi croissant, jusqu'à la situation particulière où $\vec{k} = \vec{k_2}$, quand le vecteur d'onde $\vec{q}$ est tangent à l'ellipse des indices du faisceau défléchi. À partir de ce point, l'augmentation de la fréquence RF entraine une diminution de θ et donne naissance aux vecteurs d'onde réfléchis $\vec{k'_r}$ dont l'angle de défléction est quant à lui toujours croissant.

Le profil d'efficacité de diffraction est montré sur le schéma D.4b pour deux angles incidents θ_1 et θ_2. À l'angle incident θ_2 correspond le vecteur d'onde acoustique tangent à l'ellipse des indices n_r. Ainsi, le profil d'efficacité présente un maximum à Ω_c, la fréquence correspondante et la largeur de bande est $\Delta\Omega' = \Omega'_{max} - \Omega'_{min}$. L'angle θ_1 quant à lui est choisi de sorte à être tangent à la courbe qui représente la condition d'accord de phase menant à une efficacité de 70% sous la courbe d'accord de phase parfait. Ainsi, à mesure que la fréquence RF augmente, l'efficacité croit d'abord jusqu'à atteindre l'accord parfait à Ω_{B1}, alors l'efficacité décroit à nouveau jusqu'à la fréquence acoustique centrale Ω_c pour augmenter jusqu'au second maximum à Ω_{B2} puis diminuer à nouveau. La largeur de bande $\Delta\Omega$ est alors supérieure à $\Delta\Omega'$ considérée précédemment. L'efficacité dans un milieu isotrope présenterai la même tendance que la courbe correspondant à l'angle incident θ_2, avec une largeur de bande moindre car l'angle d'incidence augmente de façon linéaire avec l'angle réfléchi.

Bibliographie

[1] Albert Einstein, Boris Podolsky, and Nathan Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ? *Physical review*, 47(10) :777, 1935. xi

[2] TH Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187 :493–494, 1960. xi

[3] DJ Wineland, RE Drullinger, and FL Walls. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. *Physical Review Letters*, 40(25) :1639, 1978. xi

[4] William D Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Physical Review Letters*, 48(9) :596, 1982.

[5] Steven Chu, Leo Hollberg, John E Bjorkholm, Alex Cable, and Arthur Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, 55(1) :48, 1985. xi

[6] EL Raab, M Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and David E Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631, 1987. xi

[7] Wolfgang Petrich, Michael H Anderson, Jason R Ensher, and Eric A Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Physical Review Letters*, 74(17) :3352, 1995. xi

[8] Steven Chu, JE Bjorkholm, A Ashkin, and Alex Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, 57(3) :314, 1986. xi

[9] Erwin Schrödinger. Discussion of probability relations between separated systems. In *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, volume 31, pages 555–563. Cambridge Univ Press, 1935. xi

[10] Ryszard Horodecki, Paweł Horodecki, Michał Horodecki, and Karol Horodecki. Quantum entanglement. *Reviews of modern physics*, 81(2) :865, 2009. xi

[11] Alain Aspect, Jean Dalibard, and Gérard Roger. Experimental test of bell's inequalities using time-varying analyzers. *Physical review letters*, 49(25) :1804, 1982. xi

[12] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller. Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :5932–5935, Dec 1998. xii

[13] Charles H Bennett and David P DiVincenzo. Quantum information and computation. *Nature*, 404(6775) :247–255, 2000. xii

[14] Vittorio Giovannetti, Seth Lloyd, and Lorenzo Maccone. Quantum-enhanced measurements : beating the standard quantum limit. *Science*, 306(5700) :1330–1336, 2004. xii

[15] IM Georgescu, S Ashhab, and Franco Nori. Quantum simulation. *Reviews of Modern Physics*, 86(1) :153, 2014. xii

[16] Anonymous. Proceedings of the american physical society (note b10). *Phys. Rev.*, 69 :674–674, Jun 1946. xiii, 5

[17] Y Kaluzny, P Goy, M Gross, JM Raimond, and S Haroche. Observation of self-induced rabi oscillations in two-level atoms excited inside a resonant cavity : the ringing regime of superradiance. *Physical review letters*, 51(13) :1175, 1983. xiii

[18] Serge Haroche. Nobel lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary*. *Rev. Mod. Phys.*, 85 :1083–1102, Jul 2013. xiii

[19] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, and H. J. Kimble. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity. *Science*, 303(5666) :1992–1994, 2004. xiii

[20] Schuster D. I. Blais A. Frunzio L. Huang R.-S. Majer J. Kumar S. Girvin S. M. Schoelkopf R. J. Wallraff, A. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. *Nature*, 431(7005) :162–167, 2004. xiii

[21] JP Reithmaier, G Sęk, A Löffler, C Hofmann, S Kuhn, S Reitzenstein, LV Keldysh, VD Kulakovskii, TL Reinecke, and A Forchel. Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system. *Nature*, 432(7014) :197–200, 2004. xiii

[22] Florian Haas, Jürgen Volz, Roger Gehr, Jakob Reichel, and Jérôme Estève. Entangled states of more than 40 atoms in an optical fiber cavity. *Science*, 344(6180) :180–183, 2014. xiii, 9, 10, 177

[23] Giovanni Barontini, Leander Hohmann, Florian Haas, Jérôme Estève, and Jakob Reichel. Deterministic generation of multiparticle entanglement by quantum zeno dynamics. *Nature*, Accepté pour publication, 2015. xiii

[24] V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, and L.P. Pitaevskii. *Quantum Electrodynamics*. Course of theoretical physics. Butterworth-Heinemann, 1982. 2

[25] Herbert Walther, Benjamin T H Varcoe, Berthold-Georg Englert, and Thomas Becker. Cavity quantum electrodynamics. *Reports on Progress in Physics*, 69(5) :1325, 2006. 2

[26] H G Reik. A generalized potential in the theory of the rabi and e(x) epsilon jahn-teller system. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 26(22) :6549, 1993. 3

[27] E. T. Jaynes and F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, 51(1) :89–109, Jan 1963. 3

[28] Guilhem Dubois. *Préparation, manipulation et détection d'atomes uniques sur une puce à atomes*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. 4

[29] CW Gardiner and MJ Collett. Input and output in damped quantum systems : Quantum stochastic differential equations and the master equation. *Physical Review A*, 31(6) :3761, 1985. 4

[30] Sébastien Garcia. *Interfaces fibrées entre atomes uniques et photons uniques*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure, 2015. 5, 13, 14, 15, 17, 18, 21, 22, 56, 62, 156, 165

[31] R. H. Dicke. Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys. Rev.*, 93 :99–110, Jan 1954. 5, 9

[32] F. Dimer, B. Estienne, A. S. Parkins, and H. J. Carmichael. Proposed realization of the dicke-model quantum phase transition in an optical cavity qed system. *Phys. Rev. A*, 75 :013804, Jan 2007. 5, 6, 7

[33] Amico Luigi Falci G. Fazio Rosario Osterloh, A. Scaling of entanglement close to a quantum phase transition. *Nature*, 416 :608–610, Apr 2002. 5, 178

[34] Michael Tavis and Frederick W Cummings. Exact solution for an n-molecule—radiation-field hamiltonian. *Physical Review*, 170(2) :379, 1968. 6

[35] Markus P Baden, Kyle J Arnold, Arne L Grimsmo, Scott Parkins, and Murray D Barrett. Realization of the dicke model using cavity-assisted raman transitions. *Physical review letters*, 113(2) :020408, 2014. 6, 7

[36] Kristian Baumann, Christine Guerlin, Ferdinand Brennecke, and Tilman Esslinger. Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity. *Nature*, 464(7293) :1301–1306, 2010. 6

[37] Andreas Osterloh, Luigi Amico, Giuseppe Falci, and Rosario Fazio. Scaling of entanglement close to a quantum phase transition. *Nature*, 416(6881) :608–610, 2002. 7

[38] Emanuele G Dalla Torre, Johannes Otterbach, Eugene Demler, Vladan Vuletic, and Mikhail D Lukin. Dissipative preparation of spin squeezed atomic ensembles in a steady state. *Physical review letters*, 110(12) :120402, 2013. 7, 178

[39] Jürgen Volz, Roger Gehr, Guilhem Dubois, Jérôme Estève, and Jakob Reichel. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange. *Nature*, 475(7355) :210–213, 2011. 8

[40] Roger Gehr, Jürgen Volz, Guilhem Dubois, Tilo Steinmetz, Yves Colombe, Benjamin L. Lev, Romain Long, Jérôme Estève, and Jakob Reichel. Cavity-based single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :203602, May 2010. 8

[41] Florian Haas. *Creation of entangled states of a set of atoms in an optical cavity*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2014. 8, 9, 10

[42] G.S. Agarwal. *Quantum Optics*. Quantum Optics. Cambridge University Press, 2013. 9

[43] W. Dür, G. Vidal, and J. I. Cirac. Three qubits can be entangled in two inequivalent ways. *Phys. Rev. A*, 62 :062314, Nov 2000. 9

[44] Christian F. Roos, Mark Riebe, Hartmut Häffner, Wolfgang Hänsel, Jan Benhelm, Gavin P. T. Lancaster, Christoph Becher, Ferdinand Schmidt-Kaler, and Rainer Blatt. Control and measurement of three-qubit entangled states. *Science*, 304(5676) :1478–1480, 2004. 11

[45] M. Pisco V. La Ferrara A. Cusano A. Micco, A. Ricciardi. Optical fiber tip templating using direct focused ion beam milling. *Nature, Scientific Reports*, 5(15935), 2015. 13

[46] Ralf Kohlhaas Klemens Schüppert Peter Rosenbusch Romain Long Jakob Reichel Konstantin Ott, Sebastien Garcia. Millimeter-long fiber fabry-perot cavities. *arXiv*, Mar 2016. 13, 15

[47] Gillen Jonathon I. Peng Amy Folling Simon Greiner Markus Bakr, Waseem S. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 462 :74– 77, 2009. 16, 167

[48] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier. Collisional blockade in microscopic optical dipole traps. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :023005, Jun 2002. 17

[49] T Grünzweig, A Hilliard, M McGovern, and MF Andersen. Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap. *Nature Physics*, 6(12) :951–954, 2010. 18

[50] Bindiya Arora, MS Safronova, and Charles W Clark. Magic wavelengths for the n p- n s transitions in alkali-metal atoms. *Physical Review A*, 76(5) :052509, 2007. 19

[51] J. P. Brantut, J. F. Clément, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 78 :031401, Sep 2008. 19

[52] Ch Monroe, DM Meekhof, BE King, SR Jefferts, WM Itano, DJ Wineland, and P Gould. Resolved-sideband raman cooling of a bound atom to the 3d zero-point energy. *Physical Review Letters*, 75(22) :4011, 1995. 21

[53] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, and P. S. Jessen. Resolved-sideband raman cooling to the ground state of an optical lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :4149–4152, May 1998. 21

[54] Jeffrey Douglas Thompson, TG Tiecke, Alexander S Zibrov, V Vuletić, and Mikhail D Lukin. Coherence and raman sideband cooling of a single atom in an optical tweezer. *Physical review letters*, 110(13) :133001, 2013. 21

[55] R Taïeb, R Dum, JI Cirac, P Marte, and P Zoller. Cooling and localization of atoms in laser-induced potential wells. *Physical Review A*, 49(6) :4876, 1994. 21

[56] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Hänsch, and M. Weitz. Resolving and addressing atoms in individual sites of a co_2-laser optical lattice. *Phys. Rev. A*, 62 :051801, Oct 2000. 23

[57] Waseem S Bakr, Amy Peng, M Eric Tai, Ruichao Ma, Jonathan Simon, Jonathon I Gillen, Simon Foelling, Lode Pollet, and Markus Greiner. Probing the superfluid-to-mott insulator transition at the single-atom level. *Science*, 329(5991) :547–550, 2010. 23

[58] Manuel Endres, Marc Cheneau, Takeshi Fukuhara, Christof Weitenberg, Peter Schauß, Christian Groß, Leonardo Mazza, Mari Carmen Bañuls, L Pollet, Immanuel Bloch, and Stefen Kuhr. Observation of correlated particle-hole pairs and string order in low-dimensional mott insulators. *Science*, 334(6053) :200–203, 2011. 23

[59] Rainer Blatt and David Wineland. Entangled states of trapped atomic ions. *Nature*, 453(7198) :1008–1015, 2008. 23

[60] Christof Weitenberg, Manuel Endres, Jacob F Sherson, Marc Cheneau, Peter Schauss, Takeshi Fukuhara, Immanuel Bloch, and Stefan Kuhr. Single-spin addressing in an atomic mott insulator. *Nature*, 471(7338) :319–324, 2011. 23, 24

[61] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266 :609–613, October 2006. 25, 30, 34, 41

[62] A. Steck. Rubidium 87 d line data, September 2001. 25, 74, 77

[63] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1) :1–20, 1991. 26

[64] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 112 :1940–1949, Dec 1958. 26

[65] CNES. Pharao, la future horloge à atomes froids de la station spatiale internationale, 2015. 28

[66] P. Zorabedian and Jr. W. R. Trutna. Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser. *Opt. Lett.*, 13(10) :826–828, Oct 1988. 28

[67] Radiant Dyes Laser. Diode-laser, 2015. 34

[68] MOG Laboratories. Cateye diode laser cel002, June 2015. 34

[69] A. Steinbach K. B. MacAdam and C. Wieman. A narrowband tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for cs and rb. *American Journal of Physics*, 60 :1098, sept 1992. 38

[70] Eagleyard Photonics. Alignment of a dfb mopa system with dfb tpa configuration, 2015. 43

[71] Jon H. Shirley. Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy. *Opt. Lett.*, 7(11) :537–539, Nov 1982. 48

[72] D J McCarron, S A King, and S L Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, 19(10) :105601, 2008. 48, 51

[73] R. Miles and S. Harris. Optical third-harmonic generation in alkali metal vapors. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 9(4) :470–484, Apr 1973. 50

[74] R. K. Raj, D. Bloch, J. J. Snyder, G. Camy, and M. Ducloy. High-frequency optically heterodyned saturation spectroscopy via resonant degenerate four-wave mixing. *Phys. Rev. Lett.*, 44 :1251–1254, May 1980. 50

[75] Long Zhe Li, Sang Eon Park, Heung-Ryoul Noh, Jong-Dae Park, and Chang-Ho Cho. Modulation transfer spectroscopy for a two-level atomic system with a non-cycling transition. *Journal of the Physical Society of Japan*, 80(7) :074301, 2011. 51

[76] Gary C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Opt. Lett.*, 5(1) :15–17, Jan 1980. 51

[77] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, 76(6), 2005. 56

[78] Francesco Ferri. A steerable optical trap for cold atoms based on an acousto-optical deflector. Master's thesis, Università degli studi di Milano, 2014. 56, 130, 131, 132, 135, 136, 138

[79] Torben Pöpplau. Laser-cavity locking system for a single atom register strongly coupled to an optical fiber cavity. Master's thesis, Universität Hamburg, 2015. 56, 154, 155, 156, 157, 158

[80] Francesco Ferri. *En préparation.* PhD thesis, Ecole Normale Supérieure, Prévue en 2017. 62

[81] Konstantin Ott. *En préparation.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2016. 62

[82] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :2631–2634, Dec 1987. 69

[83] C. Cohen-Tannoudji and D. Guéry-Odelin. *Advances in Atomic Physics : An Overview.* World Scientific, 2011. 78

[84] Min Sung Yoon. *Experiments on magnetic transport, magnetic trapping, and Bose-Einstein condensation.* PhD thesis, The Queen's College, University of Oxford, 2009. 83

[85] William H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Progress in Quantum Electronics*, 8(3) :181 – 199, 1984. 84

[86] 86

[87] Anton Piccardo-Selg. *Degenerate Quantum Gases : Towards Bose-Einstein Condensation of Sodium.* PhD thesis, Faculty of Physics and Astronomy, University of Heidelberg, 2008. 86

[88] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3352–3355, Apr 1995. 86

[89] T. Lauber, J. Küber, O. Wille, and G. Birkl. Optimized bose-einstein-condensate production in a dipole trap based on a 1070-nm multifrequency laser: Influence of enhanced two-body loss on the evaporation process. *Phys. Rev. A*, 84 :043641, Oct 2011. 88, 91, 92, 121

[90] S. Stringari. Collective excitations of a trapped bose-condensed gas. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :2360–2363, Sep 1996. 93

[91] Pierre-Alexandre Pantel, Dany Davesne, Silvia Chiacchiera, and Michael Urban. Trap anharmonicity and sloshing mode of a fermi gas. *Phys. Rev. A*, 86 :023635, Aug 2012. 93

[92] N. Poli, R. J. Brecha, G. Roati, and G. Modugno. Cooling atoms in an optical trap by selective parametric excitation. *Phys. Rev. A*, 65 :021401, Jan 2002. 100

[93] G. Roati R. Jàuregui, N. Poli and G. Modugno. Anharmonic parametric excitation in optical lattices. *Phys. Rev. A*, 64. 100

[94] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 85 :033420, Mar 2012. 102

[95] Erik W. Streed, Ananth P. Chikkatur, Todd L. Gustavson, Micah Boyd, Yoshio Torii, Dominik Schneble, Gretchen K. Campbell, David E. Pritchard, and Wolfgang Ketterle. Large atom number bose-einstein condensate machines. *Review of Scientific Instruments*, 77(2), 2006. 103

[96] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58 :3891–3895, Nov 1998. 103

[97] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66 :023410, Aug 2002. 103

[98] C. Wieman G. Flowers and S. Gilbert. Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories. *American Journal of Physics*, 63(4) :317–330, 1995. 105

[99] S. Bartalini, I. Herrera, L. Consolino, L. Pappalardo, N. Marino, G. D'Arrigo, and F. S. Cataliotti. Full characterization of the loading of a magneto–optical trap from an alkali metal dispenser. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 36(1) :101–104, 2005. 105

[100] József Fortagh, Alexander Grossmann, Theodor W Hänsch, and Claus Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *Journal of Applied Physics*, 84(12) :6499–6501, 1998. 105, 108

[101] Vincent Dugrain, Peter Rosenbusch, and Jakob Reichel. Alkali vapor pressure modulation on the 100 ms scale in a single-cell vacuum system for cold atom experiments. *Review of Scientific Instruments*, 85(8), 2014. 105, 106, 108, 111, 114

[102] Vincent Dugrain. *Metrology with Trapped Atoms on a Chip using Non-degenerate and Degenerate Quantum Gases*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2012. 105, 106, 107, 109, 113, 116

[103] Markus Wilde Atsushi Hatakeyama and Katsuyuki Fukutani. Classification of light-induced desorption of alkali atoms in glass cells used in atomic physics experiments. *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*, 4 :63–68, 2006. 105

[104] Emmanuel Mimoun, Luigi De Sarlo, David Jacob, Jean Dalibard, and Fabrice Gerbier. Fast production of ultracold sodium gases using light-induced desorption and optical trapping. *Physical Review A*, 81(2) :023631, 2010. 105

[105] S. N. Atutov, R. Calabrese, V. Guidi, B. Mai, A. G. Rudavets, E. Scansani, L. Tomassetti, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, and S. Veronesi. Fast and efficient loading of a rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption. *Phys. Rev. A*, 67 :053401, May 2003.

[106] B. P. Anderson and M. A. Kasevich. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption. *Phys. Rev. A*, 63 :023404, Jan 2001. 105

[107] Peter D. McDowall, Tzahi Grünzweig, Andrew Hilliard, and Mikkel F. Andersen. An atomic beam source for fast loading of a magneto-optical trap under high vacuum. *Review of Scientific Instruments*, 83(5), 2012. 106

[108] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher, and E. A. Cornell. Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap. *Phys. Rev. A*, 50 :R3597–R3600, Nov 1994. 114

[109] Stuart Moulder Robert L. D. Campbell Naaman Tammuz Richard J. Fletcher Alexander L. Gaunt Scott Beattie Robert P. Smith Zoran Hadzibabic Igor Gotlibovych, Tobias F. Schmidutz. A compact single-chamber apparatus for bose-einstein condensation of ^{8}7 rb. *arxiv*, Dec 2012. 118

[110] John Weiner, Vanderlei S. Bagnato, Sergio Zilio, and Paul S. Julienne. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :1–85, Jan 1999. 121

[111] Markus Greiner, Immanuel Bloch, Theodor W. Hänsch, and Tilman Esslinger. Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance. *Phys. Rev. A*, 63 :031401, Feb 2001. 123

[112] J. Goldwin, S. Inouye, M. L. Olsen, B. Newman, B. D. DePaola, and D. S. Jin. Measurement of the interaction strength in a bose-fermi mixture with ^{87}Rb and ^{40}K. *Phys. Rev. A*, 70 :021601, Aug 2004. 124

[113] Yves Colombe, Tilo Steinmetz, Guilhem Dubois, Felix Linke, David Hunger, and Jakob Reichel. Strong atom-field coupling for bose-einstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 450 :272, 2007. 124

[114] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle. Transport of bose-einstein condensates with optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :020401, Dec 2001. 124

[115] Sebastiaan Meyer Viol. *An optical dipole trap for transport of Rubidium-87 atoms.* PhD thesis, Utrecht University, 2014. 124

[116] Julian Léonard, Moonjoo Lee, Andrea Morales, Thomas M Karg, Tilman Esslinger, and Tobias Donner. Optical transport and manipulation of an ultracold atomic cloud using focus-tunable lenses. *New Journal of Physics*, 16(9) :093028, 2014. 124

[117] J. A. Sauer, K. M. Fortier, M. S. Chang, C. D. Hamley, and M. S. Chapman. Cavity qed with optically transported atoms. *Phys. Rev. A*, 69 :051804, May 2004. 125

[118] K. O. Roberts, T. McKellar, J. Fekete, A. Rakonjac, A. B. Deb, and N. Kjærgaard. Steerable optical tweezers for ultracold atom studies. *Opt. Lett.*, 39(7) :2012–2015, Apr 2014. 126

[119] I. C. Chang. *Handbook of Optics, vol. 2, Acousto-opytic devices and applications.* McGraw-Hill., 1995. 127, 185, 187

[120] Analog Devices. A technical tutorial on digital signal synthesis, 1999. 130

[121] Hans Eschler. Performance limits of acoustooptic light deflectors due to thermal effects. *Applied physics*, 9(4) :289–306. 135

[122] L. Brey, N. F. Johnson, and B. I. Halperin. Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells. *Phys. Rev. B*, 40 :10647–10649, Nov 1989. 137

[123] Gael Reinaudi. *Manipulation and evaporative cooling of ultra cold atomic packets for the production of a continuous and intense beam in the degenerate regime : towards the "continuous atom laser"*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, July 2008. 137

[124] F.J. Harris. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete fourier transform. *Proceedings of the IEEE*, 66(1) :51–83, Jan 1978. 138

[125] Antoine Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi, and David Guéry-Odelin. Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime. *EPL*, 83 :13001, June 2008. 138

[126] M.C Teich B.E.A Saleh. *Fundamentals of Photonics*. Wiley Interscience, 1991. 147, 150, 151, 160, 180, 186, 189

[127] D Hunger, T Steinmetz, Y Colombe, C Deutsch, T W Hänsch, and J Reichel. A fiber fabry–perot cavity with high finesse. *New Journal of Physics*, 12(6) :065038, 2010. 149

[128] Paul F. Goldsmith. *Quasioptical Systems : Gaussian Beam Quasioptical Propogation and Applications*. IEEE Press, 1997. 151, 179

[129] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5(10) :1550–1567, Oct 1966. 151, 154

[130] Manuel Uphoff, Manuel Brekenfeld, Gerhard Rempe, and Stephan Ritter. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic fabry–perot cavities. *New Journal of Physics*, 17(1) :013053, 2015. 156

[131] Dupays A. Fouché M. Battesti R. Robilliard C. Rizzo C. Bielsa, F. Birefringence of interferential mirrors at normal incidence. *Applied Physics B*, 97(2) :457–463, 2009. 156

[132] Donner Tobias Ritter Stephan Bourdel Thomas Kohl Michael Esslinger Tilman Brennecke, Ferdinand. Cavity qed with a bose-einstein condensate. *Nature*, 450 :268– 271, 2007. 156

[133] Steinmetz Tilo Dubois Guilhem Linke Felix Hunger David Reichel Jakob Colombe, Yves. Strong atom-field coupling for bose-einstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 450 :272– 276, 2007. 158

[134] L. M. Bennie, P. T. Starkey, M. Jasperse, C. J. Billington, R. P. Anderson, and L. D. Turner. A versatile high resolution objective for imaging quantum gases. *Opt. Express*, 21(7) :9011–9016, Apr 2013. 167

[135] Y. R. P. Sortais, H. Marion, C. Tuchendler, A. M. Lance, M. Lamare, P. Fournet, C. Armellin, R. Mercier, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier. Diffraction-limited optics for single-atom manipulation. *Phys. Rev. A*, 75 :013406, Jan 2007. 167, 168

[136] N. Lambert, C. Emary, and T. Brandes. Entanglement and entropy in a spin-boson quantum phase transition. *Phys. Rev. A*, 71 :053804, May 2005. 178

[137] Kenneth MAUSSANG. *États comprimés atomiques sur puce à atomes*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2010. 183

[138] Claude FABRE. Atomes et lumière: Interaction matière rayonnement, cours de master 2, Année 2006-2007. 183