



HAL
open science

Condensat de Bose-Einstein par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire pour la métrologie par interférométrie atomique

Clément Courvoisier

► **To cite this version:**

Clément Courvoisier. Condensat de Bose-Einstein par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire pour la métrologie par interférométrie atomique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066251 . tel-01493653

HAL Id: tel-01493653

<https://theses.hal.science/tel-01493653>

Submitted on 21 Mar 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

Clément COURVOISIER

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de recherche :

**Condensat de Bose-Einstein par refroidissement
évaporatif dans un piège dipolaire pour la
métrologie par interférométrie atomique**

soutenue le 7 octobre 2016

devant le jury composé de :

M.	Malo CADORET	Rapporteur
M.	Pierre CLADÉ	Invité
M.	Noël DIMARCQ	Président du jury
M ^{me}	Saïda GUELLATI	Directrice doctorale
M.	Yvan SORTAIS	Rapporteur

Remerciements

Le présent manuscrit de thèse reflète l'aboutissement du travail effectué au cours de mon doctorat au Laboratoire Kastler Brossel à Jussieu de septembre 2013 à octobre 2016.

Ma période doctorale a été riche en émotions. La particularité de construire un nouveau dispositif complexe est que le plan global se conçoit progressivement à partir de chaque brique élémentaire. Le résultat est saisissant : faire prendre vie à ce bel ensemble a été un réel défi dont je suis fier ! Et une fois la partition au point, le condensat apparut... Quelle sensation ! Au-delà des aspects techniques et scientifiques, cette période révélatrice a été pour moi source d'ouverture et d'épanouissement. Voici ce que j'en retiendrai : tout projet est avant tout une expérience humaine...

Je tiens tout d'abord à remercier l'Université Pierre et Marie Curie, ainsi qu'Antoine Heidmann pour son accueil en tant que directeur du Laboratoire Kastler Brossel.

J'ai évolué au sein de l'équipe de François Biraben, que je remercie pour son calme, sa pondération et son sourire.

Je veux naturellement remercier ma directrice doctorale, Saïda Guellati-Khelifa. Beaucoup de souvenirs se pressent dans ma tête : merci pour ta présence et ton souci quotidien pour avancer, quelles que soient les difficultés. Nous avons souvent alterné deux schémas dont l'alliance a finalement porté ses fruits : s'obstiner et tout changer, à chaque fois pour le mieux. Merci pour nos échanges sur toute la partie optique du dispositif, ainsi que de m'avoir accordé confiance et autonomie lors de l'exploration des schémas optiques qui nous ont permis d'augmenter le nombre d'atomes dans le condensat de Bose-Einstein, celui-là même dont l'ob-

tention n'a cessé d'être imminente depuis le début de la construction du dispositif expérimental !

Merci également à Pierre Cladé, qui a co-encadré mon travail et m'a guidé sur beaucoup d'aspects très pratiques de l'expérience. Ta maîtrise de l'électronique et de l'informatique (langage Python en tête) ont été extrêmement précieuses dans le développement expérimental, merci de m'avoir transmis le bagage nécessaire au pilotage de la manip. Je retiendrai ton recul scientifique impressionnant. J'aurai aussi appris que des choses complexes peuvent souvent être réduites en éléments plus simples et que sous les choses simples peuvent se trouver un ensemble de choses complexes !

Je remercie les autres membres permanents de mon équipe élargie. François Nez, merci pour ta bienveillance, ta simplicité de ton, ta curiosité sur l'avancement de mes travaux. Lucile Julien, merci pour ta délicatesse et ta bonne humeur lors des pauses thé que nous avons partagées, ainsi que pour tes conseils très précieux quant à l'enseignement.

J'ai effectivement eu la chance d'avoir une mission doctorale d'enseignement pendant mes trois années de doctorat, et je voudrais ainsi remercier Tristan Briant et Philippe Jacquier de m'avoir intégré dans leurs équipes pédagogiques respectives.

Merci à mes rapporteurs : Yvan Sortais, pour ses retours très précis et de grande qualité sur mon manuscrit ; Malo Cadoret, pour le recul qu'il m'a fait prendre par ses questionnements sur les perspectives de mon travail. Merci à Noël Dimarcq d'avoir accepté de présider mon jury et pour sa vision large de ma formation doctorale.

Merci à Jean-Philippe Karr, qui a accepté d'être mon parrain au laboratoire. Merci de m'avoir régulièrement demandé des nouvelles et d'avoir été une oreille attentive lorsque j'en avais besoin. A quand une partie d'échecs ?

Le nouveau dispositif expérimental n'aurait pu voir le jour sans le concours de l'ensemble des personnels techniques et administratifs, avec qui j'ai pris un réel plaisir à échanger, les amenant à apprivoiser mon travail sans oublier de prendre le temps d'appréhender le leur, pour finalement s'estimer mutuellement.

Je remercie tout particulièrement toute l'équipe de l'atelier de mécanique, dont les membres ont su me donner satisfaction sur toutes les pièces que je leur

ai demandées et avec qui j'ai partagé de bonnes rigolades (après avoir partagé des bonbons) : Thierry Bastien, Sébastien Colinot, Gaël Coupin, Carou Doré, Arnaud Leclercq, Jean-Michel Isac, Pascal Travers.

Je remercie les membres de l'équipe du secrétariat pour leur patience devant mes demandes souvent pressées et leur sens de la répartie sympathique : Dominique Giafferi, Michel Leite-Ferreira, Laetitia Morel, Romain Rybka, Thierry Tardieu.

Je remercie Monique Granon puis Nora Aissous qui lui a succédé, pour leurs qualités humaines et la gestion des ressources... humaines.

Je remercie chacun des personnels de l'atelier d'électronique, qui m'ont souvent tiré d'affaire pour améliorer les nombreux circuits « maison » que nous utilisons quotidiennement sans même réaliser tout ce qui peut se cacher sous les boutons : Mohammed Boujrad, Brigitte Delamour, Loïc Garcia, Jean-Pierre Okpiz. Je remercie Gilles Bailly pour sa sympathie et son travail efficace et méthodique sur les asservissements.

Je remercie Florence Thibout, qui fait des merveilles dans l'atelier de verrerie et qui discute volontiers au détour d'un couloir.

Je remercie Dylan Botrel, Simon Dadoun, Corinne Poisson, Mathilde Rousseau et Jérémie Saen, les informaticiens qui m'ont toujours donné un coup de main rapidement et efficacement, et que j'ai apprécié croiser régulièrement, nos bureaux étant proches.

Je remercie Annick Lamarck et Bintou Maiga, dont j'ai apprécié les bonjours matinaux après leur coup de balai quotidien afin que nous travaillions dans de saines conditions.

Un doctorat ne peut être sans doctorants. Je remercie du fond du cœur toutes les doctorantes et doctorants que j'ai côtoyé durant cette période et avec qui j'ai passé d'excellents moments. Des années ne peuvent se résumer en quelques mots, je n'en couche ici que quelques-uns sur le papier mais de nombreux souvenirs restent dans mon cœur. Plus que des collègues, vous êtes des amis.

Mes premiers remerciements vont à Raphaël Jannin : nous avons beaucoup partagé pour construire le nouveau dispositif expérimental, et ce, dès le premier jour. Je me souviendrai des diodes laser, d'une soirée pizza en collant les hublots du 2D-MOT, d'entraide quotidienne pour que le moral tienne bon et surtout de plein de petites discussions sur des sujets très, très variés.

Je remercie aussi, bien évidemment, Manuel Andia, qui était sur ce qui devient progressivement « l'ancien dispositif h/m », mais dans la même salle d'expériences que moi. Que de beaux et grands jeux de mots, franco-allemands notamment ! Je me souviens tout particulièrement des vendredis matin où l'ambiance était détendue. Beaucoup de moments précieux que je garderai en tête... Et en photos !

Merci également à trois doctorantes de l'équipe élargie, avec qui j'ai apprécié partager bonne humeur et goûters ou dîners : Pauline Comini, Hélène Fleurbaey et Sandrine Galtier.

Je tiens à remercier aussi les stagiaires avec qui j'ai travaillé quelques semaines ou mois : Avenash Balendran, Rémi Metzdorff, Etienne Wodey. Sachez que j'aurais beaucoup apprécié travailler plus longtemps avec vous !

J'ai également été bien entouré, aussi bien au laboratoire qu'à travers mon activité d'enseignement : un grand merci à Romain, Nicolas, Marie, Quentin, Baptiste, Dorian, Hanna, Mariane, Pierre et à beaucoup d'autres !

Je veux aussi remercier mes collègues du laboratoire Syrte, particulièrement Adèle et Cyrille, pour leurs échanges professionnels et amicaux.

Enfin, je veux souhaiter bonne continuation à Léo Morel, qui va poursuivre mon travail de recherche en doctorat. J'espère que mon manuscrit te servira de repère et je ne doute pas que tu parviendras à développer la manip pour réaliser l'interférométrie sur le condensat !

Ma période doctorale a été marquée par mon investissement conséquent pour la vie de mon École Doctorale, de mon Université, de Sorbonne Universités et du doctorat en France.

Je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des actifs et actives des associations Doc'Up et Confédération des Jeunes Chercheurs, que j'ai pris plaisir à présider et à travers lesquelles j'ai pu m'épanouir dans de très nombreux projets. Je ne pourrais pas citer ici toutes les personnes qui ont contribué à cette formidable expérience humaine.

Pour n'en citer que quelques-unes à Doc'Up, dont celles des Chercheurs font leur Cinéma : Charlotte, François, Félix, Guillaume, Jean, Marie-Pauline, Quentin, Jean-David, Aline, Nico, Florent, Anthony, Loïc, Matthieu, Sandra, Antoine.

Pour n'en citer que quelques-unes à la CJC (et je prends un peu d'avance, certaines étant plutôt actives à l'ANDès, l'Association Nationale des Docteurs) :

Yoann, Anis, JT, Carole, Mathieu, Philippe, Ludo, Fil, Juliette, Manon, Livia, Florent, Marion, Nico, Maria-Ange.

Je souhaite remercier enfin, en-dehors de la recherche, mes amis qui me soutiennent depuis de nombreuses années, depuis Cachan, SupOptique (spécifiquement mes chers Giraflogs), la prépa, le lycée ou même bien avant !

Je souhaite conclure ces remerciements par une pensée toute particulière pour ma nombreuse famille de laquelle je suis proche, ainsi que pour mon frère et mes parents. Merci pour votre soutien inconditionnel et la fierté que je lis dans vos yeux et dans le timbre de votre voix !

Je remercie finalement celle qui m'a tant apporté au cours de cette période doctorale et qui partage aujourd'hui ma vie...

Table des matières

Introduction	1
I Mesures de hautes précisions par interférométrie atomique	5
I.1 Préambule	6
I.1.1 Transitions Raman	6
I.1.2 Oscillations de Bloch	8
I.2 Expériences réalisées sur le dispositif expérimental « h/m »	9
I.2.1 Détermination de la constante de structure fine α	11
I.2.2 Séparatrices à grand transfert d'impulsion et double dif- fraction	15
I.2.3 Gravimètre compact à l'aide des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré	19
I.3 Avantages et inconvénients de l'utilisation d'un condensat de Bose- Einstein pour la métrologie	23
I.3.1 Motivation pour la construction du nouveau dispositif ex- périmental	23
I.3.2 Limitation : effets du champ moyen	24
I.4 Interférométrie avec un condensat de Bose-Einstein : état de l'art et perspectives de métrologie avec une source quantique	27
I.4.1 Test de la QED	27
I.4.2 Test du principe d'équivalence : tour de Stanford	28
I.4.3 Mesure de l'accélération de la pesanteur g	30
I.4.4 Détection d'ondes gravitationnelles : projet MIGA	33
I.4.5 Redéfinition du Système International d'Unités	34

II Source atomique : conception et caractérisation du dispositif expérimental	37
II.1 Enceinte à ultra-vide	38
II.1.1 Besoins expérimentaux	38
II.1.2 Description de la chambre d'expériences	41
II.1.3 Banc de pompage	41
II.1.4 Instabilité due à l'argon	43
II.2 Pièges magnéto-optiques	46
II.2.1 Diodes lasers en cavité étendue	46
II.2.2 Asservissements des fréquences des lasers de piégeage	48
II.2.3 Amplification optique	53
II.2.4 Piège Magnéto-Optique à 2 dimensions	56
II.2.5 Piège Magnéto-Optique à 3 dimensions	59
II.2.6 Dispositif d'imagerie par absorption	66
II.3 Piège dipolaire optique croisé	72
II.3.1 Motivation et pulsations propres pour un piège dipolaire optique	72
II.3.2 Montage d'un premier schéma optique à 1070 nm	76
II.3.3 Préparation du nuage atomique pour le chargement du piège dipolaire	81
II.3.4 Analyse du nuage atomique confiné	87
III Evaporation dans un piège dipolaire à 1070 nm et condensation de Bose-Einstein	91
III.1 Mise en place de l'évaporation	92
III.1.1 Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	92
III.1.2 Caractérisation du piège dipolaire	97
III.1.3 Schéma expérimental : réservoir et dimple	101
III.2 Condensation de Bose-Einstein	109
III.2.1 Condensation de Bose-Einstein d'un gaz idéal dans un piège harmonique à trois dimensions	109
III.2.2 Signatures de l'obtention d'un condensat	112
III.3 Autres schémas optiques pour optimiser l'évaporation	113
III.3.1 Double réservoir	113
III.3.2 Double réservoir et double dimple	118

III.3.3 Grandissement ajustable sur le dimple	120
III.4 Source atomique optimisée	124
III.4.1 Séquence temporelle complète	124
III.4.2 Caractérisation de l'évaporation	127
III.4.3 Répartition magnétique du nuage ultra-froid	133
III.4.4 Limitation : temps de vie du nuage atomique	133
IV Système laser pour l'interférométrie atomique	139
IV.1 Choix des lasers	140
IV.2 Asservissements simples	142
IV.2.1 Battements des faisceaux à 780 nm	142
IV.2.2 Battements des faisceaux à 1560 nm	145
IV.2.3 Délai induit par les modules EYLSA	149
IV.3 Double asservissement utilisant les signaux de battements des la- sers à 780 nm et à 1560 nm	150
IV.4 Mesure préliminaire sur le dispositif « h/m »	151
Conclusion et perspectives	155

Introduction

L'interférométrie atomique constitue de nos jours un outil puissant pour la mesure ultra-précise de nombreuses grandeurs physiques (accélération de la pesanteur, constante gravitationnelle, vitesse de recul d'un atome qui absorbe un photon). Le niveau de précision atteint sur ces instruments a permis de réaliser des tests ultra-précis de physique fondamentale : test des calculs de l'électrodynamique quantique, principe d'équivalence et relativité générale.

Notre équipe au Laboratoire Kastler Brossel s'intéresse tout particulièrement à la mesure de la constante de structure fine α à partir de la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium. Cette mesure est réalisée en combinant l'interférométrie atomique et la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré. Les travaux de l'équipe ont permis de réaliser une détermination de la constante de structure fine α avec une incertitude relative de $6,6 \cdot 10^{-10}$. Ce niveau de précision a été exploité pour tester la validité des calculs de l'électrodynamique quantique de l'anomalie du moment magnétique de l'électron par comparaison à la valeur expérimentale obtenue en 2008 par l'équipe de G. Gabrielse à Harvard. La détermination précise de la constante de structure fine présente également un intérêt majeur pour le nouveau système international d'unité préconisé en 2018.

Parallèlement à ce projet, notre équipe explore de nouveaux concepts utilisant les oscillations de Bloch pour mesurer localement l'accélération de la pesanteur g et pour réaliser des séparatrices atomiques à large transfert d'impulsions pour améliorer la sensibilité des interféromètres atomiques.

Mon travail de recherche a porté sur la conception et la réalisation d'un nouveau dispositif expérimental. L'objectif principal est d'améliorer la sensibilité et l'exactitude sur la mesure du rapport h/m et donc sur α : d'une part en réduisant l'effet systématique dominant attribué à la courbure des fronts d'onde et à

la phase de Gouy et, d'autre part, pour améliorer la sensibilité de l'interféromètre atomique en utilisant des séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion qui permettent une plus grande séparation entre les deux paquets d'ondes atomiques qui interfèrent.

Ce travail a permis la production d'une source atomique ultra-froide par évaporation dans un piège dipolaire et la réalisation de nouvelles sources laser de haute puissance pour l'interférométrie atomique.

La géométrie de la nouvelle enceinte à vide a été conçue pour permettre d'étudier la possibilité de réaliser un gradiomètre atomique en utilisant la technique des oscillations de Bloch proposée par l'équipe en 2013.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres découpés comme suit :

- Le **chapitre 1** présente les projets qui ont motivé la construction du nouveau dispositif expérimental, et en particulier les mesures sur notre dispositif « h/m » existant de la constante de structure fine et de l'accélération locale de la pesanteur à l'aide des oscillations de Bloch. En nous appuyant sur le bilan des incertitudes de la dernière mesure du rapport h/m , nous discuterons les principaux effets systématiques et les solutions que nous souhaitons y apporter dans le cadre de ce travail de recherche. Nous expliciterons la nécessité de l'utilisation d'une source atomique refroidie par évaporation, mais aussi son inconvénient relatif à l'effet systématique dû aux interactions inter-atomiques dominant dans cette source atomique. Nous présenterons également un bref état de l'art de la nouvelle génération d'interféromètres atomiques utilisant des condensats de Bose-Einstein.
- Le **chapitre 2** décrit en détail le nouveau dispositif expérimental que nous avons conçu, construit et caractérisé. Il est constitué d'une enceinte à vide en titane, matériau amagnétique. Les sources laser à 780 nm utilisées pour le refroidissement dans les pièges magnéto-optiques (PMO) à deux et trois dimensions ont également été réalisés par nos soins, tout comme leur asservissement et leur amplification. La mise en place des PMO a été une phase importante de la construction du dispositif. Nous décrivons finale-

ment la mise en place d'un premier schéma de piège dipolaire réalisée par une source laser émettant 50 W à 1070 nm.

- Le **chapitre 3** s'intéresse au processus d'évaporation dans le piège dipolaire qui mène à la condensation de Bose-Einstein. Nous utilisons pour ce faire des faisceaux de deux waists significativement différents (réservoir et creuset optique ou « dimple »). Nous détaillons les méthodes utilisées pour analyser le condensat de Bose-Einstein. Nous avons par la suite testé différents schémas optiques avec la source laser à 1070 nm pour améliorer à la fois le chargement initial des atomes et l'efficacité de l'évaporation, pour optimiser le nombre d'atomes dans le condensat : nous testons un réservoir double ainsi qu'un dimple double, et même un schéma utilisant des lentilles à focale ajustable. Nous caractérisons enfin l'évaporation que nous avons optimisée.
- Le **chapitre 4** décrit le nouveau système laser que nous avons mis en place pour les faisceaux de l'interféromètre atomique. Il consiste en deux sources lasers à 1560 nm, de technologies différentes, doublés en fréquence dans un module commercial. Nous détaillerons le schéma de double asservissement permettant, d'une part, d'asservir en phase les deux sources lasers et, d'autre part, de corriger le bruit de phase accumulé dans les amplificateurs à fibres. Nous présenterons une étude des bruits de phases dans les différentes configurations, en analysant la densité spectrale de puissance du signal d'erreur ainsi que les franges d'interférences atomiques obtenues sur le dispositif expérimental « h/m » existant.

Chapitre I

Mesures de hautes précisions par interférométrie atomique

Introduction

Depuis 1998, notre équipe a pour objectif de mesurer la constante de structure fine α sur le dispositif expérimental « h/m » fondé sur l'utilisation des oscillations de Bloch. Au cours des dernières années, nous avons effectué deux autres types d'expériences. Il s'agit de la mise en place d'un nouveau schéma interférométrique pour la mesure locale de l'accélération de la pesanteur g , ainsi que des séparatrices à grand transfert d'impulsions.

Cependant, améliorer la précision et l'exactitude ne peut passer que par une évolution profonde du dispositif expérimental. La construction d'un nouveau dispositif expérimental fondé sur une source atomique refroidie par évaporation est nécessaire. Une telle source a la particularité d'être petite et froide. Cependant, elle présente l'inconvénient d'introduire un effet systématique dû aux interactions inter-atomiques.

Enfin, nous placerons cette évolution dans un contexte international : quelle que soit la grandeur physique mesurée, les expériences d'interférométrie atomique se dirigent peu à peu vers l'utilisation d'une source refroidie par évaporation. L'objectif commun de ces mesures est d'en réduire les incertitudes afin de repousser les limites des tests de l'électrodynamique quantique et du principe d'équivalence, de la mesure de l'accélération de la pesanteur et de son gradient, ainsi que de la constante de Newton G . Certaines expériences ont également pour

but de détecter des ondes gravitationnelles ou de participer à la redéfinition du Système International d'Unités.

I.1 Préambule

Le schéma utilisé par notre équipe pour la détermination de la constante de structure fine α combine un interféromètre atomique de Ramsey-Bordé avec des oscillations de Bloch. Nous introduisons ici les concepts qui permettent d'effectuer une mesure de la vitesse de recul communiquée aux atomes sur le dispositif expérimental « h/m ».

L'interférométrie permet une mesure de la différence des phases acquises le long des deux chemins empruntés. L'interférométrie dans le domaine optique possède son analogue dans le domaine matériel. En effet, tout comme on conçoit que la lumière est dans une dualité onde-corpuscule (de Broglie, 1923), un nuage atomique d'impulsion p peut également se comporter comme une onde de longueur d'onde λ :

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (\text{I.1.1})$$

Le paquet d'onde de matière peut donc être séparé en deux paquets atomiques dont la phase va être affectée de façon différente au cours du temps.

I.1.1 Transitions Raman

Notre équipe utilise les impulsions Raman contrapropageantes comme « séparatrices atomiques » entre deux niveaux d'énergie (voir Figure I.1). Une transition Raman est effectuée à l'aide de deux faisceaux de vecteurs d'ondes et pulsations respectifs (\vec{k}_1, ω_1) et (\vec{k}_2, ω_2) . Elle est caractérisée par une pulsation effective Ω_{eff} et un vecteur d'onde $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Les normes des vecteurs d'ondes étant proches, nous considérerons $k_1 \approx k_2 \approx k$, d'où $\vec{k}_{\text{eff}} \approx 2\vec{k}$. Chaque impulsion Raman communique, avec une certaine probabilité par atome, une impulsion $2\hbar\vec{k}$ en changeant l'atome de niveau d'énergie : $|f, \vec{p}\rangle \leftrightarrow |e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$. Au contraire de la diffraction de Bragg des atomes sur un réseau optique où les atomes restent dans le même état interne, les impulsions Raman couplent état externe et état interne : un atome ayant subi deux vitesses de recul $2v_r = 2\hbar k/m_{\text{Rb}}$ a changé de niveau d'énergie. Cela facilite par la suite la mesure ([Bordé, 1989]), effectuée sur la

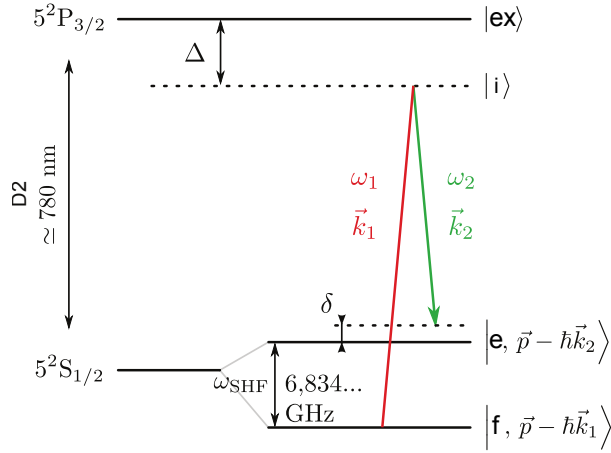


Fig. I.1 Schéma des niveaux d'énergie considérés pour effectuer des transitions Raman sur l'atome de ^{87}Rb . $\Delta \gg \omega_{\text{SHF}}$ justifie le fait de pouvoir considérer un système effectif à deux niveaux ainsi qu'un unique niveau excité. (Figure inspirée de [Andia, 2015]).

structure interne. A l'ouverture de l'interféromètre, une superposition cohérente d'ondes atomiques est créée et nous plaçons la moitié des atomes dans chacun des niveaux d'énergie. Lors de la recombinaison, nous mesurons à fréquence donnée la proportion des populations dans chacun des niveaux.

La probabilité qu'un atome plongé dans le champ électromagnétique Raman subisse une transition entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ est en $\sin^2 \theta$, avec l'angle θ qui dépend du temps d'application τ du faisceau :

$$\theta = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta_R^2(\vec{v})} \frac{\tau}{2} \quad (\text{I.1.2})$$

avec Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective et $\delta_R^2(\vec{v})$ le désaccord Raman à résonance, tenant compte de l'effet Doppler acquis. Une impulsion telle que $\theta = \pi/2$ à partir d'un niveau $|f, \vec{p}\rangle$ permet de produire une superposition $\frac{|f, \vec{p}\rangle + |e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle}{\sqrt{2}}$: la moitié des atomes se trouvent dans $|f, \vec{p}\rangle$ et l'autre moitié dans $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$. Une impulsion de durée τ telle que $\theta = \pi$ permet de transférer tous les atomes initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$ vers l'état $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$.

Notre équipe a choisi d'utiliser un schéma interférométrique dit de Ramsey-Bordé, composé de quatre impulsions $\pi/2$. Elles sont réparties en deux paires, chaque paire comprenant deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps d'interrogation T_R . Ces deux paires sont, elles, séparées d'un temps T_B . La motivation pour

ce schéma est la possibilité d'appliquer une accélération au milieu de l'interféromètre (voir section I.1.2).

Les atomes sont soumis à une accélération constante \vec{a} . La différence de phases atomiques acquises dans l'interféromètre s'écrit, pour un atome de masse m ([Storey and Cohen-Tannoudji, 1994]) :

$$\Delta\Phi = \frac{m}{\hbar} \vec{a} \cdot \vec{\mathcal{A}} \quad (\text{I.1.3})$$

où $\vec{\mathcal{A}}$ est l'aire spatio-temporelle orientée définie par l'interféromètre. Nous effectuons l'interférométrie strictement selon l'axe vertical : le système atomique est soumis à l'accélération de la pesanteur $\vec{g} = -g\vec{u}_z$. L'effet Coriolis dû à la rotation de la Terre est très faible et sera considéré au titre des effets systématiques.

Un interféromètre atomique est ainsi un outil de choix pour la mesure d'une variation de vitesse.

I.1.2 Oscillations de Bloch

Notre équipe utilise un deuxième outil lors de l'interférométrie, qui sont les oscillations de Bloch. Celles-ci permettent de transférer 1000 vitesses de recul aux atomes. Pour cela, les atomes sont placés dans un réseau optique accéléré.

Typiquement $N = 500$ oscillations de Bloch sont appliquées entre les deux paires d'impulsions $\pi/2$, lorsque les deux paquets atomiques sont dans le même état. Les oscillations de Bloch peuvent être vues comme une succession de transitions Raman dans lesquelles l'atome commence et finit dans le même niveau d'énergie, donc son état interne ($F = 1$) est inchangé, alors que sa vitesse est augmentée de $2v_r$ par oscillation de Bloch. Les oscillations de Bloch sont produites dans un réseau optique vertical unidimensionnel qui est accéléré en balayant linéairement la différence relative des fréquences des deux faisceaux laser contre-propageants, dits « de Bloch », qui le forment. Cela induit une succession de passages adiabatiques rapides entre états d'impulsions qui diffèrent de $2\hbar k_{\text{Bloch}}$. Les faisceaux de Bloch sont décalés de 30 GHz vers le bleu de la transition ; ainsi, les effets de diffusion sont réduits. Les oscillations de Bloch présentent l'intérêt de pouvoir communiquer un grand nombre de reculs aux atomes, et ceci avec une efficacité de 99,97% par oscillation (voir [Battesti et al., 2004]), garantissant un important contraste des franges d'interférence.

La variation de vitesse induite par N oscillations de Bloch selon la verticale vaut :

$$\Delta v = 2Nv_r = 2N \frac{\hbar k_{\text{Bloch}}}{m} \quad (\text{I.1.4})$$

avec k_{Bloch} la norme du vecteur d'onde résultant du réseau de Bloch.

En appliquant 500 oscillations de Bloch, nous ne mesurons non pas 2 vitesses de recul, mais 1000 vitesses de recul. Cela réduit d'autant l'incertitude sur la mesure d'une vitesse de recul.

I.2 Expériences réalisées sur le dispositif expérimental « h/m »

Dans cette section, nous décrivons trois types d'expériences effectuées sur le dispositif expérimental « h/m » existant fondées sur l'utilisation des oscillations de Bloch. Il s'agit de la mesure de la constante de structure fine α , la mise en place d'un nouveau schéma interférométrique pour la mesure locale de l'accélération de la pesanteur g , ainsi que des séparatrices à grand transfert d'impulsions. Nous décrivons tout d'abord brièvement ce dispositif pour la mesure de h/m_{Rb} .

Le dispositif expérimental « h/m » existant, représenté en Figure I.2, est constitué d'une double enceinte à vide. Un Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions (PMO2D) produit un jet d'atomes lents (environ 10^9 atomes/s à une vitesse de 20 m/s) qui charge pendant 250 ms un Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO3D), auquel est appliqué une phase de mélasse optique. Une double sélection micro-onde π et un faisceau pousseur qui retire les atomes restant dans le niveau hyperfin $|F = 2\rangle$ permet de placer les atomes dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ et d'obtenir une distribution de vitesses large de $3v_r$. Le nuage atomique obtenu, de rayon 1,7 mm, compte environ $2 \cdot 10^8$ atomes à température de 4 μK . Une impulsion Raman π contra-propageante suivie d'un pousseur puis d'une impulsion micro-onde π placent environ 2% des atomes dans le niveau hyperfin $|F = 1\rangle$, pour obtenir une largeur de $v_r/15$ dans le profil des vitesses (voir [Andia, 2015]). La détection des populations dans les deux niveaux de la structure hyperfine $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est effectuée par temps de vol en-dessous du PMO3D.

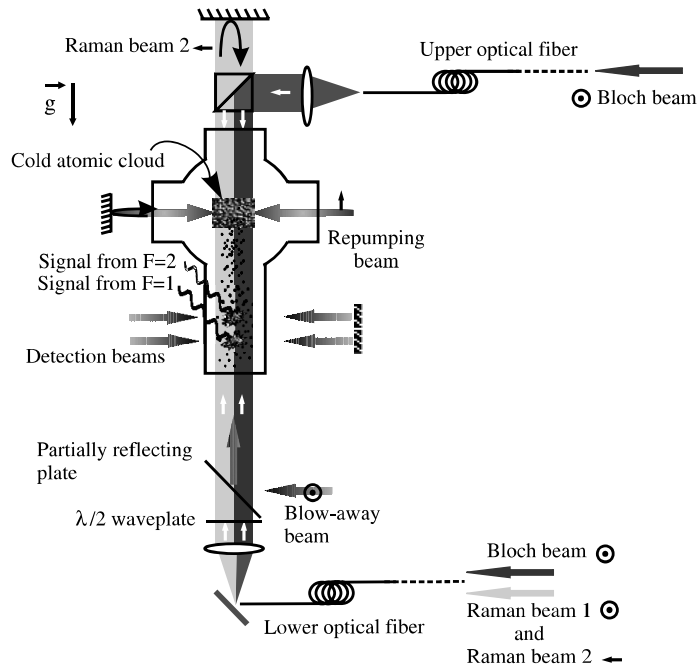


Fig. I.2 Schéma du dispositif expérimental « h/m ». Le nuage d'atomes froids est produit dans un PMO3D (les faisceaux de refroidissement ne sont pas représentés). Les faisceaux Raman et de Bloch sont verticaux. Les faisceaux Raman et le faisceau de Bloch du haut sont injectés dans la même fibre optique. Les populations atomiques dans les niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sont détectés par fluorescence 15 cm en-dessous du PMO, par temps de vol. Figure extraite de [Cladé et al., 2006].

Le schéma interférométrique consiste à transférer de manière cohérente des reculs aux atomes qui sont au repos et à mesurer la distribution finale de vitesses. L'expérience a lieu en trois phases :

- Premièrement, une paire d'impulsions $\pi/2$ par transition Raman (désaccord δ_{sel}) transfère les atomes de ^{87}Rb du niveau hyperfin $|F = 2\rangle$ au niveau $|F = 1\rangle$ et produit une figure d'interférences dans la distribution de vitesses de ces atomes. La largeur de l'enveloppe de cette distribution de vitesses est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion, alors que la largeur des franges est inversement proportionnelle au temps T_R entre les deux impulsions $\pi/2$.
- Deuxièmement, nous transférons aux atomes sélectionnés le plus de reculs possibles en utilisant les oscillations de Bloch.
- Finalement, la vitesse finale des atomes est mesurée par une deuxième paire d'impulsions $\pi/2$ (désaccord δ_{mes}) qui transfère les atomes du niveau

hyperfine $|F = 1\rangle$ au niveau $|F = 2\rangle$. Nous détectons en fin de séquence les nombres d'atomes N_1 et N_2 présents dans les niveaux hyperfins respectifs $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, pour mesurer le rapport $N_2/(N_1 + N_2)$. La différence de fréquences entre les deux paires d'impulsions $\pi/2$ est balayée au fur et à mesure des cycles pour obtenir une figure d'interférences de laquelle est déduite la variation de vitesse entre les deux paires d'impulsions $\pi/2$. L'interfrange $\lambda/2T_R$ dans l'espace des vitesses vaut typiquement 4.10^{-5} m/s pour le ^{87}Rb avec le temps d'interrogation utilisé $T_R = 10$ ms.

Le maximum des franges est repéré par la différence de pulsations δ_{sel} telle que :

$$2T_R \cdot |\delta_{\text{sel}} - \delta_{\text{mes}}| = 2N \frac{\hbar k_{\text{Bloch}}}{m} \cdot 2T_R k \quad (\text{I.2.1})$$

et il vient l'expression de h/m_{Rb} :

$$\frac{\hbar}{m} = \frac{|\delta_{\text{sel}} - \delta_{\text{mes}}|}{2N k_{\text{Bloch}} k} \quad (\text{I.2.2})$$

Actuellement, chaque spectre est composé de 50 cycles de mesures, et chaque cycle dure environ 900 ms.

En pratique, nous accélérons les atomes, par oscillations de Bloch, dans un sens puis dans l'autre, afin de s'affranchir de la connaissance exacte de l'accélération de la pesanteur. En effet, en réalité on a $\Delta v = gT_B \pm 2Nv_r$. Également, nous appliquons les faisceaux Raman dans un sens puis dans l'autre, avec pour but, par soustraction, d'éliminer les déplacements lumineux et tous les effets systématiques constants ou périodiques (voir [Cladé, 2005]). Quatre spectres sont ainsi effectués pour une même mesure.

I.2.1 Détermination de la constante de structure fine α

La constante de structure fine α a été introduite au début du $XX^{\text{ème}}$ siècle par Arnold Sommerfeld afin d'expliquer l'allure du spectre de l'hydrogène, en prenant en compte à la fois la théorie de la relativité et le modèle de Bohr. α apparaît comme le rapport entre la vitesse v_e de l'électron et la vitesse de la lumière c ($v_e = \alpha c$), et s'écrit :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (\text{I.2.3})$$

avec \hbar la constante de Planck réduite, ϵ_0 la perméabilité diélectrique du vide et $-e$ la charge de l'électron. Le modèle de Sommerfeld a par la suite été raffiné par le modèle de Paul Dirac qui prend également en compte la mécanique quantique et en particulier le spin de l'électron. α représente désormais le couplage de l'interaction électro-magnétique. Elle intervient dans l'expression de nombreuses grandeurs physiques. Elle est en cela fondamentale, et est admirable par son caractère adimensionné.

La constante de structure fine α est directement liée au rapport de la constante de Planck h et de la masse atomique m_X d'un atome X :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_X}{m_e} \frac{h}{m_X} \quad (\text{I.2.4})$$

avec R_∞ la constante de Rydberg mesurée par spectroscopie de l'hydrogène, aujourd'hui avec une incertitude relative de $5,9 \cdot 10^{-12}$; et m_e la masse relative de l'électron connue avec une précision relative de $2,9 \cdot 10^{-11}$ par mesure de résonance cyclotron dans un piège de Penning ([Mohr et al., 2016]). Quant à la masse relative du rubidium, elle est connue avec une précision relative de $8,1 \cdot 10^{-11}$ ([Wang et al., 2012]). La détermination de α est limitée dans l'expression I.2.4 par la mesure de h/m_X .

La mesure de h/m a fait l'objet de plusieurs expériences au cours des dernières décennies.

Suite à la première mesure par interférométrie type Mach-Zehnder $\pi/2 - \pi - \pi/2$ en 1991 par Kasevich et Chu ([Kasevich and Chu, 1991]), la même équipe publie en 1993 une mesure par interférométrie de Ramsey-Bordé ([Weiss et al., 1993]). Les atomes utilisés dans cette expérience de fontaine atomique de Stanford sont du césium. Il s'agissait d'ouvrir et de fermer l'interféromètre par deux paires d'impulsions Raman $\pi/2$ en sens inverse, et d'effectuer 10 impulsions Raman π , alternativement dans un sens puis dans l'autre selon la verticale, au centre de l'interféromètre, en adressant des fréquences différentes aux deux paquets atomiques, pour accélérer la moitié des atomes dans un sens et l'autre moitié des atomes dans l'autre sens. Ainsi, l'écart en fréquence entre les deux états en superposition était de $22 v_r$ (avec v_r la vitesse de recul) et l'incertitude sur la mesure d'une vitesse de recul communiquée aux atomes était augmentée. L'in-

certitude obtenue sur le rapport h/m_{Cs} était de 10^{-7} sur un temps d'intégration de 2 heures.

H. Müller a repris à Berkeley l'expérience de S. Chu. Afin d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre atomique, il est suffisant d'augmenter la séparation en vitesse des bras de l'interféromètre. Müller utilise pour cela des impulsions de Bragg à la place des impulsions π au centre de l'interféromètre ([Müller et al., 2006]). La diffraction de Bragg consiste à communiquer des reculs en provoquant une transition à n photons, au lieu de 2 photons pour les transitions Raman. De plus, l'état interne n'est pas modifié par la diffraction de Bragg. L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que la phase mesurée est alors en n^2 . Cependant, l'intensité des faisceaux doit être d'autant plus grande. Il effectue une mesure de h/m_{Cs} en 2015 ([Estey et al., 2015]). Outre le développement d'un schéma à séparatrices à grand transfert d'impulsion par diffraction de Bragg, le choix est fait d'introduire également des oscillations de Bloch au milieu de l'interféromètre. Avec 25 oscillations de Bloch, 4 reculs apportés au niveau des séparatrices de Bragg, et un temps d'interrogation de 80 ms, il est annoncé une incertitude relative de 5.10^{-10} atteinte sur la mesure de la vitesse de recul, ce qui correspond à une incertitude relative de $2,5.10^{-10}$ sur α . En revanche, cette équipe n'a pas publié à ce jour de valeur de α en raison d'un effet systématique non compensé attribué aux impulsions de Bragg.

Notre équipe, quant à elle, utilise depuis plus d'une décennie les oscillations de Bloch pour mesurer le rapport h/m_{Rb} . Les mesures successives ont fait l'objet des publications suivantes : [Cladé et al., 2006], [Cadoret et al., 2008] et [Bouchendira et al., 2011]. La mesure de 2011 a permis d'obtenir la valeur suivante ([Bouchendira et al., 2011]) :

$$\alpha^{-1} = 137,035999037(90) [6,6.10^{-10}] \quad (\text{I.2.5})$$

Notre mesure est principalement limitée par trois effets systématiques : effet systématique dû à la phase de Gouy et à la courbure des fronts d'onde des faisceaux utilisés, alignement des faisceaux et effet Zeeman du deuxième ordre. Le dernier bilan des effets systématiques qui entachent notre mesure du rapport h/m_{Rb} a été effectué en 2011 et est résumé en Figure I.3.

L'effet Zeeman du deuxième ordre pourra être réduit en adaptant la géométrie de la zone d'interférométrie.

Source	Correction	u
Laser frequencies		1.3
Beams alignment	- 3.3	3.3
Wave front curvature and Gouy phase	- 25.1	3.0
2nd order Zeeman effect	4.0	3.0
Gravity gradient	- 2.0	0.2
Light shift (one photon transition)		0.1
Light shift (two photon transition)		0.01
Light shift (Bloch oscillation)		0.5
Index of refraction atomic cloud and atom interactions		2.0
Global systematic effects	- 26.4	5.9
Statistical uncertainty		2.0
Rydberg constant and mass ratio		2.2
Total uncertainty		6.6

Fig. I.3 *Budget d'erreurs pour la détermination de α^{-1} : effet systématique et incertitude relative u , en 10^{-10} . Figure extraite de [Bouchendira et al., 2011].*

L'effet systématique dû à la phase de Gouy et à la courbure des fronts d'onde est dû en particulier au fait que nous utilisons, pour les impulsions Raman et Bloch, des faisceaux gaussien de waist fini (5,5 mm). Cet effet est lié à la taille des faisceaux mais aussi à la taille du nuage atomique. Pour expliciter cela, écrivons la phase Φ d'un faisceau gaussien de waist w_0 , en fonction de la cote z selon la direction de propagation du faisceau et r la position transverse :

$$\Phi(r, z) = kz + k \frac{r^2}{2R(z)} - \zeta(z) \quad (\text{I.2.6})$$

avec le rayon de courbure $R(z) = z(1 + \frac{z_R^2}{z^2})$ et la longueur de Rayleigh $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. $\zeta(z) = \arctan(z/z_R)$ est la phase de Gouy : elle traduit le fait qu'un faisceau gaussien peut être vu comme une superposition d'ondes planes, comportant donc une dispersion de vecteurs d'ondes \vec{k} . Nous dérivons $\Phi(r, z)$ par rapport à z et il vient l'expression de la norme du vecteur d'onde effectif du faisceau auquel sont soumis les atomes :

$$k_z^{\text{eff}} = k - \frac{2}{k w^2 \left(\frac{z}{z_R}\right)} \left[1 - \frac{r^2}{w^2 \left(\frac{z}{z_R}\right)} \left(1 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right) \right] \quad (\text{I.2.7})$$

avec $w \left(\frac{z}{z_R}\right) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$.

Cette dernière équation traduit à la fois l'effet de la phase de Gouy, mais aussi l'effet de la courbure du front d'onde. En effet, le profil de l'amplitude du faisceau étant gaussien, les vecteurs d'ondes planes qui composent le faisceau gaussien ne sont pas tous strictement parallèles à la direction de propagation de celui-ci. Un grand rayon moyen du nuage atomique induit un tel effet systématique marqué.

Afin de diminuer le facteur correctif lié à ces deux effets systématiques, pour que k_z^{eff} tende vers k , il faut utiliser des faisceaux de la plus grande taille possible par rapport au nuage atomique. Cela nécessite des sources laser plus puissantes afin de disposer d'une intensité au moins similaire. Notons qu'utiliser des faisceaux plus gros permet également de réduire l'effet systématique dû à l'alignement des faisceaux, qui en est facilité.

Un autre point de vue consiste à dire qu'il faut que le nuage atomique reste localisé tout au long de l'interaction au centre du faisceau où la courbure de celui-ci est la plus faible. L'utilisation d'une source atomique plus froide est donc requise. Par rapport à un nuage atomique classique, un nuage atomique refroidi par évaporation présente une taille initiale plus petite et un étalement spatial moindre au cours du temps due à une vitesse d'expansion plus faible.

I.2.2 Séparatrices à grand transfert d'impulsion et double diffraction

Le déphasage en sortie d'un interféromètre est dépendant de l'aire spatio-temporelle de celui-ci (équation I.1.3). Il en va donc de même pour sa sensibilité. L'aire spatio-temporelle s'écrit :

$$\mathcal{A} = \int_{\text{durée de l'interféromètre}} \Delta z t \quad (\text{I.2.8})$$

avec Δx la séparation spatiale entre les deux bras lorsque les atomes sont dans $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$. Cette séparation spatiale s'exprime comme le produit de la vitesse communiquée aux atomes lors de l'ouverture de l'interféromètre, par le temps d'interrogation T_R entre deux impulsions $\pi/2$ (interféromètre de Ramsey-Bordé). La sensibilité d'un tel interféromètre est donc proportionnelle :

- au temps d'interrogation. Celui-ci est limité par l'expansion du nuage en fonction du temps, par les vibrations et le bruit de phase des lasers, ainsi que par la taille de l'enceinte à vide.

- à la différence de vitesse acquise par les atomes lors de la première paire d’impulsions $\pi/2$.

La séparation en vitesse est réalisée par un échange cohérent d’impulsions entre atomes et champ électromagnétique, par les transitions de Bragg ou Raman. Les atomes sont alors placés dans une superposition cohérente de deux états, et la vitesse entre les deux est bien contrôlée. En 2009, notre équipe a combiné une transition Raman $\pi/2$ avec les oscillations de Bloch pour réaliser une séparatrice à grand transfert d’impulsion (voir [Cladé et al., 2009]). En effet, les oscillations de Bloch peuvent être utilisées pour accélérer de façon cohérente et avec une très bonne efficacité les atomes dans l’état qui a déjà subi 2 vitesses de recul par transition Raman. Lors de la recombinaison, les deux étapes sont effectuées en ordre inverse.

Cependant, une telle méthode induit un déphasage très important. Il est dû à un effet de déplacements de niveaux dûs à la présence des faisceaux Bloch. En effet, de par l’expansion du nuage au cours du temps, les atomes qui interagissent avec le réseau optique ont un mouvement transverse dans les faisceaux gaussiens et perçoivent donc une intensité fluctuante. Leurs niveaux d’énergie sont donc plus ou moins déplacés, et cela induit un déphasage parasite important.

Pour y remédier, les deux paquets d’onde atomique $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ sont accélérés successivement, de manière à ce que les atomes des deux bras soient soumis aux mêmes déplacements lumineux. Le principe est indiqué en Figure I.4. Lors de la première impulsion Raman qui communique $2v_r$ à la moitié des atomes, il leur est communiqué un recul supplémentaire de $4v_r$ par oscillations de Bloch ; quant à l’autre moitié d’atomes, ils sont accélérés de simplement $4v_r$ par oscillations de Bloch. Une séparation en vitesse de $10v_r$ est ainsi réalisée. Cependant, les atomes dans les deux bras de l’interféromètre ne voient pas les mêmes déplacements de niveaux provoqués par la présence des faisceaux de Bloch. Les atomes accélérés subissent un effet de déplacement de niveaux du fait d’être plongés à résonance dans un réseau optique accéléré ; ceux non-accelérés par les oscillations de Bloch subissent un effet de déplacement de niveaux bien moins important. Lors de l’accélération de ces derniers atomes, l’intensité des faisceaux peut avoir légèrement variée. En sortie d’interféromètre, nous observons un déphasage résiduel et un faible contraste des franges, comme illustré en Figure I.5.

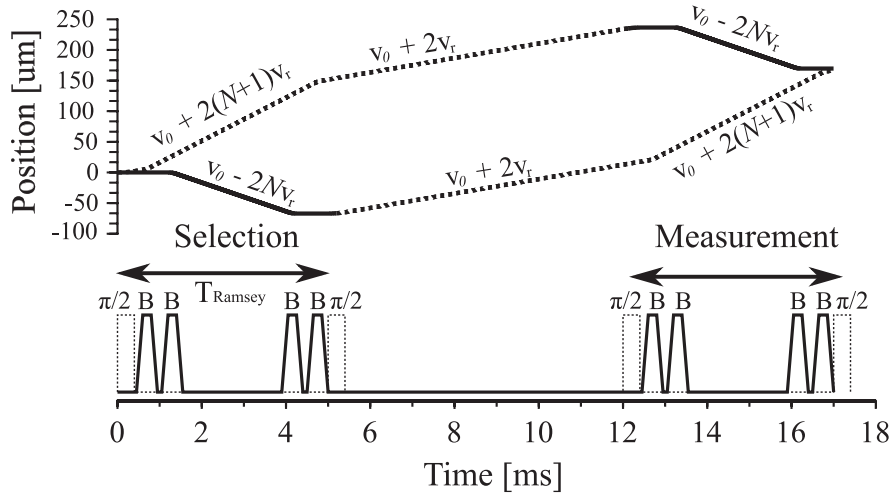


Fig. I.4 *Séquence temporelle de l'interféromètre avec 8 impulsions laser à grand transfert d'impulsions. En bas, intensité des faisceaux Raman (ligne tiretée) et Bloch (ligne pleine). En haut, trajectoire des atomes dans les deux bras de l'interféromètre : les lignes tiretée et pleine correspondent aux deux états internes d'un atome. L'expérience a été effectuée à $N = 2$. Figure extraite de [Cladé et al., 2009].*

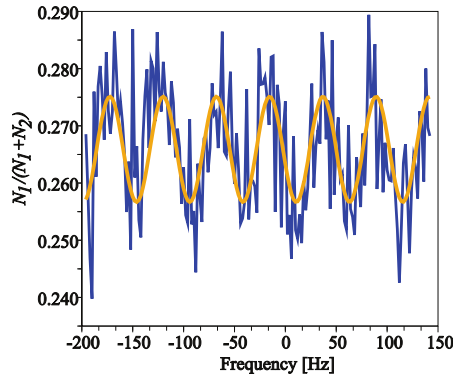


Fig. I.5 *Franges d'interférences mesurées après application du schéma interférométrique illustré en Figure I.4. Figure extraite de [Cladé et al., 2010].*

Le schéma idéal serait d'accélérer simultanément les deux bras de l'interféromètre en partant d'une double diffraction Raman. Cela consiste, à partir de l'état $|f, \vec{p}\rangle$, à placer les atomes dans une superposition cohérente des états $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ et $|e, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}\rangle$ (voir Figure I.6). Des impulsions Raman dans les deux sens sont nécessaires. En utilisant les oscillations de Bloch, par deux réseaux accélérés s'adressant chacun à un paquet atomique, nous séparons d'autant plus les deux

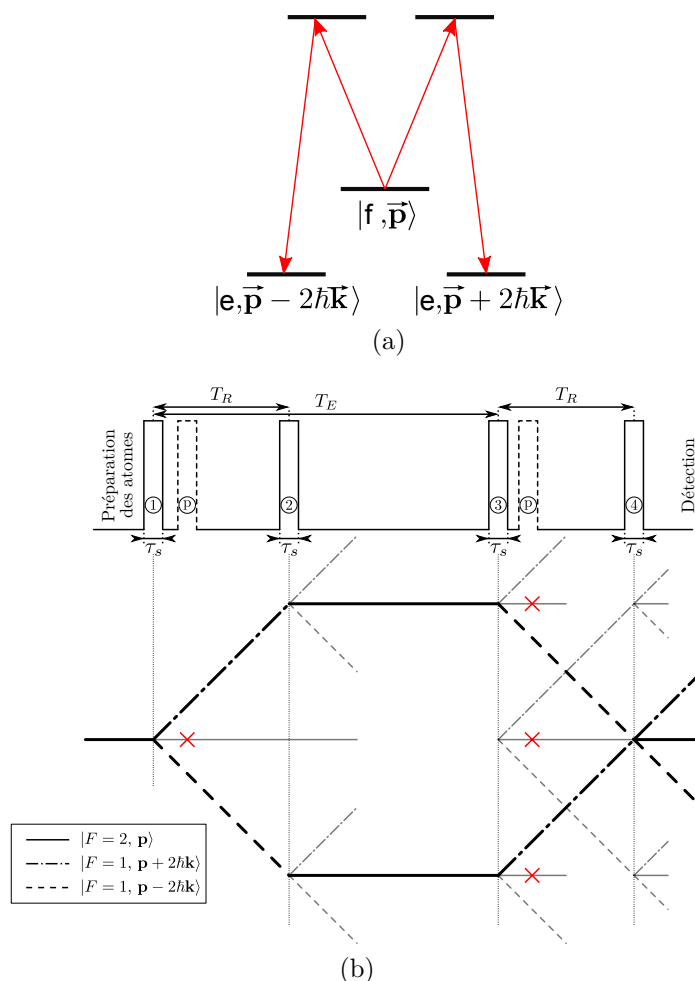


Fig. I.6 Principe de la double diffraction (I.6a) : il est créé une superposition d'ondes atomiques dans les niveaux $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ et $|e, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}\rangle$ à partir du niveau $|f, \vec{p}\rangle$ par une double transition à deux photons. Application au schéma interférométrique de Ramsey-Bordé (I.6b : séquence temporelle et trajectoires des atomes) ; figure extraite de [Andia, 2015].

états en impulsion. L'interféromètre constitué est alors parfaitement symétrique, puisque les atomes dans les deux bras sont à tout moment dans le même état interne. La mesure est également rendue indépendante des fluctuations de puissance puisque les faisceaux sont appliqués aux mêmes instants aux deux états.

Les effets de décohérence dus aux déplacements lumineux peuvent être réduits si la dispersion en vitesse du nuage atomique est plus faible ([Cladé et al., 2010]). En effet, un nuage plus froid est moins sensible aux fluctuations d'intensité des faisceaux. La mise en place de la technique décrite ci-dessus sera donc d'autant

plus efficace que la source atomique sera à basse température ainsi que peu étendue spatialement.

I.2.3 Gravimètre compact à l'aide des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré

En 2013, notre équipe a souhaité exploiter le dispositif expérimental « h/m » pour effectuer une expérience de principe d'une mesure locale de l'accélération de la pesanteur g . L'objectif est de démontrer la pertinence du développement des outils utilisés dans l'équipe pour inciter des mesures ultra-précises de g , et au-delà de la constante de Newton G . La sensibilité sur la mesure de G est limitée par le fait que dans des expériences où le nuage atomique est en mouvement, son altitude varie au cours de l'expérience, et on mesure en réalité une grandeur moyennée sur la différence entre les altitudes maximale et minimale atteintes par le nuage.

En 2006, notre équipe a utilisé les oscillations de Bloch en une onde stationnaire verticale pour mesurer l'accélération de la pesanteur g pendant la chute libre des atomes au sein d'un interféromètre de Ramsey-Bordé. Ainsi, la chute libre des atomes peut être compensée pendant le temps T_B entre les deux paires d'impulsions Raman, choisi tel que $gT_B = 2v_r$. Cette méthode a été largement étudiée par nos collègues de l'ONERA. Cette équipe a démontré une sensibilité relative de $3,5 \cdot 10^{-6} / \sqrt{Hz}$ ([Charrière et al., 2012]), en laissant les faisceaux de Bloch allumés durant 100 ms. La sensibilité est cependant limitée par l'expansion du nuage atomique au cours du temps, qui induit une décohérence due à l'inhomogénéité des déplacements lumineux.

Notre équipe a par la suite montré que la sensibilité pouvait être améliorée en évitant l'allumage constant du réseau Bloch. Nous présentons dans la suite de cette section le protocole mis en place par notre équipe et publié dans [Andia et al., 2013] pour obtenir une incertitude relative de $7,4 \cdot 10^{-7} / \sqrt{Hz}$. Pour maintenir les atomes en lévitation pendant $T = 227$ ms au milieu de l'interféromètre atomique, nous appliquons une succession de $M = 4$ séries de $N = 50$ oscillations de Bloch strictement sur l'axe vertical. Une série d'oscillations de Bloch piège les atomes au sein d'un réseau optique accéléré de profondeur $21 E_r$ où E_r est l'énergie de recul. La durée d'une impulsion Bloch est de 650 μ s. Ainsi, les atomes ne sont en interaction avec les faisceaux Bloch que durant 2,6 ms,

beaucoup plus court que dans le schéma de l'ONERA. Cela nous a permis d'obtenir une incertitude relative environ 5. En effet, nous avons ainsi moins d'inhomogénéités des profils d'impulsions responsables de la limitation de l'incertitude sur la mesure.

Les oscillations de Bloch sont également utilisées en tant qu'ascenseur atomique avant la première paire d'impulsions Raman. En effet, afin de réaliser l'interférométrie sur une hauteur minimisée, les atomes qui entrent dans l'interféromètre doivent avoir une vitesse initiale proche de zéro. Une séquence d'oscillations de Bloch dans un sens puis dans l'autre permet d'amener le nuage atomique à la position que nous choisissons et avec une vitesse proche de la vitesse nulle.

Le principe de la séquence est illustré en Figure I.7. Les impulsions Raman sont espacées de $T_{\text{Ramsey}} = 10$ ms. Afin de compenser l'accélération de la pesanteur estimée, $g_{\text{estimée}}$, nous choisissons un temps T_B entre deux paquets de N oscillations de Bloch, communiquant chacune deux vitesses de recul $v_r = \hbar k_{\text{Bloch}}/m_{\text{Rb}}$, tel que :

$$g_{\text{estimée}}T_B = 2Nv_r \quad (\text{I.2.9})$$

Les oscillations de Bloch sont appliquées selon la verticale vers le haut, après que les atomes aient chutés librement verticalement vers le bas. Au cours du temps pendant lequel l'interféromètre est ouvert, nous appliquons $M = 4$ fois ce phénomène, de manière à ce que

$$g_{\text{estimée}}T = 2NMv_r \quad (\text{I.2.10})$$

L'interférométrie a ainsi lieu sur 4,6 mm seulement et permet donc une mesure locale de l'accélération de la pesanteur.

Cependant, la valeur de l'accélération de la pesanteur g ne peut être de façon exacte égale à sa valeur estimée $g_{\text{estimée}}$. Nous ne compensons pas exactement l'accélération de la pesanteur que subissent les atomes pendant le temps T à l'aide des oscillations de Bloch. Il en résulte une vitesse résiduelle des atomes δ_v . Cette dernière se traduit par un décalage Doppler δ_R sur la position de la frange centrale de la figure d'interférences :

$$\delta_v = \frac{\delta_R}{2k_{\text{Bloch}}} \quad (\text{I.2.11})$$

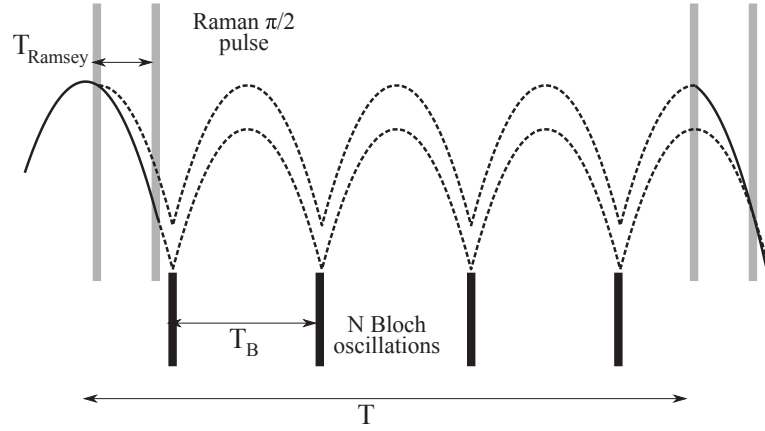


Fig. I.7 Principe de l'interféromètre conduisant à une mesure locale de l'accélération de la pesanteur. Au milieu de deux paires d'impulsion Raman $\pi/2$, nous accélérons les atomes 4 fois par 50 oscillations de Bloch afin de contrer leur chute libre. Figure extraite de [Andia et al., 2013].

Ainsi, on a l'équation suivante sur g :

$$gT = 2NMv_r - \frac{\delta_R}{2k_{\text{Bloch}}} \quad (\text{I.2.12})$$

Les franges observées sont reproduites en Figure I.8. Connaissant précisément les fréquences utilisées pour les oscillations de Bloch, une telle mesure a conduit notre équipe à évaluer g avec une incertitude de $7,4 \cdot 10^{-7}$ ramenée à 1 seconde.

Une mesure locale de g pendant une journée a permis de visualiser sa variation au cours du temps due à l'effet de marées. Cette mesure est illustrée en Figure I.9.

La sensibilité obtenue est toutefois limitée par l'expansion du nuage atomique au cours du temps. Cette mesure nécessite l'utilisation d'une source atomique plus froide et de taille plus petite.

En combinant une telle mesure locale de l'accélération de la pesanteur g par interférométrie atomique avec l'utilisation des oscillations de Bloch comme ascenseur atomique, nous souhaitons pouvoir mesurer des valeurs de g dans une enceinte à vide à différentes hauteurs. Les oscillations de Bloch peuvent permettre d'amener précisément les atomes à l'altitude souhaitée dans l'enceinte à vide. Une mesure locale de g combinée à une position précise de cette mesure permettra de réaliser un gradiomètre. Afin de réaliser ce nouveau schéma de gradiomètre, nous

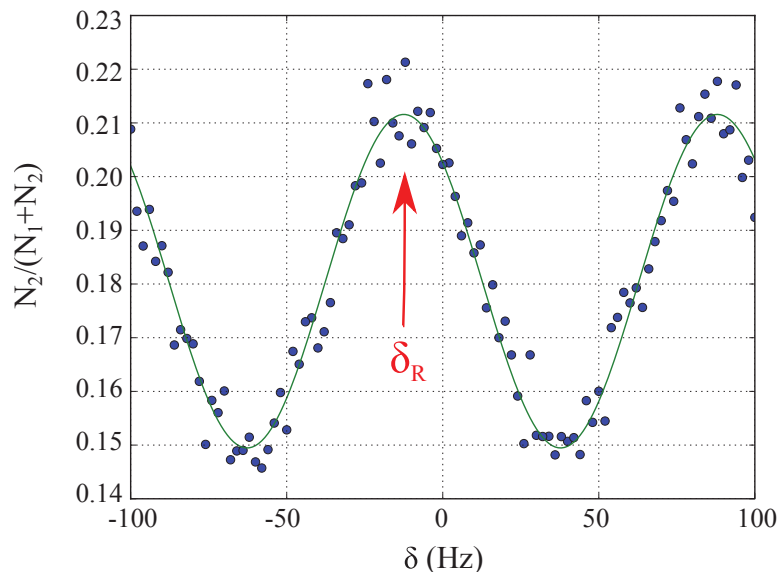


Fig. I.8 *Franges en sortie de l'interféromètre : $N_2/(N_1 + N_2)$ en fonction du désaccord entre les deux paires d'impulsions Raman. Il est appliqué un ajustement en cosinus, dont il est extrait le déphasage δ_R qui permet de remonter à la mesure de g . Figure extraite de [Andia et al., 2013].*

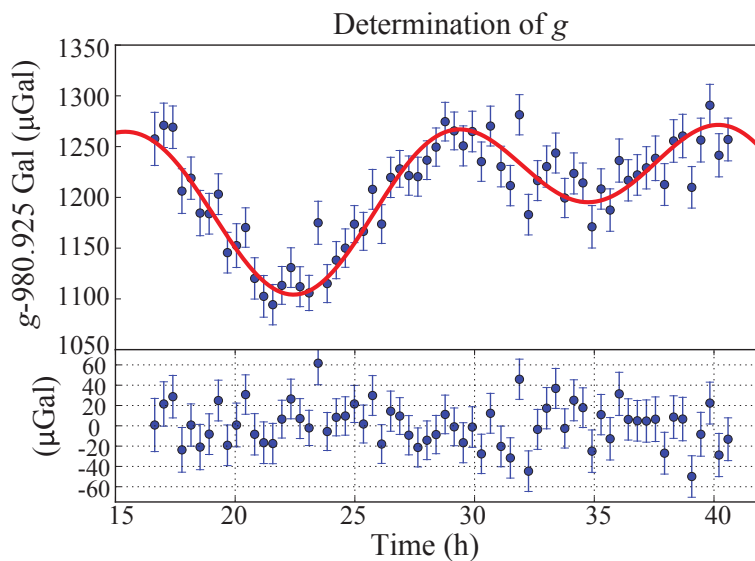


Fig. I.9 *Mesures de g au cours d'une journée. Chaque point représenté est déduit d'une moyenne de six mesures. L'ajustement provient d'une modélisation de l'effet des marées par le laboratoire SYRTE. La courbe du dessous représente le résidu par rapport à l'ajustement. $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2$. Figure extraite de [Andia et al., 2013].*

avons construit un nouveau dispositif expérimental comportant un tube vertical de 70 cm de hauteur dans lequel nous effectuerons l'interférométrie.

I.3 Avantages et inconvénients de l'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein pour la métrologie

I.3.1 Motivation pour la construction du nouveau dispositif expérimental

Le dispositif expérimental « h/m » actuel atteint ses limites en sensibilité et en exactitude. Nous proposons la construction d'un nouveau dispositif expérimental, qui sera à même :

- de limiter l'effet systématique lié à la phase de Gouy et à la courbure du front d'onde ;
- pour la mesure de α , de mettre en place le schéma de double diffraction et d'y adjoindre la technique des séparatrices à grand transfert d'impulsion à l'aide d'oscillations de Bloch ;
- pour la mesure de l'accélération locale de la pesanteur g , d'avoir un nombre de « jongles », donc un temps total de l'interféromètre, le plus grand possible.

Afin de pouvoir augmenter la taille des faisceaux tout en gardant au moins la même intensité, nous installons sur le nouveau dispositif expérimental de nouvelles sources optiques concernant les faisceaux Raman et Bloch afin d'augmenter les puissances disponibles.

De plus, réaliser les mesures sur une source atomique refroidie par évaporation constitue une évolution nécessaire pour remplir ces objectifs.

En effet, une telle source, proche de la condensation de Bose-Einstein, présente les avantages suivants :

- petite taille initiale ;
- faible expansion spatiale au cours du temps ;
- faible dispersion en vitesse. Cela implique que par rapport à une source atomique de dispersion en vitesses importante, une sélection en vitesse bien moins importante est nécessaire.

A titre d'exemple, l'équipe de M. Kasevich utilise un condensat de Bose-Einstein contenant quelques 10^5 atomes à quelques nK, pour une taille initiale d'environ $15\ \mu\text{m}$. Une température de $10\ \text{nK}$ traduit une vitesse d'étalement spatial d'environ $1\ \text{mm/s}$ (soit $v_r/6$). Pour comparer, le dispositif expérimental « h/m » produit un nuage atomique après sélection micro-onde dont la distribution de vitesse typique est de $3v_r$, après sélection micro-onde, puis une sélection par impulsion Raman π est appliquée pour obtenir une largeur de $v_r/15$, au prix d'une perte de l'ordre de 98% des atomes. Toutes ces étapes de sélection ne sont pas nécessaires lorsque la source atomique est un nuage refroidi par évaporation.

1.3.2 Limitation : effets du champ moyen

Malgré les avantages liés à l'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein pour améliorer la sensibilité et l'exactitude des interféromètres atomiques, l'inconvénient majeur d'une telle source réside dans les effets des interactions entre atomes, modélisées par un champ moyen, qui crée un effet systématique important.

L'article [Jannin et al., 2015] détaille l'étude théorique effectuée par notre équipe pour estimer l'effet systématique attribué aux interactions inter-atomiques à la fois pour le schéma interférométrique Ramsey-Bordé et Mach-Zehnder. Le modèle théorique s'appuie sur une approche perturbative pour estimer cet effet pendant les impulsions Raman et la propagation libre. L'expansion du nuage atomique ainsi que le taux de couplage Raman sont pris en compte. Ce modèle a été comparé à une simulation numérique fondée sur l'équation de Gross-Pitaevskii. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont en bonne concordance. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- Les termes d'interactions dépendent de la densité atomique. Les interactions sont traitées comme une perturbation au système non-perturbé et il est considéré que les déphasages s'impriment seulement sur la phase du paquet d'onde atomique (ce qui est bien le cas puisque le champ moyen est bien plus petit que les énergies caractéristiques du système).
- Le transfert d'atomes, dus aux interactions, entre les deux paquets d'ondes atomiques, est négligeable et par la suite négligé.
- Les mouvements transverse et longitudinal du nuage tridimensionnel gaussien sont considérés comme découplés, l'étude est ramenée à la dimension transverse à la direction de l'interférométrie.

- Les interactions sont de deux types : propres (dues aux atomes du nuage sur lui-même) et mutuelles (dues aux atomes du nuage qui est dans l'autre état).

Le déphasage accumulé dans l'interféromètre est principalement dû à la différence du nombre d'atomes dans chaque bras de l'interféromètre. Cet effet est visible dans la configuration asymétrique Ramsey-Bordé et en particulier si les séparatrices ne sont pas parfaitement des impulsions $\pi/2$. Le déphasage induit par les atomes qui changent d'état lors d'une impulsion est négligeable.

Pour un interféromètre de type Ramsey-Bordé, le temps intra-paire $\pi/2$, T_R , peut être choisi suffisamment long pour que les deux paquets atomiques soient bien séparés spatialement durant le temps de propagation T_B entre les deux paires d'impulsions $\pi/2$. Durant T_B , les interactions mutuelles disparaissent de par le non-recouvrement des fonctions d'onde associées à chacun des deux nuages atomiques. Les paquets d'ondes ne sont pas couplés par le champ lumineux et leurs nombres d'atomes restent constants. Il faut tout de même considérer l'auto-interaction d'un nuage sur lui-même. Notons α la proportion d'atomes transmis d'un état à l'autre lors d'une impulsion $\pi/2$ imparfaite ($\alpha = 1/2$ si elle est parfaite). Le modèle permet d'aboutir à une formule approximative pour le déphasage acquis dans un interféromètre Ramsey-Bordé :

$$\Delta\Phi = \left[\omega_{11} (\alpha + 1) (\alpha - 1)^2 - \omega_{22} (2 - \alpha) \alpha^2 \right] T_R + \left[\omega_{12} \frac{\sqrt{\pi}d}{4v_r T_R} (1 - 2\alpha) (2\alpha^2 - 2\alpha - 1)^2 \right] T_R \quad (\text{I.3.1})$$

où les ω_{ij} sont les pulsations de couplages entre nuages atomiques (interactions mutuelles si $i \neq j$) et d la largeur à $1/e^2$ du nuage considéré. Lorsque $\alpha = 1$, cette expression se simplifie en $\Delta\Phi = \frac{3}{8} (\omega_{11} - \omega_{22}) T_R$, et le déphasage s'annule alors uniquement si $\omega_{11} = \omega_{22}$.

Nous calculons un effet systématique de l'ordre du Hz pour chaque contribution des ω_{ij} , avec les paramètres suivants : pulsation de Rabi $\Omega = 500$ Hz, $n = 10^5$ atomes, $d = 30$ μm , $\tau = 0,5$ ms pour une impulsion $\pi/2$, $T_R = 9,5$ s, $T_B = 10,5$ s et $\omega_{ij} \approx 2\pi \cdot 3$ Hz (calculée à partir du nombre d'atomes et de la taille du nuage atomique). La Figure I.10 illustre les contributions de chaque type d'interaction sur la position de la frange centrale à l'issue de l'interféromètre Ramsey-Bordé.

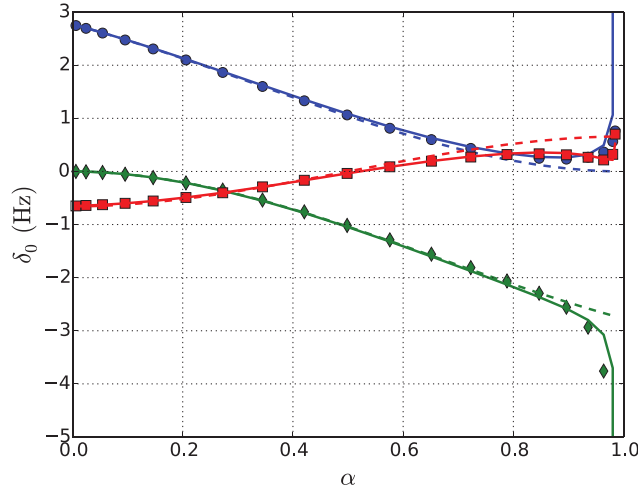


Fig. I.10 Position de la frange centrale de la figure d'interférences d'une séquence Ramsey-Bordé complète, en fonction de la fraction α d'atomes transférés d'un niveau à l'autre à la fin de chaque impulsion Rama. Les effets de chaque type d'interaction ont été découplés : ω_{11} (ronds bleus), ω_{22} (diamants verts) et ω_{12} (carrés rouges). Pour chaque cas, les résultats issus du modèle sont reportés en traits pleins, l'expression approximative (équation I.3.1) en pointillés et les simulations en symboles. Pour les paramètres du calcul, voir texte. Figure extraite de [Jannin et al., 2015].

Considérons à présent un interféromètre de type Mach-Zehnder. Pour des impulsions $\pi/2$ et π parfaites, les deux bras contiennent le même nombre d'atomes, le déphasage s'annule cette fois totalement. Cependant, cette configuration étant utilisée pour des temps d'interrogation longs, il convient d'évaluer l'effet de croissance de la largeur transverse du nuage au cours du temps de propagation libre, dont dépendent les coefficients d'interactions. Le déphasage calculé en tenant compte de cet effet fait apparaître la variation du coefficient α entre deux impulsions, ainsi que la probabilité de transition β pour l'impulsion π :

$$\Delta\Phi = [\omega_{11}(1 - \alpha - \alpha\beta) - \omega_{22}(\beta - \alpha\beta - \alpha)]T + \left[\omega_{12} \frac{\sqrt{\pi}d}{4v_r T} (4\alpha\beta - 2\beta) \right] T \quad (\text{I.3.2})$$

Le calcul pour le cas de l'expérience de la Tour de Stanford de l'équipe de Kasevich (détaillée en section I.4.2) a été effectué : même si une mesure différentielle est effectuée en impulsant les faisceaux Raman dans un sens puis dans l'autre, une fluctuation d'intensité de 1% conduit à un effet systématique de l'ordre de

10^{-11} sur la valeur de g . Cet effet pourrait donc être très limitant par rapport à l'objectif d'une mesure au niveau de 10^{-13} g ([Sugarbaker, 2014]).

Les interactions internes au condensat peuvent donc induire un effet systématique important en configuration Mach-Zehnder surtout pour des temps d'interrogation longs. Cet effet est moins marqué dans le cas d'une configuration Ramsey-Bordé où les nuages sont davantage séparés spatialement. Cette dernière configuration peut être encore davantage améliorée vis-à-vis des interactions avec un schéma de double diffraction, puisqu'alors, pour le Rb, $\omega_{11} \approx \omega_{22}$ et la présence du champ moyen peut être fortement réduite.

I.4 Interférométrie avec un condensat de Bose-Einstein : état de l'art et perspectives de métrologie avec une source quantique

Les mesures de haute précision s'inscrivent dans le développement de projets toujours plus ambitieux tant en termes technologique qu'en termes de compréhension fine de la physique. Par la mesure des grandeurs telles que le rapport h/m ou l'accélération de la pesanteur g , des tests fondamentaux sont opérés comme le test de l'électrodynamique quantique (QED) ou le principe d'équivalence. De plus, ces projets permettent la prospection de la détection d'ondes gravitationnelles et la redéfinition du Système International d'Unités.

Nous présentons dans cette section l'état de l'art des méthodes développées afin d'atteindre ces objectifs. Les techniques d'interférométrie atomique appliquée à la mesure de nombreuses grandeurs physiques (accélérations, vitesse de recul) atteignent aujourd'hui leurs limites avec des sources classiques et des méthodes usuelles. Le développement d'une nouvelle génération de dispositifs utilisant des sources atomiques refroidies par évaporation est rendu nécessaire pour la mise en place de nouveaux concepts comme les séparatrices à grand transfert d'impulsion.

I.4.1 Test de la QED

La théorie perturbative de l'électrodynamique quantique (QED) lie la constante de structure fine et l'anomalie du moment magnétique de l'électron a_e par un développement en puissances de α (coefficients A_i adimensionnés).

Le développement en question s'écrit :

$$a_e = a_e \left(\frac{m_e}{m_\mu}, \frac{m_e}{m_\tau}, \text{faible}, \text{hadron} \right) + A_1 \frac{\alpha}{\pi} + A_2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + A_3 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + A_4 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^4 + A_5 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^5 + \dots \quad (\text{I.4.1})$$

Le terme supplémentaire de ce développement prend en compte les interactions faible et hadronique, le tau et le muon. La détermination du poids de ce terme dans la théorie de la QED permettrait de sonder l'existence théorique d'une sous-structure à l'électron ([[Gabrielse et al., 2006](#)]). Elle nécessite une valeur précise de α , indépendante de la QED.

Le calcul des coefficients A_i est effectué à partir d'un très grand nombre de diagrammes de Feynman par le groupe de Kinoshita et Nio ([[Aoyama et al., 2012](#)]). En 2012, le coefficient A_5 était calculé pour la première fois, quand la précision sur les autres coefficients était améliorée.

La mesure de h/m_{Rb} effectuée par notre équipe en 2011 sur des atomes de ^{87}Rb a conduit à une détermination de α munie d'une incertitude relative de $6,6 \cdot 10^{-10}$; cette valeur de α a été utilisée pour calculer une valeur de a_e à partir de l'équation I.4.1. Cette valeur de a_e est en accord avec la détermination expérimentale réalisée par le groupe de Gabrielse ([[Gabrielse et al., 2006](#)]), comme l'illustre la Figure I.11. Cela constitue un test des théories sous-tendant le calcul des valeurs numériques de l'équation I.4.1.

De plus, la mesure de α par notre équipe, indépendante de la QED, a atteint une sensibilité telle qu'il a été mis en évidence la contribution du terme supplémentaire dans le développement en puissance de α , dû aux interactions faible et hadronique, au tau et au muon (voir [[Bouchendira et al., 2011](#)]).

L'amélioration de la sensibilité sur la mesure de α par notre équipe, motivant en particulier la construction du nouveau dispositif expérimental, se révèle donc fondamentale pour des tests plus poussés de la QED.

I.4.2 Test du principe d'équivalence : tour de Stanford

La tour de 10 m de Stanford, du groupe de M. Kasevich, a été conçue pour tester le principe d'équivalence par interférométrie atomique. Le principe d'équivalence établit l'égalité des masses inertielle et gravitationnelle. Un test de l'uni-

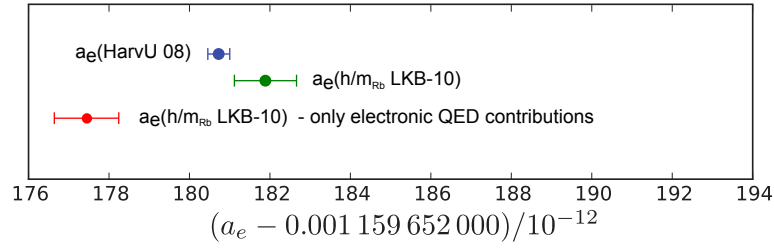


Fig. I.11 *Mise en évidence de la contribution du terme dû à la QED dans le développement en puissances de α pour la détermination de a_e (voir texte) : en bleu, la valeur expérimentale mesurée à Harvard (HarvU 08 : [Hanneke et al., 2008]); en vert, la valeur calculée à partir de notre détermination de α et du développement I.4.1. Ces deux valeurs sont cohérentes. De plus, nous représentons en rouge la valeur du développement sans le terme a_e ($\frac{m_e}{m_\mu}$, $\frac{m_e}{m_\tau}$, faible, hadron). Figure inspirée de [Bouchendira et al., 2013].*

versalité de la chute libre est effectué en mesurant l'accélération acquise par deux corps de structures internes et de masses différentes en chute libre. Le postulat fondamental d'Einstein institue que ces deux masses subissent la même accélération de la pesanteur. Réaliser ce test permet de tester notre compréhension actuelle de la relativité générale. Une déviation à la valeur nulle de la mesure différentielle de ces accélérations serait donc une remise en cause profonde de notre compréhension de la physique. Le paramètre d'Eötvös $\eta_{\text{Eötvös}}$ caractérise cet écart ([Sugarbaker, 2014]) :

$$\eta_{\text{Eötvös}} = \frac{\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_A - \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_B}{\frac{1}{2} \left(\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_A + \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_B \right)} = \frac{g_A - g_B}{\frac{1}{2} (g_A + g_B)} \quad (\text{I.4.2})$$

où m_g et m_i représentent les masses respectivement gravitationnelle et inertielle de chaque corps A et B , et g_A et g_B les accélérations de la pesanteur mesurées respectivement pour les corps A et B . Actuellement, les meilleurs tests assurent que $\eta_{\text{Eötvös}} < 10^{-13}$. Le projet de la tour de Stanford envisage d'améliorer de deux ordres de grandeur le test du principe d'équivalence. Il est prévu de comparer les accélérations de chutes libres de deux nuages atomiques des isotopes ^{85}Rb et ^{87}Rb tout au long de la tour de 10 m de haut.

Actuellement, un nuage de quelques 10^5 atomes condensés est préparé à quelques nK par piège magnéto-optique et refroidissement évaporatif, auquel

il est adjoint des techniques de lentille à onde de matière. Les atomes sont lancés verticalement toutes les 30 s vers le haut à environ 13 m/s à l'aide d'un réseau optique accéléré par une augmentation de la différence de fréquences des faisceaux qui le constituent. Une accélération de 75 g est ainsi appliquée. Cela présente le double avantage de doubler le temps effectif de chute libre (aller et retour sur la verticale) ainsi que de pouvoir effectuer une gravimétrie à plusieurs altitudes très différentes, en formant alors un gradiomètre. La phase de chute libre dure jusqu'à 2,8 s. La zone interférométrique mesure 8,5 m de hauteur. Elle est sous ultra-vide et isolée magnétiquement. L'interféromètre consiste en l'application de la séquence $\pi/2 - \pi - \pi/2$ par impulsions Raman. L'impulsion π est appliqué au sommet de la trajectoire atomique. La séparation des paquets atomiques est centimétrique. Une sensibilité de $3,0 \cdot 10^{-11} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été obtenue ([Sugarbaker, 2014]). En sus, l'implémentation de séparatrices à grand transfert d'impulsion, pouvant communiquer un recul de $100\hbar k$, est prometteuse pour obtenir $\eta_{\text{Eötvös}} < 10^{-15}$. La détection est opérée en bas du dispositif expérimental, par absorption. Une compensation des effets de la rotation de la Terre est opérée par le contrôle des angles du miroir relayant le faisceau interférométrique.

L'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein dans cette expérience est primordiale. Elle permet d'effectuer l'interférométrie sur des temps supérieurs à la seconde sans que le nuage s'éclate. Même si elle est faible, le nuage subit tout de même une expansion spatiale. Cette constatation a mené à la mise en place de la technique d'interférométrie atomique à long temps avec un point source ([Dickerson et al., 2013]). Celle-ci permet de mesurer deux effets de rotations et un effet d'accélération sur un seul cycle en observant l'évolution spatiale du condensat en chute libre. Une autre méthode va même plus loin en appliquant un couteau de phase transversalement au condensat, créant ainsi une figure spatiale de franges, dont l'évolution conduit à une mesure gyroscopique précise ([Sugarbaker et al., 2013]). L'interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein ouvre de nouveaux horizons dans le domaine de la métrologie.

1.4.3 Mesure de l'accélération de la pesanteur g

Mesurer l'accélération de la pesanteur g a des applications très concrètes, notamment pour la prospection minière ([Peters et al., 2001]). Cela peut permettre de localiser des ressources naturelles (eau, pétrole) en observant des variations

spatiales de g dépendant de la densité des matériaux massifs. La géodésie pourra également en tirer profit, en mesurant à plusieurs endroits les mouvements verticaux des plaques tectoniques. Enfin, des applications en navigation inertielle sont envisagées, un accéléromètre permettant de participer à la détermination de trajectoires.

La mesure historique de l'accélération de la pesanteur g a été effectuée à Stanford par Kasevich et Chu en 1991 ([Kasevich and Chu, 1992]) sur des atomes de Sodium. Il s'agissait d'un interféromètre de type Mach-Zehnder $\pi/2 - \pi - \pi/2$ par impulsions Raman, avec un temps d'interrogation $T = 50$ ms, permis par la configuration de fontaine atomique. Le centre des franges repéré par un déphasage $\Delta\Phi = 2kgT^2$ conduit à une mesure directe de g . Une sensibilité de $3.10^{-8} g$ a été obtenue pour un temps d'intégration de 2000 s, soit $1,3.10^{-6} g/\sqrt{\text{Hz}}$. En 2001, cette équipe atteint une incertitude de $1.10^{-10} g$ en deux jours d'intégration sur des atomes de césium, soit $4,1.10^{-8} g/\sqrt{\text{Hz}}$ ([Peters et al., 2001]).

Aujourd'hui, le record d'exactitude absolue de $2.10^{-9} g$ est détenu par le gravimètre commercial FG-5 (compagnie Microg Solutions), basé sur la chute libre d'un coin de cube et une interférométrie optique. Ce dispositif est cependant limité en sensibilité au niveau de $10^{-8} g/\sqrt{\text{Hz}}$. Le développement de l'interférométrie atomique promet une meilleure sensibilité et un taux de répétition plus important ([Landragin, 2010]).

Le SYRTE a également développé un gravimètre d'atomes de ^{87}Rb . Après pièges magnéto-optiques et mélasse, le nuage atomique chute librement dans un tube vertical de 20 cm, avant la détection des populations atomiques des niveaux $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Les impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$ sont effectuées avec des faisceaux de 12 mm de waist, et il est laissé un temps d'interrogation de $T = 80$ ms entre deux impulsions. Afin d'éliminer certains effets systématiques, chaque mesure est constituée de quatre spectres : le vecteur d'onde effectif est orienté dans un sens puis dans l'autre, et l'expérience est réalisée à puissance maximale puis demi-puissance pour les faisceaux Raman (correction des déplacements lumineux à deux photons). Une exactitude d'environ $4.10^{-9} g$ est obtenue ([Gillot et al., 2016]). Elle est cependant limitée par les fluctuations de la position initiale du nuage atomique et par l'expansion de celui-ci par rapport au waist des faisceaux Raman. L'exactitude obtenue sur un tel gravimètre semble être maintenant limitée essentiellement par la nature du nuage atomique.

Il est envisagé d'effectuer cette même mesure sur une source atomique refroidie dans un piège dipolaire optique. Le but d'une telle opération est d'atteindre le régime d'exactitudes absolues inférieures à 1 μGal (1 $\text{Gal} = 10^{-2} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$), soit inférieures à 10^{-9} sur g , en-dessous de l'actuel record d'exactitude avec le gravimètre optique FG-5.

L'ONERA développe un gravimètre compact sur un modèle similaire, avec des atomes de ^{87}Rb ([Bidel et al., 2013]), particulièrement compact et stable. Des mesures de gradiométrie ont été effectuées dans un ascenseur. Sa sensibilité est de $4,3\cdot 10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Récemment, à Wuhan (Chine), une sensibilité de $4,2\cdot 10^{-9} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ a été obtenue [Hu et al., 2013]. Les atomes de ^{87}Rb sont lancés dans une fontaine atomique et un temps de 300 ms est disponible entre deux impulsions, dans un schéma $\pi/2 - \pi - \pi/2$. Cette excellente sensibilité a été obtenue au prix d'efforts sur l'amélioration de l'asservissement des faisceaux Raman pour réduire leur bruit de phase, ainsi qu'avec l'utilisation d'un système anti-vibrations actif.

Le gravimètre de Canberra est sur le même modèle que celui du SYRTE, en particulier avec un tube vertical de 20 cm de long pour l'interférométrie ([Altin et al., 2013]). Cependant, la différence fondamentale est l'utilisation de séparatrices multi-photoniques de Bragg au lieu d'impulsions Raman à deux photons. De plus, des oscillations de Bloch sont appliquées juste avant l'ouverture de l'interféromètre afin de sélectionner la classe d'impulsion $80\hbar k$. Le temps d'interrogation est alors supérieur à 150 ms. Une mesure de g sensible à $2,7\cdot 10^{-9}$ sur un temps d'intégration de 1000 s est effectuée, soit une sensibilité de $8,0\cdot 10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$. Une seconde configuration est envisageable avec ce schéma expérimental : l'ajout d'une seconde impulsion d'oscillations de Bloch en amont permet de réaliser un gradiomètre. En effet, la première impulsion communique $80\hbar k$ aux atomes, mais la seconde impulsion Bloch, 50 ms après la première, et s'adressant à d'autres atomes issus du PMO3D, leur communique $74\hbar k$ (elle est gênée par le premier nuage atomique). Il est alors obtenu deux nuages distincts mais dans des conditions très proches.

Un gradiomètre consiste en la mesure différentielle de l'accélération de la pesanteur entre deux nuages séparés spatialement. Une telle mesure sert à mesurer la constante de Newton G ou encore à tester le principe d'équivalence. La constante gravitationnelle de Newton G ne s'exprime pas en fonction d'autres

constantes mesurées plus précisément. Au-delà du développement des techniques, sa mesure précise intéresse les théories de la gravitation, cosmologie, physique des particules, astrophysique ou encore de la géophysique. La valeur de G est encore à ce jour mal connue. Cependant, l'expérience MAGIA au LENS à Florence a proposé un schéma expérimental original basé sur un gravimètre en configuration gradiomètre ([Rosi et al., 2014]). La valeur mesurée sur des atomes de ^{87}Rb est la suivante : $G = 6,67191(99) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg}/\text{s}^2$, soit une incertitude relative de $1,50 \cdot 10^{-4}$. Une plus grande sensibilité pourrait être obtenue en augmentant la distance entre les deux nuages utilisés pour cette mesure. Cependant, cette opération est limitée par la position verticale du nuage lors de l'interférométrie, donc la taille du nuage atomique, ainsi que par sa température. L'utilisation d'une source atomique moins spatialement étendue et plus froide, telle qu'un condensat de Bose-Einstein, est envisagée.

I.4.4 Détection d'ondes gravitationnelles : projet MIGA

Le but du projet MIGA (pour « Matter-wave laser Interferometric Gravitation Antenna », Laboratoire Souterrain à Bas Bruit, France) est de mesurer d'ici une dizaine d'années les vibrations spatio-temporelles du champ local de gravité induites par des phénomènes géophysiques et mettre ainsi en oeuvre un prototype d'une détection des ondes gravitationnelles depuis la Terre. Ce détecteur explorera une bande de fréquence sub-Hz jusqu'à quelques centaines de Hz, qui est classiquement non accessible par les interféromètres optiques. La sensibilité relative requise pour détecter les déformations de l'interféromètre par ces phénomènes est de 10^{-13} .

Le principe de la mesure reposera sur la comparaison de trois interféromètres atomiques de Mach-Zehnder sur des atomes de ^{87}Rb alignés et interrogés par un champ résonnant dans une cavité de 300 m de long. Il sera ainsi possible de mesurer toute variation de la différence de phase entre les trois interféromètres atomiques due à des déformations de l'espace-temps par les ondes gravitationnelles.

Le projet est actuellement dans sa phase de développement mais les résultats de simulations numériques sont prometteurs quant à sa sensibilité (voir [Canuel et al., 2016]) : la limitation d'une mesure de contrainte à 0,1 Hz pourrait être à $10^{-16} \sqrt{\text{Hz}}$. Il est déjà envisagé de construire un second dispositif

orthogonal à celui-ci afin de disposer de deux dimensions de mesures. La récente observation, confirmée, des ondes gravitationnelles par l'interféromètre optique géant LIGO ([Abbott et al., 2016]) encourage le développement de détecteurs d'ondes gravitationnelles encore plus puissants, et notamment ceux basés sur l'interférométrie atomique.

1.4.5 Redéfinition du Système International d'Unités

Le kilogramme est la dernière unité du Système International d'Unités qui est encore définie par un artefact matériel [Davis, 2003]. Depuis plusieurs décennies, un effort international s'est engagé pour changer cette définition et la baser sur un principe physique. Deux nouvelles définitions ont été envisagées : la première est fondée sur une masse atomique (par exemple en fixant le nombre d'Avogadro) ; la seconde est fondée sur la constante de Planck h . Ces deux définitions sont liées à deux méthodes expérimentales : le projet XRCD (pour « X-ray crystal density ») qui consiste en la mesure du rapport M/m , où M est une masse macroscopique d'une sphère de silicium et m la masse atomique (voir [Azuma et al., 2015]) ; et l'expérience de la balance du Watt qui détermine le rapport h/M par comparaison de puissances mécanique et électrique ([Stock, 2013]).

Le choix de la Conférence Générale des Poids et Mesures se tourne désormais vers une nouvelle définition du kilogramme en fixant la constante de Planck h . Bien que mettant en valeur l'expérience de la balance du Watt, le projet XRCD reste d'actualité pour la mise en pratique de la nouvelle définition du kilogramme. La problématique aujourd'hui est de déterminer h aussi précisément que possible, dans le système international actuel.

La mesure du rapport h/m est utile pour comparer les deux expériences qui participent à la redéfinition du kilogramme, afin de vérifier la cohérence des mesures. De plus, la mesure précise de ce rapport permet la réalisation du nouveau kilogramme à l'échelle microscopique.

Le CODATA (« Committee on Data for Science and Technology ») estime régulièrement la valeur numérique des constantes de la physique qui régissent l'ensemble des lois physiques connues. Par ailleurs, les constantes sont déduites les unes des autres en fixant certaines valeurs. De nombreuses constantes reposent sur la valeur de la constante de structure fine α . Mesurer les valeurs de

h/m et de α participe ainsi à la détermination de plusieurs constantes physiques fondamentales dans le nouveau Système International d'Unités prévu pour 2018.

Conclusion

Notre équipe mesure le rapport h/m_{Rb} afin de déterminer précisément la valeur de la constante de structure fine α . Nous utilisons un schéma interférométrique de Ramsey-Bordé, constitué de quatre impulsions Raman $\pi/2$. La mesure effectuée est une mesure de la vitesse de recul communiquée aux atomes. L'utilisation des oscillations de Bloch au milieu de l'interféromètre nous permet d'obtenir une grande sensibilité. D'autre part, nous avons mis en oeuvre une méthode novatrice pour effectuer une mesure de l'accélération de la pesanteur g à l'aide des oscillations de Bloch. Les oscillations de Bloch permettent également la mise en place de schémas interférométriques fondés sur des séparatrices à grand transfert d'impulsion et sur la double diffraction.

Ces évolutions nécessitent toutefois des évolutions profondes du dispositif expérimental. Une source issue d'un refroidissement atomique effectué par une phase de mélasse (température de l'ordre de quelques reculs) n'est plus suffisante. L'un des changements fondamentaux à apporter est de travailler avec une source atomique plus petite et dont l'expansion spatiale est plus lente au cours du temps. De plus, toujours pour réduire les effets systématiques qui entachent les mesures, nous devons mettre en place des sources laser plus puissantes. Enfin, nous avons besoin de disposer d'une géométrie d'enceinte à vide permettant des mesures du gradient de l'accélération de la pesanteur sur une hauteur de l'ordre du mètre.

Nous développons donc un nouveau dispositif expérimental avec tous ces requis, et fondé sur un condensat de Bose-Einstein, source particulièrement cohérente, comme l'ont testé d'autres expériences dans le monde. La mesure du rapport h/m devrait jouer un rôle déterminant pour tester la théorie de l'électrodynamique quantique ainsi que pour la redéfinition du système international d'unités. D'autres projets ambitieux se dirigent vers l'utilisation d'une source atomique refroidie pour évaporation, afin de tester le principe d'équivalence ou effectuer des mesures précises de l'accélération de la pesanteur et de la constante de Newton G .

Néanmoins, le champ moyen induit par les atomes condensés amènera un effet systématique supplémentaire, qu'il conviendra de caractériser.

Chapitre II

Source atomique : conception et caractérisation du dispositif expérimental

Introduction

Le nouveau dispositif expérimental que nous décrivons dans le présent chapitre, pour l'obtention d'une source d'atomes froids, s'inscrit dans la lignée du développement expérimental de ces dernières décennies. En 1987, le piège magnéto-optique, imaginé par Jean Dalibard, voit sa première réalisation. En 1997, les travaux de Claude Cohen-Tannoudji, Steven Chu et William D. Phillips sur le refroidissement d'atomes par laser sont récompensés par le prix Nobel. En 2001, c'est pour la réalisation et l'étude d'un condensat de Bose-Einstein qu'est décerné le prix Nobel à Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle et Carl E. Wieman.

Un piège magnéto-optique peut compter de l'ordre de 10^9 atomes à une température de quelques dizaines de μK . Afin d'atteindre la condensation de Bose-Einstein tout en gardant un nombre suffisant d'atomes piégés, la mise en place d'un piège dipolaire est une solution développée. En 1986, S. Chu réalise pour la première fois un piège atomique dans un faisceau laser puissant, focalisé et très désaccordé dans le rouge de la transition ([Chu et al., 1986]). L'intérêt principal est de créer un puits de potentiel profond et localisé, tout en limitant l'échauffement des atomes. Ceux-ci, attirés vers la zone de forte intensité, forment un nuage de densité importante. Afin d'augmenter le confinement d'un tel piège dans les trois directions de l'espace, un schéma de piège dipolaire tout-optique composé de

deux faisceaux croisés et loin de la résonance permet une première observation, en 2001, d'un condensat de Bose-Einstein dans un tel piège ([Barrett et al., 2001]).

Dans ce chapitre, nous décrirons la conception, la construction et la caractérisation du nouveau dispositif expérimental que nous avons réalisé pour disposer d'une source atomique de l'isotope 87 du rubidium dans un piège dipolaire de près de 10^6 atomes à quelques μK , propice à la condensation de Bose-Einstein. La première partie décrira l'obtention de l'ultra-vide dans une nouvelle enceinte construite spécifiquement dans ce but. La deuxième partie s'intéressera aux sources laser, à leur asservissement et à leur utilisation pour piéger les atomes selon deux et trois dimensions ainsi que pour mettre en place le système d'imagerie. La troisième partie développera la conception du piège dipolaire à l'aide de deux faisceaux laser croisés à 1070 nm, le chargement de celui-ci et sa caractérisation.

II.1 Enceinte à ultra-vide

II.1.1 Besoins expérimentaux

L'enceinte à vide a été spécialement pensée et conçue pour satisfaire aux contraintes des expériences que nous souhaitons effectuer sur le nuage atomique de rubidium.

Afin d'améliorer l'incertitude sur les mesures réalisées avec la source atomique, nous souhaitons que le temps de cycle de l'expérience soit court, en particulier en ce qui concerne la condensation du nuage atomique. Une séquence complète ne durera que quelques secondes. Nous aurons donc besoin d'un temps de vie atomique typique de $\tau = 10$ s. Ce temps de vie est lié à la densité n du gaz résiduel ([Fauquembergue, 2007]) :

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma\bar{v} \quad (\text{II.1.1})$$

où $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$, avec $T = 300$ K, k_B la constante de Boltzmann et m la masse d'un atome de rubidium. σ est la section efficace de collision avec le gaz résiduel, constitué essentiellement de rubidium, d'hélium et de dihydrogène ; la section efficace de collision entre deux atomes de rubidium vaut $\sigma_{\text{Rb-Rb}} = 2500 \text{ \AA}^2$, il s'agit



Fig. II.1 Premiers pompages sur l'enceinte à vide en court d'assemblage.

de la seule à prendre en compte car supérieure d'un ordre de grandeur aux sections efficaces de collision entre un atome de rubidium et un atome d'hélium, ou entre un atome de rubidium et une molécule de dihydrogène ([Bali et al., 1999]). La pression à assurer pour avoir un temps de vie du nuage de rubidium de l'ordre de la dizaine de secondes est donc de 6.10^{-10} mbar.

Nous avons donc pris toutes les précautions nécessaires pour favoriser l'ultra-vide (défini entre 10^{-7} et 10^{-10} mbar dans [Leclerc, 1997]). Après réception des pièces construites sur mesure au laboratoire, nous les avons nettoyées de leur graisse d'usinage à l'acétone, puis les avons plongées dans des bains d'éthanol, et ce, afin d'éviter des bains finaux à l'eau chaude qui déposeraient du calcaire. Nous avons ensuite placé les pièces dans un four à 450 °C durant 4 jours pour éliminer un maximum les molécules d'eau adsorbées par les parois. Nous avons manipulé par la suite ces pièces avec des gants en coton et ne les sortions de leur emballage d'aluminium qu'au moment de les intégrer sur le banc de pompage, dans un premier temps constitué par une pompe primaire sèche à spirale pour le premier étage, et une pompe turbo pour le second étage (voir Figure II.1). Nous avons été amenés à étuver le système à 100 °C pendant plusieurs semaines à l'aide de cordons chauffants enlacés autour des différentes pièces.

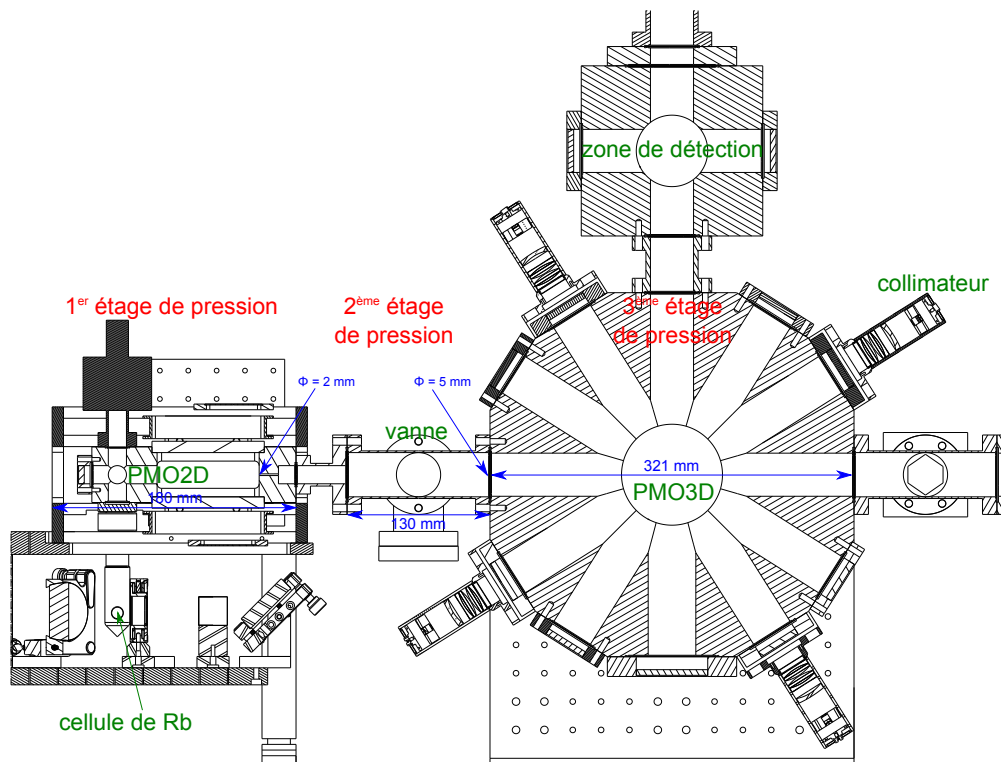


Fig. II.2 Coupe du dispositif expérimental qui fait apparaître les trois étages de vide délimités par des trous de 2 mm de diamètre.

Faire régner une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar dans un volume conséquent, nécessaire à la multiplicité des accès optiques, tout en alimentant l'expérience en atomes de rubidium, nous a conduit à mettre en place trois étages de vide (voir Figure II.2). Le premier étage est proche de la cellule de rubidium, le deuxième étage contient une vanne (fermée vers l'extérieur), et le troisième étage est constitué par le plus grand volume. Nous pompions particulièrement ce dernier afin d'y obtenir la plus basse pression. Entre les deux premiers étages, nous installons un petit trou de 2 mm de diamètre, qui permet un différentiel de pression de deux ordres de grandeur, la pression étant la plus haute du côté de la cellule de rubidium. Entre les deux étages suivants un trou de l'ordre de 5 mm est présent, créant un différentiel de pression d'un à deux ordres de grandeur.

Autre contrainte expérimentale, le contrôle des champs magnétiques jouera un rôle important dans la formation du nuage atomique et la séquence interférométrique. Le choix du matériau pour l'enceinte à vide s'est porté sur le titane, matériau amagnétique. L'ensemble des pièces de l'enceinte ainsi que les nom-

breuses vis d'assemblage sont en titane. Les brides des hublots sont également en titane, les hublots sont quant à eux en silice, et les soudures effectuant leur jonction en titane : celles-ci limitent l'étuvage à une centaine de °C.

II.1.2 Description de la chambre d'expériences

Nous présentons sur la Figure II.3 la chambre d'expériences, constituée de quatre zones principales.

La zone centrale est constituée d'une enceinte à vide à base dodécagonale et de 11 cm d'épaisseur. Elle permet un accès par huit hublots sur son pourtour, et est pourvue sur ses deux grandes faces de hublots CF100 permettant des accès optiques importants, prévus pour maximiser l'angle que feront les faisceaux du piège dipolaire croisé. Les atomes sont piégés en son centre dans un piège magnéto-optique à 3 dimensions (PMO3D) et au cœur des faisceaux du piège dipolaire.

Cette zone centrale est alimentée en atomes de rubidium par un flux en provenance du piège magnéto-optique à 2 dimensions (PMO2D), lui-même alimenté par une cellule contenant du rubidium solide dont s'évaporent peu à peu les atomes. Dans l'axe du flux d'atomes se trouve un hublot qui nous permet de les visualiser. A cet endroit se trouve également une pompe fixée par un té.

Nous souhaitons effectuer les mesures interférométriques sous un champ magnétique contrôlé et homogène. Après transport des atomes, l'interférométrie sera effectuée dans un tube de 70 cm de hauteur placé au-dessus de la zone des pièges.

Entre la zone des pièges et la zone d'interférométrie se situe la zone de détection optique qui servira à déterminer les populations atomiques en fin de séquence. Cette détection est constituée de quatre accès optiques : deux hublots 63CF et deux hublots 40CF.

II.1.3 Banc de pompage

Un vide primaire puis intermédiaire est atteint dans l'enceinte à vide à l'aide d'une pompe primaire sèche à spirale (modèle XDS10 de la marque Boc Edwards) jusqu'à ce qu'une pression suffisamment basse soit atteinte (quelques 10^{-5} mbar) pour que l'on puisse enclencher la pompe turbo (ADIXEN ATP80). La pression

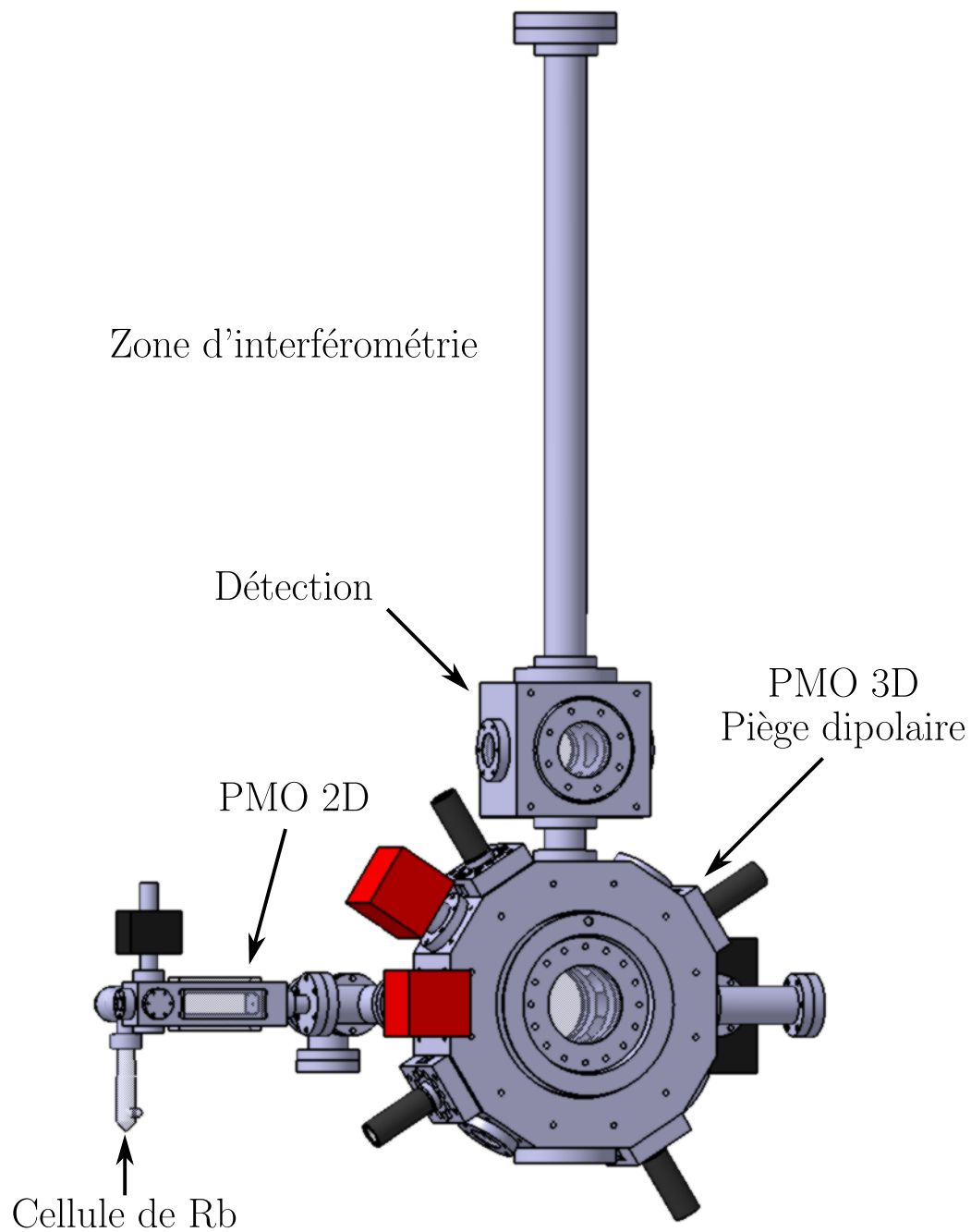


Fig. II.3 *Enceinte à vide réalisée pour l'expérience (Figure extraite de [Jannin, 2015]).*

descend alors à quelques 10^{-7} mbar. Pour atteindre ce vide nous avons effectué des étuvages pendant plusieurs semaines.

Nous entrons dans le domaine de l'ultra-vide avec la mise en route de deux pompes hybrides getter/ionique SAES NEXTorr D200-5. L'une d'entre elles est placée en face de la vanne à laquelle est reliée le banc de pompes primaire et turbo ; l'autre pompe hybride est placée sur la zone centrale. Ce type de pompe ionique a une vitesse de pompage (relativement au dihydrogène) de 6 L/s. Cependant, lorsque l'on active le getter par un chauffage à 500 °C pendant 1 heure, ce matériau présent dans la structure de la pompe ionique exacerbe la vitesse de pompage, qui atteint alors 200 L/s (pour le dihydrogène). La pression descend alors en quelques heures de trois ordres de grandeur, pour se stabiliser dans un premier temps à 3.10^{-10} mbar dans la zone des pièges. Après une année où seules les pompes ioniques demeurent allumées, la pression est de 1.10^{-9} mbar. Cependant, une réactivation du getter nous a permis de revenir à la pression initialement obtenue. Cette opération est classique et doit être réalisée tous les ans.

Nous avons également placé une pompe ionique Agilent Mini Vac de 2 L/s dans la partie du PMO 2D, mais suite à un dysfonctionnement nous avons préféré l'éteindre.

Le banc de pompage est complété par une pompe ionique Agilent de 20 L/s, installée sur le té relié directement à la zone des pièges. Cette installation fait suite à la mise en évidence d'un phénomène qui empêchait un établissement stable de la pression (voir section suivante).

II.1.4 Instabilité due à l'argon

Après avoir assemblé la totalité des éléments de l'enceinte à vide et fait fonctionner le banc de pompage complet, la pression semblait ne pas se stabiliser et ne descendait guère en-dessous des 1.10^{-8} mbar. Trois relevés par jour ne donnaient pas de tendance claire. La pression est mesurée directement par les pompes SAES en mesurant le courant entre anode et cathode à différence de potentiel connue, et est affichée directement par les pompes. La calibration est assurée par le fabricant. Nous avons donc interfacé informatiquement les pompes SAES pour suivre en temps réel l'évolution de la pression.

La Figure II.4 illustre le phénomène que nous avons observé.

La pression à la base des remontées de pression était en légère baisse au fur et à mesure que le temps passait. Nous observions une remontée quasi-périodique

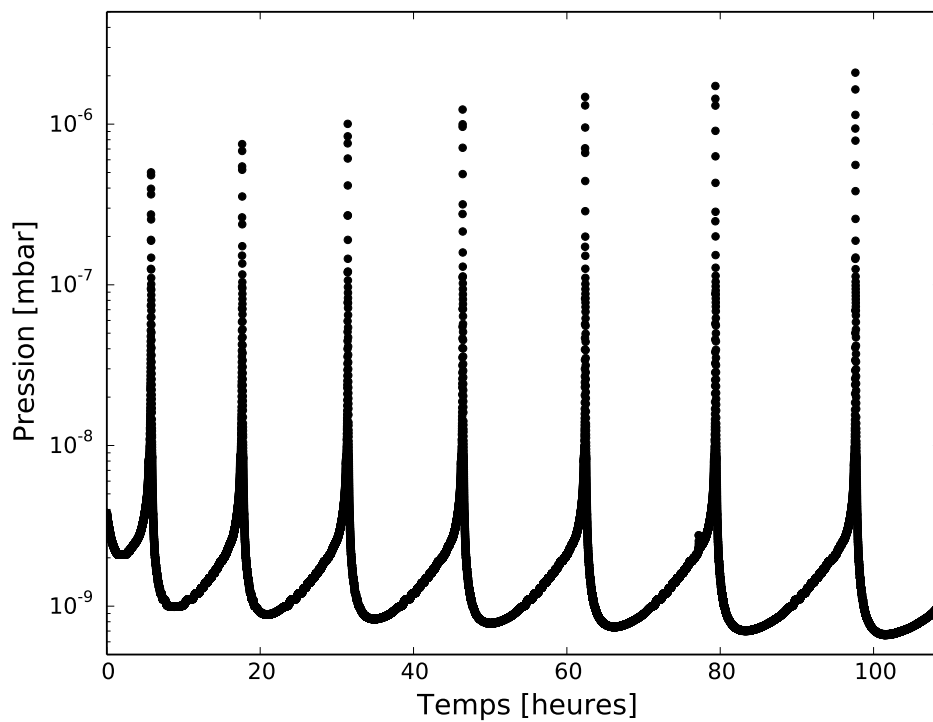


Fig. II.4 *Observation de remontées de pression quasi-périodiques due à la présence d'argon*

de la pression d'un à deux ordres de grandeur. Le phénomène observé étant lent, nous avons relevé l'évolution de la pression sur plusieurs jours.

Ce phénomène apparaît dans la littérature dès 1960 ([[R. L. Jepsen, 1960](#)]), mais cet article est actuellement difficilement trouvable. Il est cité notamment dans [[Yoshimura, 2007](#)], et ce même phénomène a été récemment observé au laboratoire SYRTE ([[Hilico, 2014](#)]) peu de temps avant notre propre observation.

Il s'agit du phénomène dit d'instabilité de l'argon. Les pompes getter-ioniques pompent relativement mal le gaz rare argon (1 à 2 ordres de grandeur de moins en vitesse de pompage que pour les autres gaz résiduels typiquement présents dans l'enceinte à ultra-vide). L'argon vient s'accumuler en s'adsorbant sur la cathode et toutes les pièces autour. Lorsque la surface active en est abondamment recouverte, la pompe ne parvient plus à jouer efficacement son rôle : d'abord progressivement, et on observe une remontée progressive de la pression ; ensuite

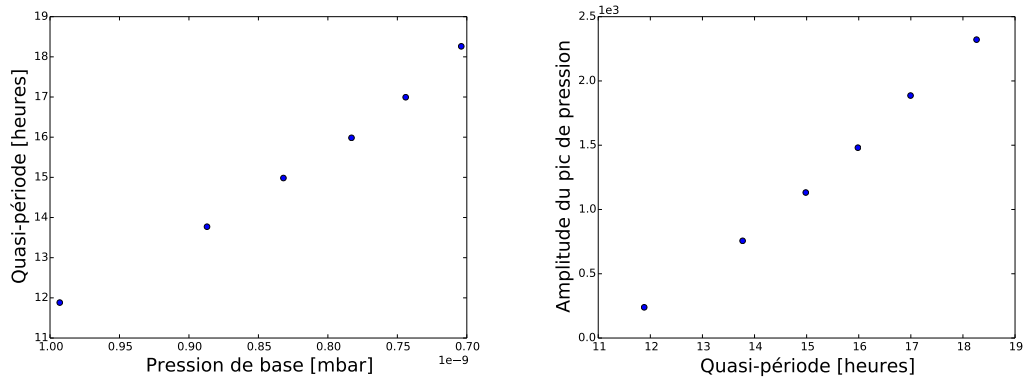


Fig. II.5 *Analyse des remontées de pression quasi-périodiques. A gauche, la quasi-période augmente lorsque la pression de base diminue, et ce avec une tendance linéaire. A droite, l'amplitude du pic de pression augmente avec la quasi-période également avec une tendance linéaire.*

le phénomène s'emballé et la pompe relargue, dans l'enceinte, sur un temps très bref, les gaz qui s'étaient accumulés dans sa région.

La quasi-période est d'autant plus longue, et l'amplitude du phénomène est d'autant plus grande, que la pression de base est faible. Nous traçons en Figure II.5, d'une part la quasi-période en fonction la pression de base, d'autre part l'amplitude du pic de pression en fonction de la quasi-période. Nous observons que la quasi-période a un comportement à tendance linéaire avec la pression de base. De même, l'amplitude du pic de pression a une tendance linéaire avec la quasi-période.

L'air ayant été évacué de la cellule dès les premières phases de pompage, et l'argon étant un gaz neutre, il n'est pas censé en rester substantiellement dans la cellule sous ultra-vide. L'argon provient en réalité de micro-cavités présentes dans certaines pièces en titane. En effet, les croix et té en titane ont été soudés au laboratoire sous flux d'argon.

Afin de se débarrasser de ce résidu d'argon qui peut augmenter régulièrement, il faut ajouter une pompe de plus grande vitesse de pompage vis-à-vis de l'argon. Nous ajoutons sur la zone des pièges, plus exactement au niveau du té sur lequel était initialement montée une des deux pompes SAES, une pompe ionique Agilent de 20 L/s. Cette opération a nécessité de rouvrir l'enceinte à vide à l'air libre. Lorsque nous abaissons à nouveau la pression jusqu'à atteindre l'ultra-vide, nous

ne constatons plus le phénomène d'instabilité due à l'argon. Nous obtenons alors à ce moment-là une pression de 3.10^{-10} mbar dans la zone des pièges.

II.2 Pièges magnéto-optiques

II.2.1 Diodes lasers en cavité étendue

Le refroidissement d'atomes par laser suppose de bien maîtriser la fréquence des sources laser utilisées. Le choix des sources laser s'est porté sur des diodes laser à 780 nm. Nous avons besoin de contrôler leur fréquence précisément afin de l'accorder sur les fréquences de résonance des atomes de rubidium, et que cette fréquence reste stable dans le temps à court et long termes. L'asservissement devra donc agir sur plusieurs paramètres de la diode laser (voir section II.2.2). Pour observer la structure hyperfine du rubidium, la largeur spectrale de la source laser doit être inférieure à la largeur naturelle de la transition considérée (6 MHz pour la raie D_2 du rubidium). Afin de réduire la largeur spectrale, nous insérons la diode laser Thorlabs (L785P090) de 1,5 mm de longueur dans une cavité d'une quinzaine de centimètres.

La diode laser en cavité étendue que nous avons conçue (modèle illustré en Figure II.6) est contrôlée par une alimentation stabilisée en courant et en température. Nous stabilisons l'ensemble de la cavité en température par des modules Peltier. Nous sélectionnons la fenêtre spectrale d'intérêt par un filtre interférentiel. Celui-ci introduit des pertes pour les modes non désirés. Il permet donc de favoriser un fonctionnement monomode de la diode laser, dont la largeur en fréquence est de l'ordre de 200 kHz.

Finalement, la fréquence du faisceau issu de cette diode laser en cavité étendue dépend de quatre paramètres : le filtre sélecteur en fréquence, l'intensité du courant traversant la diode, la température à laquelle elle est stabilisée, et la longueur de la cavité.

La cavité est fermée par la face arrière de la diode laser et un miroir qui réfléchit quelques pourcents de la puissance, fixé sur une cale piézoélectrique. Le filtre interférentiel est placé dans cette cavité, dans la région où le faisceau est collimaté. L'oeil de chat de sortie est complété par une dernière lentille, qui permet de collimater le faisceau sortant.

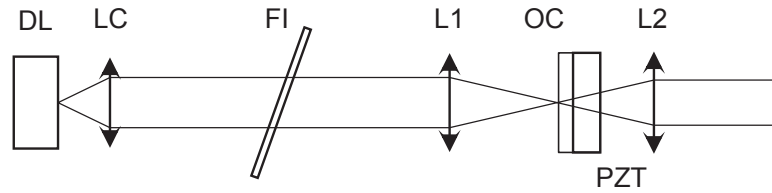


Fig. II.6 Schéma de principe d'une Diode Laser en Cavitte Étendue, composée d'une diode laser (DL), dans une cavitte fermée par un coupleur de sortie (OC) dont la position est gérée par une cale piézoélectrique (PZT), avec une sélection en fréquence par un filtre interférentiel (FI), et des lentilles permettant la collimation du faisceau (LC, L1 et L2) ([Baillard et al., 2006]).

La procédure de réglage est la suivante. Tout d'abord, il s'agit de placer le coupleur de sortie, en l'absence de filtre interférentiel. Le coupleur accroché à une potence, nous réglons sa position latérale et verticale en vérifiant que le faisceau sort dans l'axe sans angle par rapport à la cavitte. Nous réglons ensuite sa position dans l'axe du faisceau en optimisant la puissance sortante, et en minimisant le courant seuil de la diode laser (dans cette configuration nous balayons l'intensité du courant). A ce moment là, nous positionnons approximativement le filtre interférentiel et nous plaçons la diode à courant électrique nominal. La puissance optique mesurée en sortie de la cavitte étendue doit être optimisée. Nous pouvons alors coller ce coupleur et ajuster la lentille de sortie afin d'obtenir un faisceau collimaté. Nous réglons par la suite précisément l'angle du filtre interférentiel en mesurant la longueur d'onde à l'aide d'un lambda-mètre pour se rapprocher au mieux de la fréquence de transition d'intérêt. Nous finalisons les réglages en déterminant le point de fonctionnement formé par la température d'une part, via un module Peltier, et le courant d'autre part, afin d'observer l'émission spontanée des atomes de rubidium contenus dans une cellule traversée par le faisceau sortant de la diode laser.

Nous insérons la diode laser en cavitte étendue dans une boîte dont sort une unique fibre. Deux modules sont conçus sur ce modèle (voir Figure II.7). Pour ce faire, on met en forme le faisceau sortant de la diode laser avec un anamorphoseur de rapport d'aspect 2, afin de corriger le rapport d'aspect qui diffère entre les deux axes de polarisation du faisceau. Le faisceau ainsi mis en forme, de diamètre environ 1,5 mm, est envoyé dans un isolateur optique qui permet d'isoler la diode laser de tout retour de puissance, même faible, qui perturberait la stabilité de sa fréquence. La puissance en sortie de la cavitte étendue est de l'ordre de 40 mW

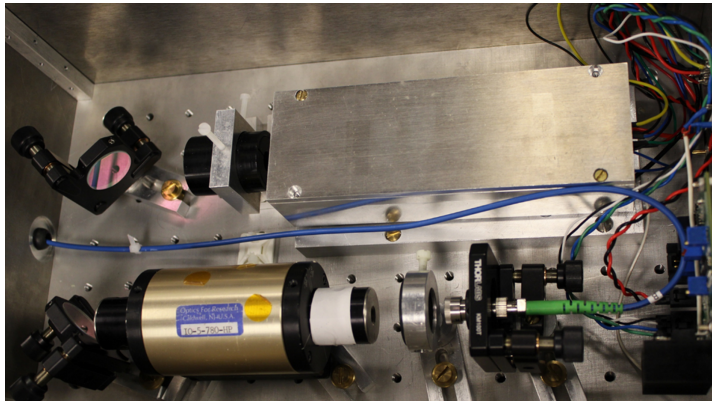


Fig. II.7 Réalisation d'une diode laser en cavité dans un module fibré.

(pour une intensité de l'ordre de 100 mA). Nous couplons alors le faisceau dans une fibre optique à l'aide d'un collimateur à focale ajustable, et nous disposons alors d'environ 15 mW fibrés. Nous plaçons au préalable une lame demi-onde avant le collimateur, de manière à ce que le faisceau, polarisé verticalement en sortie de diode laser, soit couplé selon l'axe de polarisation du collimateur. Nous vérifions par la suite que la polarisation en sortie de la fibre optique à maintien de polarisation est aussi rectiligne que possible.

II.2.2 Asservissements des fréquences des lasers de piégeage

Le refroidissement des atomes de ^{87}Rb nécessite un faisceau principal, appelé « maître », désaccordé vers le rouge par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D_2 (voir Figure II.8). Afin de garder les atomes qui peuvent tomber dans le niveau $|F = 1\rangle$, nous utilisons un deuxième faisceau, appelé « repompeur », entre les transitions $|F = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$. Un troisième faisceau, « pousseur », sera utilisé pour pousser les atomes piégés par le piège magnéto-optique à deux dimensions (voir section II.2.4).

Asservissement du laser repompeur : absorption saturée

La fréquence du laser repompeur est accordée par absorption saturée. Nous prélevons une partie du faisceau pour l'envoyer par fibre optique dans un module indépendant. Le faisceau est divisé en deux, l'un, constituant le faisceau pompe (90% de la puissance incidente), traversant la cellule de rubidium à température ambiante en sens inverse de l'autre, de faible intensité (10% de la puissance

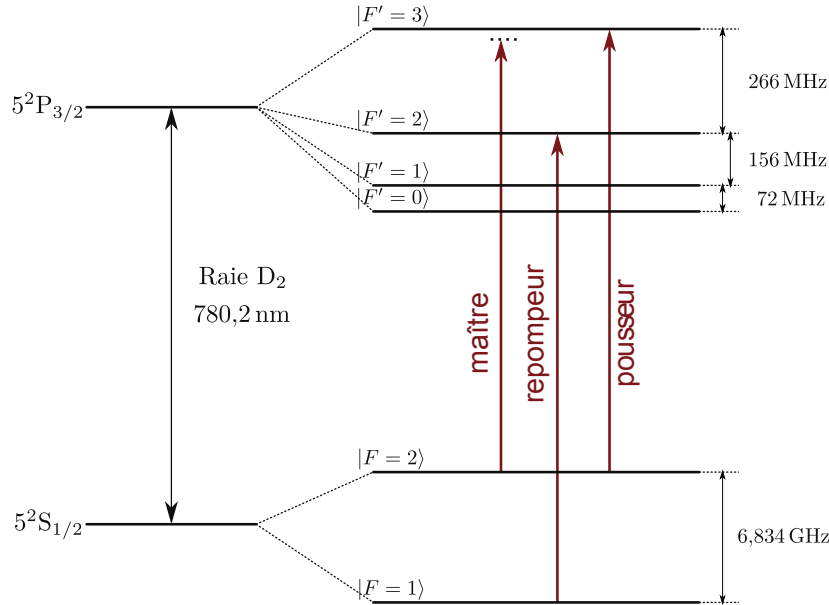


Fig. II.8 *Structure hyperfine de la raie D₂ du rubidium 87, et transitions utilisées pour le refroidissement atomique : faisceaux maître, repompeur et pousseur.*

incidente), constituant le faisceau sonde. La pompe sature la transition. Cela réduit l'absorption du faisceau sonde pour des fréquences correspondant aux résonances et aux raies de croisement (entre deux résonances). La transmission du faisceau sonde, mesurée par une photodiode, fait donc apparaître, en balayant la fréquence, des pics de largeur proche de la largeur naturelle (voir Figure II.9), répartis dans chaque creux d'absorption traduisant l'effet Doppler et plus larges de deux ordres de grandeurs.

Nous accordons la fréquence du laser repompeur non pas directement sur la transition $|F = 1\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$, mais sur la raie de croisement la plus intense, qui se situe à 78 MHz de la transition d'intérêt. Cet écart sera exactement compensé par des modulateurs acousto-optique au niveau des faisceaux des pièges magnéto-optiques, qui permettront également de contrôler la puissance lumineuse envoyée.

Le signal produit par la photodiode conduit à la production d'un signal d'erreur par une détection synchrone. Nous avons choisi de reproduire le fonctionnement analogique de la détection synchrone par un module RedPitaya. Le signal d'erreur est injecté dans un contrôleur proportionnel-intégrateur, qui apporte une correction sur le courant de la diode laser et la tension appliquée à sa cale piézoélectrique. Ainsi, les dérives en fréquence sont maîtrisées à court et long

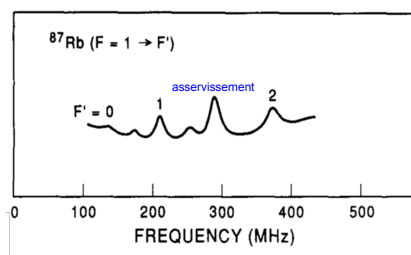


Fig. II.9 Raies d'absorption saturée du rubidium ([MacAdam, 1992]). Les chiffres repérant les raies sont les nombres quantiques des niveau d'énergie d'arrivée, les raies sans chiffre sont des raies de croisement.

terme, et l'asservissement de la fréquence de la diode laser repompeur est assuré sur plusieurs jours.

Asservissement du laser maître : battements

La seconde diode laser, dite « maître », est asservie en fréquence sur le laser repompeur. Pour ce faire, nous produisons un battement optique. Dans un souci de compacité, le montage optique est optimisé en un module carré de 15 cm de côté. Ce module, dont le schéma est en Figure II.10, comprend deux entrées fibrées et 5 sorties dont 4 fibrées. Les deux entrées proviennent des modules laser maître et repompeur. Une sortie du faisceau maître est envoyé dans un lambda-mètre amovible permettant de retrouver facilement la fréquence d'intérêt. Une sortie du faisceau repompeur est envoyée pour former une sonde atomique (voir section II.2.6), une autre sortie est envoyée dans le module d'absorption saturée. Enfin, les deux faisceaux maître et repompeur sont combinés sur des cubes séparateurs de polarisations en deux endroits. D'une part, leurs polarisations sont projetées à l'aide d'un polariseur et l'intensité résultante est captée par la photodiode de battements. D'autre part les faisceaux recombinaés sont envoyés dans une fibre optique conduisant à l'amplificateur optique (voir section II.2.3). L'essentiel de la puissance est envoyé dans cette dernière voie. En pratique, les collimateurs utilisés et les possibilités de réglage des cubes à séparation de polarisation ne sont pas de grande qualité, et les couplages sont plutôt faibles (ils varient de 30% à 70%).

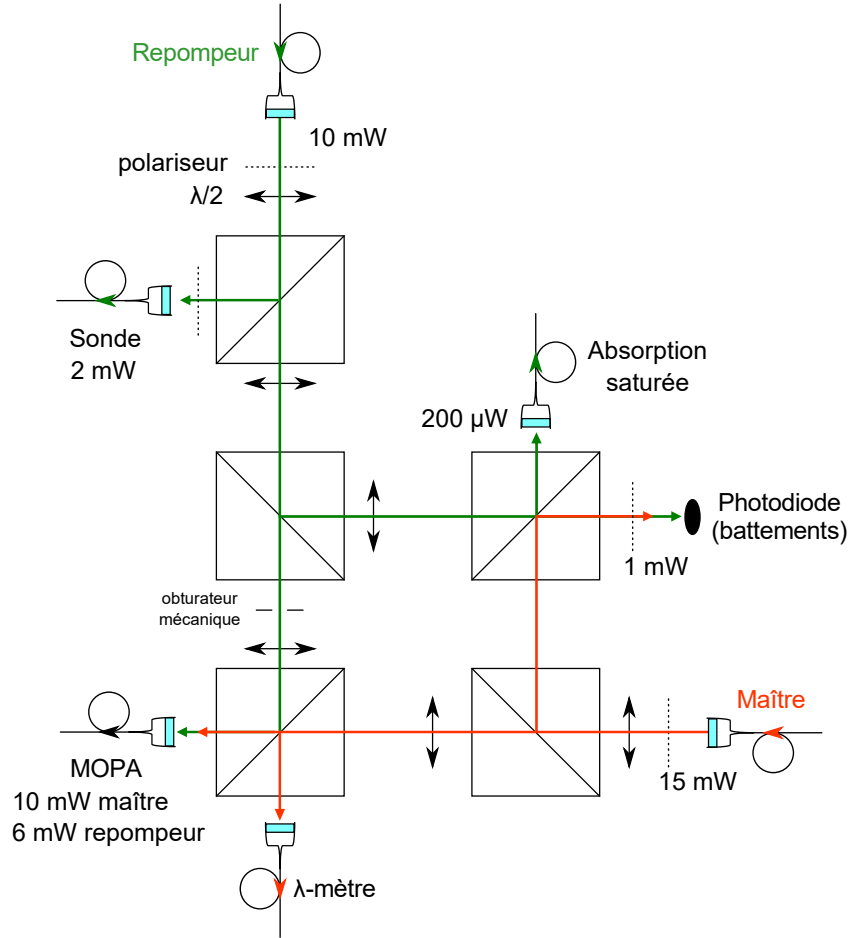


Fig. II.10 Schéma optique pour l'asservissement et l'utilisation des faisceaux de refroidissement : utilisation d'un réseau de cubes séparateurs de polarisation.

Une fois la fréquence du laser repompeur fixée, la fréquence du laser maître se déduit directement du diagramme d'énergies :

$$\nu_{\text{maître}} = \nu_{\text{repompeur}} - \frac{\omega_{\text{SHF}}}{2\pi} + \frac{\omega_{F'=3} - \omega_{F'=2} - \delta}{2\pi} \quad (\text{II.2.1})$$

avec δ le désaccord à résonance $|F' = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3\rangle$, que l'on souhaite pouvoir faire varier jusqu'à 100 MHz.

On en tire :

$$|\nu_{\text{maître}} - \nu_{\text{repompeur}}| \approx \left| 6,57 \text{ GHz} - \frac{\delta}{2\pi} \right| \quad (\text{II.2.2})$$

Le principe d'asservissement de la fréquence du laser maître sur celle du laser repompeur est explicité sur les Figures II.11 et II.12. Le battement optique

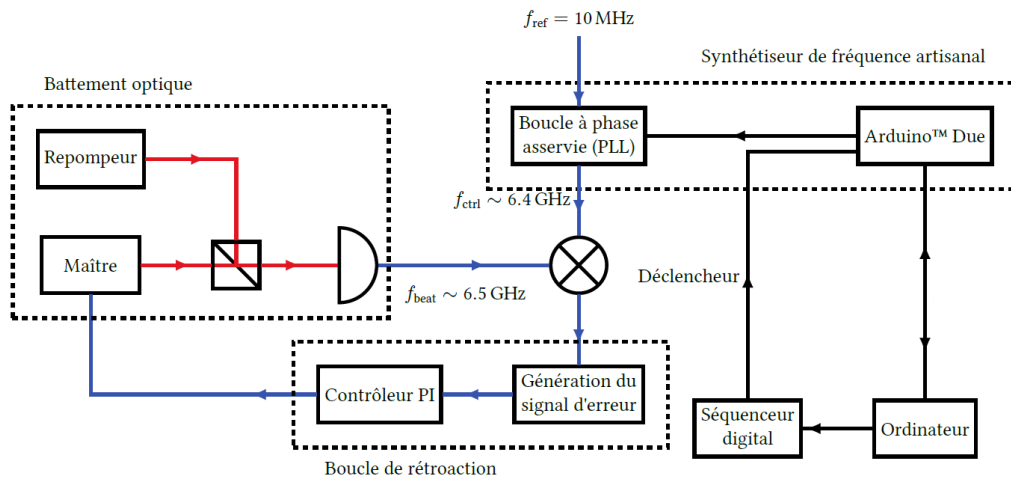


Fig. II.11 Schéma de principe pour l'asservissement de la fréquence du laser maître sur celle du laser repompeur (Figure extraite de [Wodey, 2014]). Le batttement optique des deux faisceaux à 6,57 GHz est comparé à une fréquence de référence à 6,47 GHz, et le signal d'erreur à 100 MHz permet la rétroaction.

donne lieu à un signal haute fréquence à 6,57 GHz, que nous mixons avec un signal à 6,47 GHz, pour obtenir un second batttement à 100 MHz. Le signal à 6,47 GHz est généré par un synthétiseur de fréquence réalisé par notre équipe, lui-même référencé par le signal à 10 MHz. Ce synthétiseur est constitué d'un module *ArduinoDue*TM dont on implémente la séquence informatiquement, ainsi que d'une boucle à phase asservie, pour faire varier la fréquence de contrôle. Cette fréquence de contrôle est comparée à la fréquence de batttements, et permet donc par rétroaction d'agir sur la fréquence ajustable du laser maître. Après mixage, amplification et filtrage, le signal d'erreur à 100 MHz est divisé en deux signaux et l'une des deux branches est atténuée de 20 dB. L'autre branche est filtrée par un filtre passe-haut, dont la coupure à 20 dB vaut 100 MHz. Les deux signaux résultants deviennent donc égaux pour un batttement initial de 100 MHz, impliquant un signal d'erreur de valeur nulle. Un signal d'erreur non-nul à cet endroit rétroagit par un régulateur proportionnel-intégral sur le courant de la diode maître et la tension appliquée à sa cale piézoélectrique, contrôlant ainsi sa fréquence.

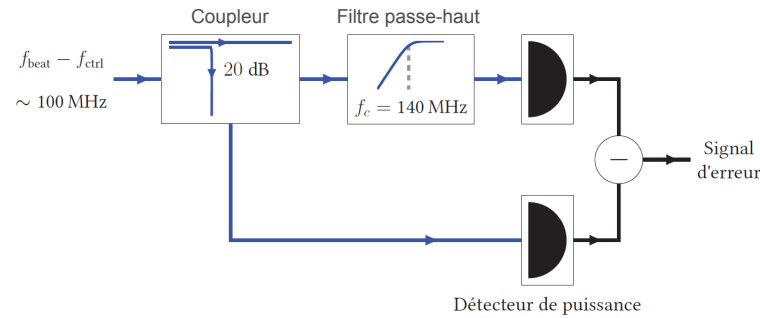


Fig. II.12 Schéma de principe pour le traitement du signal d'erreur pour l'asservissement de la fréquence du laser maître sur celle du laser repompeur (Figure extraite de [Wodey, 2014]). Le signal d'erreur est ramené autour de 0 en comparant une partie ponctionnée à une autre filtrée.

II.2.3 Amplification optique

Mise en place du MOPA

La puissance issue des sources laser ne peut suffire à alimenter les pièges magnéto-optiques, nous mettons donc en place un étage d'amplification en puissance. Nous concevons un module MOPA (pour « Master Oscillator Power Amplifier » en anglais) basé sur un semi-conducteur évasé qui amplifie la puissance optique reçue (modèle EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000 de la compagnie Eagleyard Photonics). Il est maintenu à température constante par un système Peltier, et est alimenté par un courant d'intensité supérieure à 1 A. La puissance incidente est transportée par fibre optique et est constituée du faisceau maître et du faisceau repompeur en polarisation croisées. En sortie de fibre optique nous installons une lame quart d'onde afin de contrôler le rapport des puissances de ces deux composantes, qui sont ensuite envoyées dans un isolateur optique permettant de se prémunir des reflets sur la face avant du semi-conducteur. La Figure II.13 illustre la mesure de puissance optique totale en sortie du MOPA en fonction de la puissance optique totale incidente, et ce, pour trois courants différents traversant le cristal. Nous nous plaçons finalement à 1,92 A, et la puissance optique totale en entrée du cristal est de l'ordre de 5 mW : la puissance en sortie du MOPA est de 900 mW de puissance due au laser maître, 250 mW due au laser repompeur.

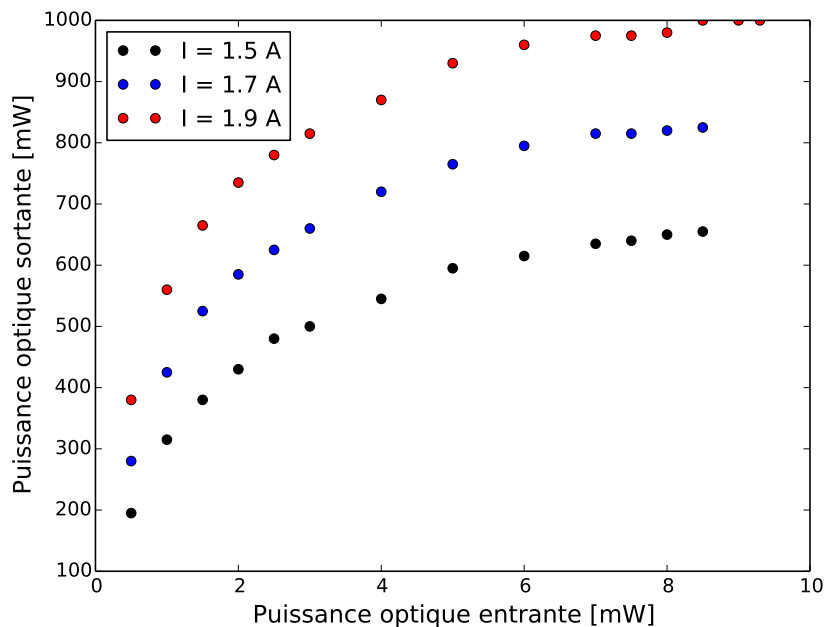


Fig. II.13 Caractéristique du MOPA à différentes intensités I .

Mise en forme du faisceau

Le faisceau de sortie du MOPA diverge différemment selon les axes vertical et horizontal. Nous mesurons en sortie du bloc optique une taille de 8,25 mm selon l'axe vertical, et 2,25 mm selon l'axe horizontal. Nous plaçons une lentille sphérique de focale 8 mm en sortie, en particulier elle collimate le faisceau selon l'axe vertical. Nous souhaitons obtenir un faisceau d'égales dimensions selon les deux axes, afin de garantir un couplage élevé lors de la collimation dans les fibres optiques. Nous utilisons deux lentilles cylindriques, disposées orthogonalement, afin d'agir séparément sur les deux axes du faisceau. Une lentille de focale 100 mm disposée à $X = 10$ mm de la première lentille de sortie du MOPA permet de séparer suffisamment les foyers sur chacun des axes.

Nous utilisons ensuite deux lentilles cylindriques, disposées successivement sur l'axe horizontal puis vertical. Elles permettent que le faisceau en sortie soit circulaire de diamètre Φ_S . La figure II.14 illustre le raisonnement suivant.

Nous souhaitons obtenir un faisceau de diamètre $\Phi_S = 1,13$ mm. Or le grandissement opéré par le télescope formé par la lentille convergente de focale $f'_1 = 100$ mm d'une part, et la lentille convergente cylindrique sur l'axe vertical

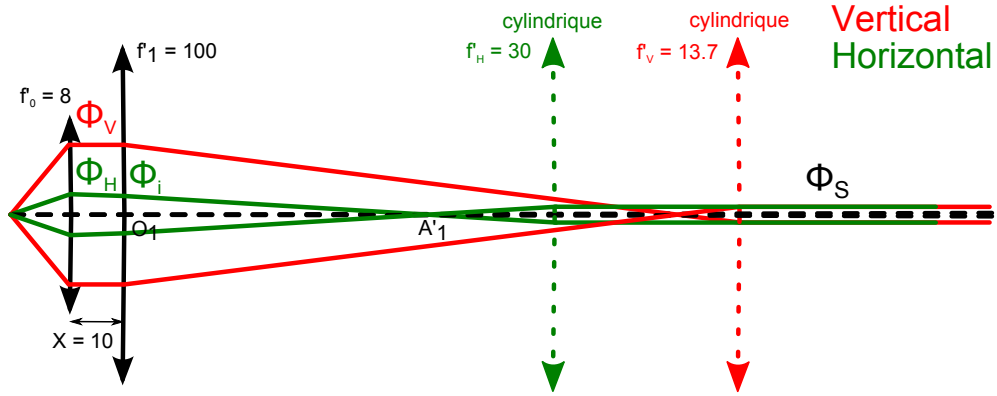


Fig. II.14 Principe de la mise en forme du faisceau en sortie du MOPA, divergent différemment selon les directions horizontale et verticale. Nous utilisons deux lentilles cylindriques judicieusement disposées. Echelle en mm.

d'autre part s'exprime comme :

$$\frac{\Phi_S}{\Phi_V} = \left| \frac{f'_V}{f'_1} \right| \quad (\text{II.2.3})$$

avec Φ_V le grand axe du faisceau elliptique selon l'axe vertical (Φ_H sera celui selon l'axe horizontal), f'_V la distance focale de la lentille cylindrique selon l'axe vertical (f'_H sera son analogue pour la lentille cylindrique selon l'axe horizontal). Cela impose donc $f'_V = 13,7$ mm.

Selon l'axe horizontal, on a :

$$\frac{\Phi_S}{\Phi_i} = \frac{f'_H}{\overline{O_1A'_1}} \quad (\text{II.2.4})$$

et

$$\frac{\Phi_i}{\Phi_H} = \frac{\overline{O_1A'_1}}{\overline{O_1A'_1} + X} \quad (\text{II.2.5})$$

d'où

$$\frac{\Phi_S}{\Phi_H} = \frac{f'_H}{\overline{O_1A'_1} + X} \quad (\text{II.2.6})$$

où Φ_i est le petit axe du faisceau elliptique selon l'axe horizontal au niveau intermédiaire de la lentille de focale f'_1 , $\overline{O_1A'_1}$ la distance à laquelle focalise le faisceau sur l'axe horizontal repérée par rapport au centre optique de la lentille de focale f'_1 . On en déduit qu'en prenant $f'_H = 30$ mm, alors $\overline{O_1A'_1} = 50$ mm : nous

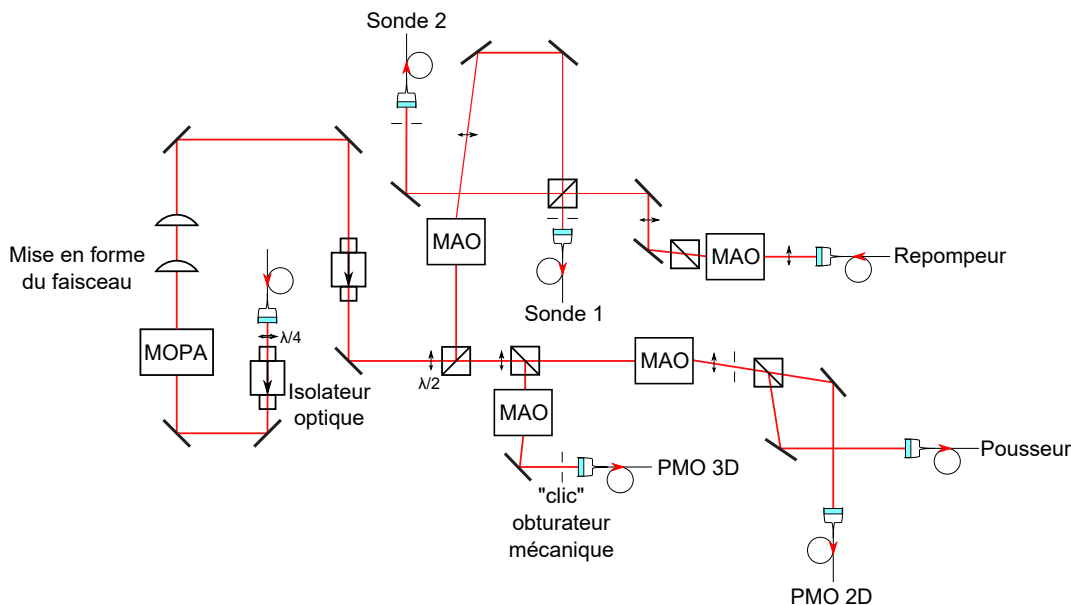


Fig. II.15 Schéma de la table optique pour assurer l'amplification et la distribution des faisceaux laser permettant le refroidissement atomique.

avons donc la place de disposer ces lentilles. Le système obtenu est relativement compact.

Distribution des faisceaux

Une fois le faisceau amplifié et mis en forme, il est distribué par un réseau de cubes à séparation de polarisations (voir Figures II.15 et II.16). Nous prélevons quelques mW pour envoyer dans les deux faisceaux sondes possibles. La plus grande partie de la puissance est répartie entre les faisceaux servant au piégeage magnéto-optique en deux dimensions, et en trois dimensions.

II.2.4 Piège Magnéto-Optique à 2 dimensions

Le compartiment à vide dans lequel nous piégeons les atomes sur deux dimensions est alimenté en atomes de rubidium par une ampoule de rubidium à la pression de vapeur saturante, dont les atomes proviennent d'un dépôt de Rb solide au fond d'un queusot. Nous avons déterminé l'ordre de grandeur de la pression résiduelle de rubidium dans cette zone par une mesure d'absorption. Nous mesurons l'absorption d'un faisceau résonnant d'intensité $I_0 = 200 \mu\text{W}$ à la traversée de $L = 3,9 \text{ cm}$ de gaz résiduel de rubidium. Nous accordons la fré-

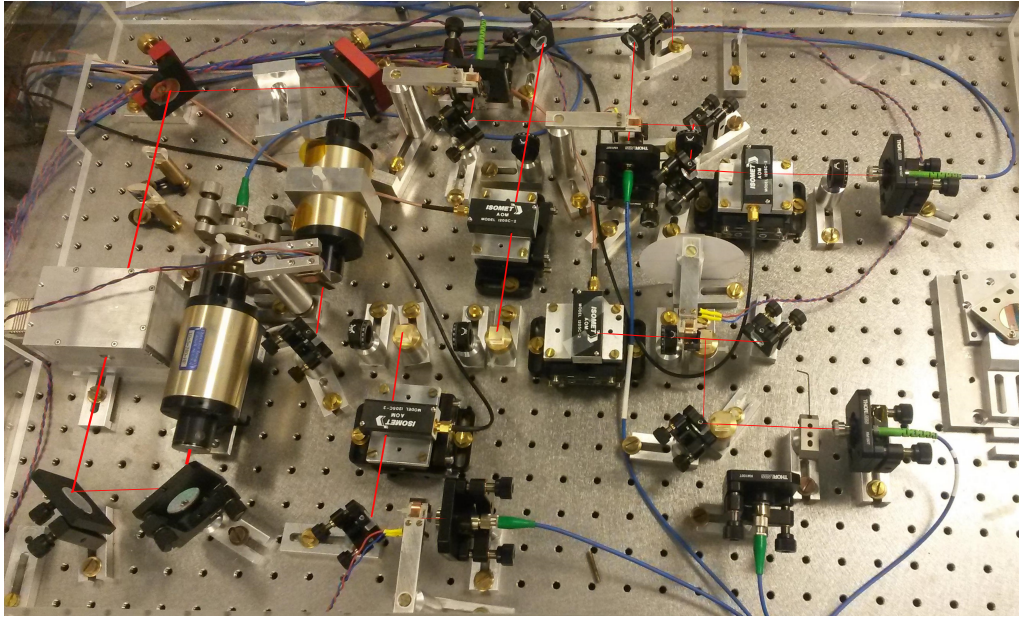


Fig. II.16 Réalisation de l'amplification et de la distribution des faisceaux laser permettant le refroidissement atomique.

quence sur la raie Doppler du ^{85}Rb $|F = 3\rangle$, car le gaz de rubidium est riche en isotope 85 (72%). Nous mesurons une absorption de 10%. L'effet de l'absorption du faisceau par la vapeur gazeuse résiduelle s'écrit :

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-n_{\text{res}} \sigma_{\text{abs}} L} \quad (\text{II.2.7})$$

où n_{res} est la densité d'atomes à résonance; $\sigma_{\text{abs}} = \frac{\lambda^2}{\pi} = 1,938 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ est la section efficace d'absorption pour la transition (voir [Steck, 2001] dans le cas d'une intensité faible devant l'intensité de saturation). Afin de prendre en compte l'ensemble des atomes présents dans la vapeur résiduelle, il convient de remarquer que seule une proportion de $\frac{7}{12}$ des atomes est dans le niveau $|F = 3\rangle$. De plus, seule une partie des atomes est effectivement à résonance, les autres étant décalés en fréquence par effet Doppler : la proportion d'atomes à résonance s'écrit comme le rapport de la largeur naturelle de la raie atomique, $\Delta\nu_{\text{at}} = 6 \text{ MHz}$, et de la largeur Doppler de la transition, $\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 515 \text{ MHz}$: $\frac{\Delta\nu_{\text{at}}}{\Delta\nu_{\text{Doppler}}} = 1,16\%$. La densité atomique de ^{85}Rb dans le PMO2D est donc de $2,1 \cdot 10^9 \text{ atomes/cm}^3$. Or les abondances relatives des deux isotopes 85 et 87 du rubidium sont respectivement de 72% et 28%. La densité atomique de ^{87}Rb est

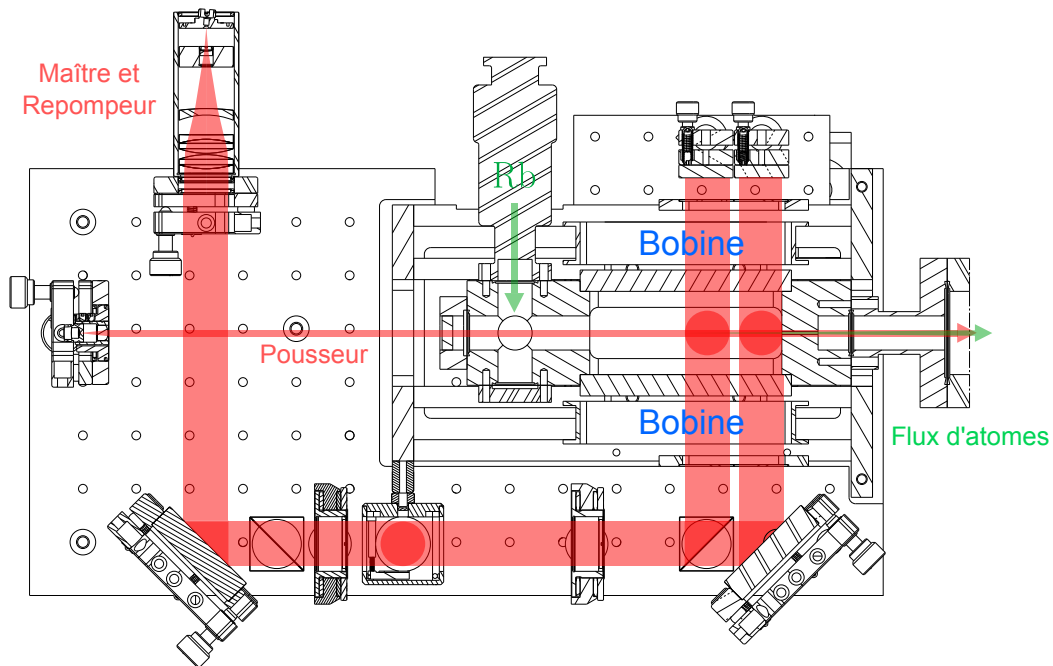


Fig. II.17 Réalisation de l'architecture du piège magnéto-optique vue de dessus.

donc de $n_{\text{at},^{87}\text{Rb}} = 8,0 \cdot 10^8$ atomes/cm³. En assimilant cette vapeur résiduelle à un gaz parfait à température de 295 K, on en déduit une pression en ⁸⁷Rb de $3,2 \cdot 10^{-8}$ mbar.

Nous réalisons un jet d'atomes lents dans un piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO2D) qui viendra charger un piège magnéto-optique à trois dimensions (PMO3D). Un piège magnéto-optique combine l'effet Doppler, un confinement magnéto-optique et un gradient de champ magnétique qui impose une dépendance spatiale de la force de pression de radiation.

Le montage réalisé pour le PMO2D est reproduit en Figure II.17. Un système de cubes séparateurs de polarisations alliés à des lames demi-onde et des miroirs permettent de distribuer la lumière selon les deux axes nécessaires. Pour chaque axe, le faisceau d'un pouce de diamètre est séparé en deux afin d'augmenter la zone de piégeage selon l'axe libre des atomes. Nous plaçons également des lames quart d'onde au niveau des bobines de courant afin que les atomes perçoivent sur un axe deux polarisations circulaires orthogonales.

Les atomes piégés à deux dimensions sont poussés en un jet d'atomes lents vers la zone du piège magnéto-optique à trois dimensions, par un faisceau dit « pousseur ». Ce dernier est prélevé en amont du faisceau permettant le piège ;

une puissance de 250 μW est suffisante. Nous filtrons sa polarisation à l'aide d'un cube séparateur de polarisations. Nous optimisons par la suite le nombre d'atomes envoyés du PMO2D au PMO3D en ajustant la puissance et la direction de ce faisceau pousseur.

Nous avons créé spécialement pour notre expérience les bobines de courant générant les champs magnétiques nécessaires au piège. Il s'agit d'une armature rectangulaire de 10 cm par 3,3 cm et 2 cm d'épaisseur, sur laquelle nous avons bobiné du fil de cuivre émaillé de diamètre 1 mm, en prenant garde à ne pas abîmer le fil pour éviter tout court-circuit. Nous avons bobiné sur chaque support deux bobines : l'une de 80 tours, l'autre de 20 tours. Deux bobinages de 80 tours face à face, en configuration anti-Helmholtz, permettent de générer un gradient de 11 G/cm, avec un courant de 4 A. Nous avons effectué la calibration en plaçant les bobines hors de l'architecture du PMO2D et en mesurant le champ magnétique au centre des bobines puis à différentes positions selon l'axe médian des bobines. La sur-couche de 20 tours sur chaque structure face-à-face constitue une deuxième paire de bobines, que nous branchons cette fois en configuration Helmholtz. Un courant de 1,6 A sur les axes vertical et horizontal (orthogonaux à l'axe de propagation libre) permet d'optimiser le nombre d'atomes transféré du PMO2D au PMO3D : la valeur nulle de champ magnétique sur chaque axe est alors au centre de l'architecture du piège.

II.2.5 Piège Magnéto-Optique à 3 dimensions

Les atomes sont poussés en un flux jusqu'au centre de la zone principale de l'enceinte à vide, où nous les piègeons dans un piège magnéto-optique à 3 dimensions (PMO3D). Ce dernier est constitué de deux grandes bobines de courant pour imposer un gradient de champ, et de trois paires de collimateurs et leur lame $\lambda/4$ face à face (voir Figure II.18). Nous réalisons les mesures à l'aide d'une photodiode de fluorescence ainsi que d'une imagerie constituée par un faisceau sonde et une caméra (voir section II.2.6).

Séparateur six faisceaux

Nous distribuons le faisceau laser préalablement amplifié et fibré dans les six collimateurs du PMO3D à travers un séparateur 6 faisceaux fibrés. Ce dernier a été entièrement pensé, conçu et réalisé (voir Figure II.19) pour satisfaire

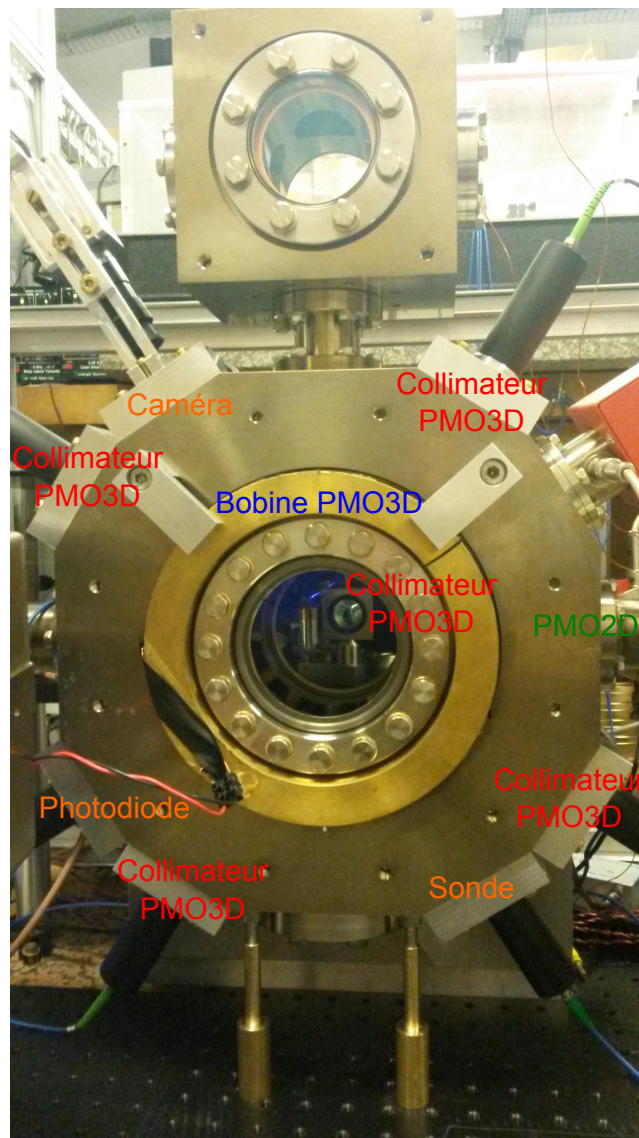


Fig. II.18 Réalisation du Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO3D). La photo est prise depuis la place de l'un des six collimateurs.

aux besoins suivants : compacité, efficacité de couplage dans les fibres satisfaisante, matériel potentiellement réutilisable pour de futures expériences, stabilité mécanique et optique. Nous avons utilisé des collimateurs de marque Schäfter-Kirchhoff, de référence 60FC-F-4-A4.5S-02, à focale ajustable. L'une des difficultés est d'obtenir des faisceaux stables en polarisation en sortie : pour cela, les axes des collimateurs doivent être orientés selon les polarisations incidentes. Nous nous servons d'un polarimètre pour évaluer les fluctuations de polarisation

en sortie de chaque fibre. Nous utilisons en premier lieu une lame demi-onde avant chaque collimateur pour mesurer le minimum de fluctuations de polarisations que nous pourrions atteindre (il dépend aussi de la focale du collimateur). Nous nous efforçons de retrouver cette valeur en tournant le collimateur sur lui-même dans sa monture. Des réglages sont régulièrement nécessaires au cours de cette opération afin de ne pas perdre le couplage optique. Sur un cube polariseur, la polarisation horizontale d'un faisceau est réfléchi à presque 100%, mais sa polarisation verticale n'est transmise qu'à 90% : le faisceau réfléchi est donc composé d'un mélange des deux polarisations, nous ajoutons donc en entrée des collimateurs fibrés de certaines sorties du séparateur six faisceaux, lorsque cela est nécessaire, un polariseur. Une fois les réglages effectués pour chacune des sorties, nous équilibrons les puissances en sortie des fibres d'abord deux à deux pour chaque paire de collimateurs du PMO3D, puis ensuite entre paires. Nous obtenons finalement 13 mW par sortie, de façon stable. Nous ajoutons également une photodiode qui capte une réflexion de quelques pourcents sur une lame de verre, afin de vérifier par la suite sur un oscilloscope le niveau de puissance entrante dans le séparateur six faisceaux.

Nouvelle génération de collimateurs

Notre équipe a développé une nouvelle génération de collimateurs pour les faisceaux de l'interférométrie. Nous avons utilisé le même modèle pour collimater les faisceaux du refroidissement atomique. Chaque collimateur collimate un faisceau divergent en bout de fibre optique en un faisceau gaussien de waist 8 mm, mesuré par la technique dite du « couteau ». Un collimateur est constitué de deux lentilles divergentes de 12 puis 100 mm de focale, puis deux lentilles convergentes de 80 mm de focale (voir Figure II.20).

Nous réglons l'alignement de l'axe du faisceau avec celui du collimateur en observant à grande distance le déplacement du spot lorsque nous faisons tourner le collimateur sur lui-même. Le réglage de la focale du collimateur se fait à l'aide d'un HASO, basé sur la technologie de micro-lentilles utilisées en configuration Shack-Hartmann. Nous déterminons la position de la sortie de la fibre optique qui maximise le rayon de courbure moyen du front d'onde (plusieurs centaines de mètres). Il peut être utile de refaire ces deux étapes plusieurs fois pour s'assurer du bon positionnement de la fibre optique.

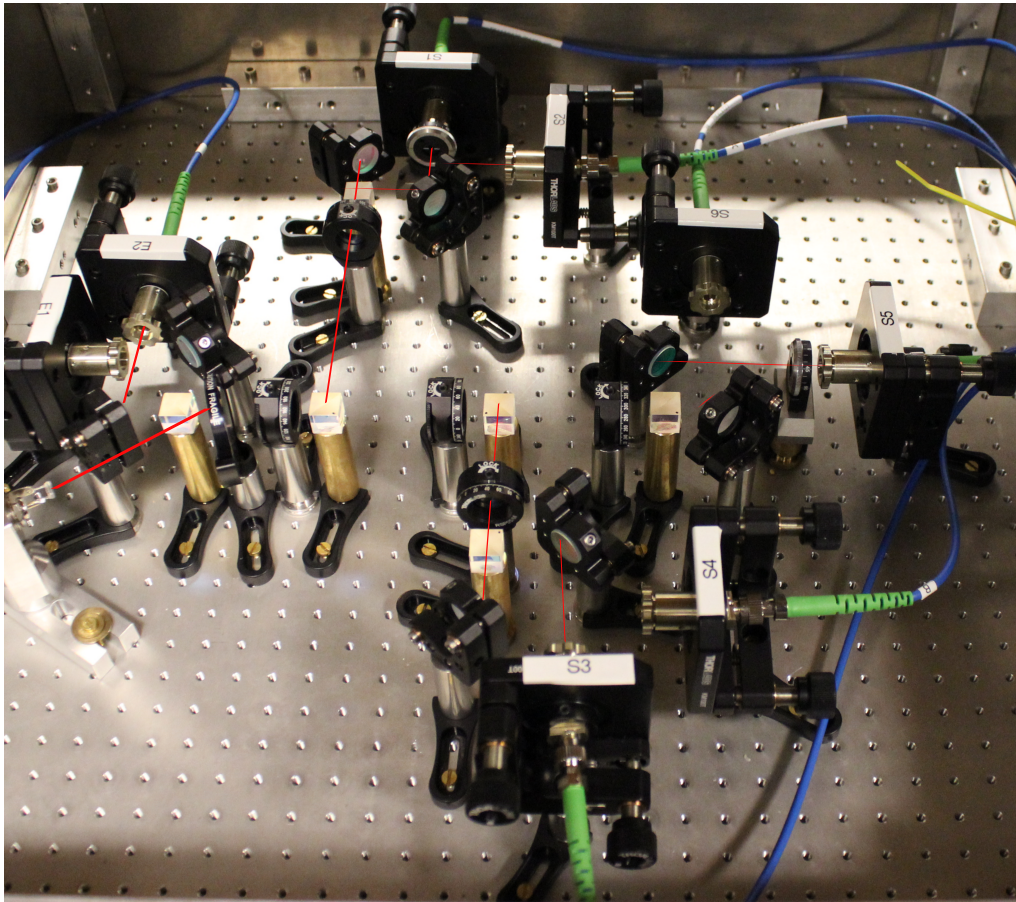


Fig. II.19 Réalisation du séparateur 6 faisceaux fibrés pour le PMO3D, à l'aide de cubes séparateurs en polarisation et lames demi-onde.

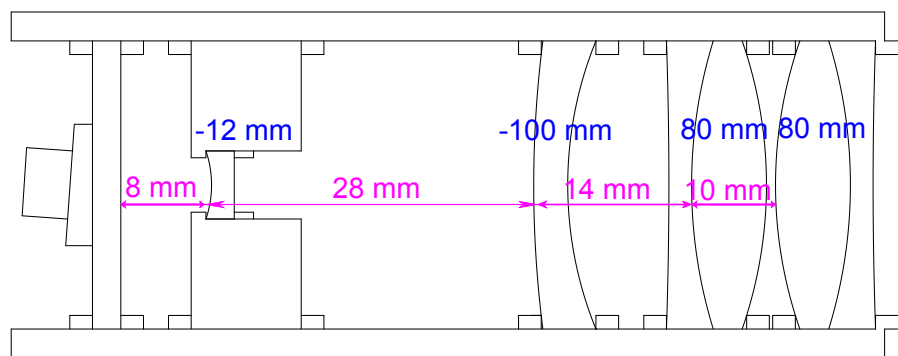


Fig. II.20 Schéma optique du collimateur utilisé dans le PMO3D. Constitué de deux lentilles divergentes et deux lentilles convergentes, il permet de collimater un faisceau à la sortie d'une fibre optique en un faisceau gaussien de waist 8 mm ([Metzdorff, 2014]).

Nous prenons soin, avant tout réglage ultérieur, de vérifier que les puissances optiques des six faisceaux du PMO3D sont bien équilibrées. Un réglage critique consiste à aligner l'axe du faisceau avec l'axe du collimateur, pour s'assurer que chaque faisceau passe bien par le centre de l'enceinte à vide - et donc du PMO3D. Pour s'en assurer, nous maximiserons par la suite le nombre d'atomes dans le PMO3D en affinant le réglage des angles des collimateurs par rapport aux plans de la cellule.

A la sortie de chaque collimateur du PMO3D, nous fixons une lame $\lambda/4$ afin que les polarisations de deux collimateurs de chaque paire soit circulaire et de même sens (donc de sens opposées vues depuis les atomes). Les polarisations en sortie du système formé par un collimateur et une lame quart d'onde sont σ_+ pour les quatre collimateurs placés sur le pourtour de la cellule, et σ_- selon l'axe du gradient de champ.

Champs magnétiques

Le PMO3D est complété par un gradient de champ généré par deux bobines circulaires de 16 cm de diamètre maintenues de part et d'autre de l'enceinte à vide. Nous bobinons les structures identiques par 250 tours sur chacune, avec un fil de cuivre émaillé de diamètre 1 mm. Les deux bobines sont espacées de 11,5 cm. Nous branchons les bobines en série afin de prévenir toute différence de courant, et donc de champ, entre les deux bobines, notamment lors de la coupure du PMO3D dans la séquence expérimentale. Nous les alimentons pour cela avec deux alimentations 32 V – 5 A branchées en série. Pour calibrer le gradient de champ, nous reproduisons l'écart entre les bobines en-dehors de la structure. Nous mesurons la valeur du champ magnétique, généré par la paire de bobines alimentée sous 30 V et 4,0 A, tous les centimètres selon l'axe des bobines. La calibration déterminée est de 2,5 G/cm/A. Dans la séquence optimisée, nous utiliserons un gradient de champ magnétique de 10 G/cm lors du chargement du PMO3D par le PMO2D.

Le centre du PMO3D correspond au champ magnétique nul, et nous souhaitons que celui-ci se trouve au centre géométrique de la zone de piégeage. Le choix de l'utilisation du titane comme matériau constituant l'enceinte à vide permet d'éviter des champs magnétiques créés localement. Cependant, demeurent le champ magnétique terrestre et les champs magnétiques résiduels induits par

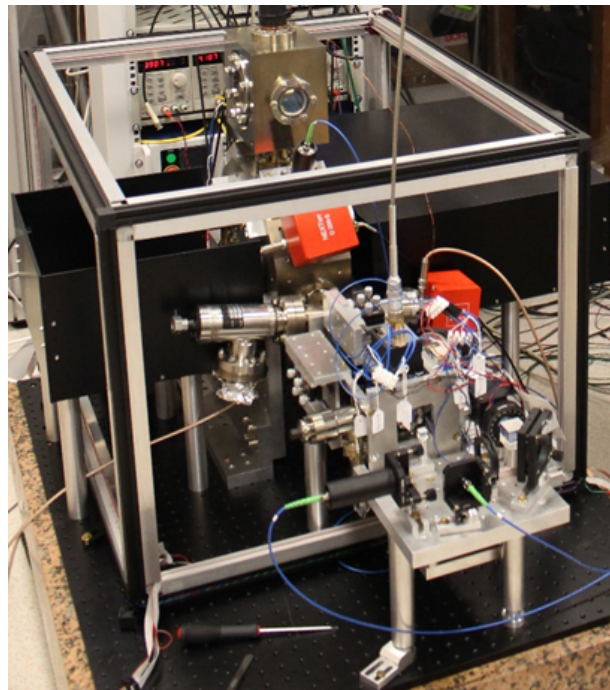


Fig. II.21 *Réalisation du cadre parallélépipédique bobiné, pour induire un champ magnétique de compensation dans chacune des trois directions, au niveau du centre du PMO3D.*

les pompes (champs faibles car les pompes sont éloignées du centre de l'enceinte, malgré le fait que leurs aimants soient insérés dans des blindages magnétiques). Nous construisons donc une structure parallélépipédique autour de la zone des pièges, que nous bobinons de nappes de fils électriques. Chaque paire de bobines ainsi formée est reliée en série en configuration Helmholtz à deux alimentations en série permettant de générer jusqu'à 1 A dans les bobines. Nous mettons en place ainsi trois paires de bobines, dans les trois directions de l'espace : axe PMO2D-PMO3D, transverse, et vertical (voir Figure II.21). Chaque paire de bobines peut générer au centre de la structure un champ de 1 G.

Afin de régler les courants dans ces trois paires de bobines, nous utilisons successivement trois méthodes en observant le comportement du nuage atomique au niveau du PMO3D. Dans un premier temps, en conservant les atomes dans le piège, faisceaux allumés, nous observons le nuage successivement à deux gradients de champ magnétique différant d'un facteur 4 (l'un « fort », l'autre « faible »). Nous ajustons les trois champs magnétiques de compensation tant que les positions du centre du nuage atomique diffèrent sensiblement. Dans un deuxième

temps, nous laissons branchés les faisceaux lasers et nous débranchons la commande du gradient de champ lors d'un cycle expérimental. L'alimentation utilisée ne se coupe que progressivement : le gradient de champ diminue lentement au cours des cycles suivants, et nous observons donc la position du nuage atomique dans des PMO3D dont le gradient de champ est de plus en plus faible. Nous affinons les réglages des champs de compensation dans cette deuxième configuration. Enfin, nous coupons en fin de PMO3D stable le gradient de champ de façon brusque, et observons l'éclatement du nuage atomique à l'aide d'une caméra externe captant la fluorescence des atomes. Tant que l'éclatement n'a pas lieu de manière symétrique dans les trois dimensions de l'espace, nous ajustons les champs de compensation. Disposant de peu de repères à cette étape de la construction de l'expérience, il a été nécessaire d'effectuer des allers-retours entre ces trois procédures.

Mesure par fluorescence

Les premières mesures pour caractériser le chargement du PMO3D par le PMO2D ont été effectuées en mesurant la fluorescence des atomes de rubidium piégés dans le PMO3D. Cette fluorescence est captée par une photodiode que nous avons placée derrière une lentille de 25,4 mm de diamètre et de focale 50 mm, elle-même placée juste derrière un des hublots de l'enceinte à vide. L'angle solide vaut $A = 1,97 \cdot 10^{-2}$ sr. La photodiode a une efficacité de $\eta = 0,8$ A/W, et le circuit électronique simple à amplificateur opérationnel dans lequel elle est intégrée contient une résistance de charge de $R = 10$ M Ω . Nous mesurons une tension, variant comme le nombre d'atomes dans le PMO3D au cours de son chargement.

Dans les conditions de cette mesure, les atomes sont éclairés par une intensité totale $I = 32$ mW/cm², désaccordée de δ que nous ferons varier. La probabilité par unité de temps pour un atome d'émettre un photon par émission spontanée s'écrit :

$$P_t(\delta) = \frac{\Gamma}{8} \frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}{\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}\right)} \quad (\text{II.2.8})$$

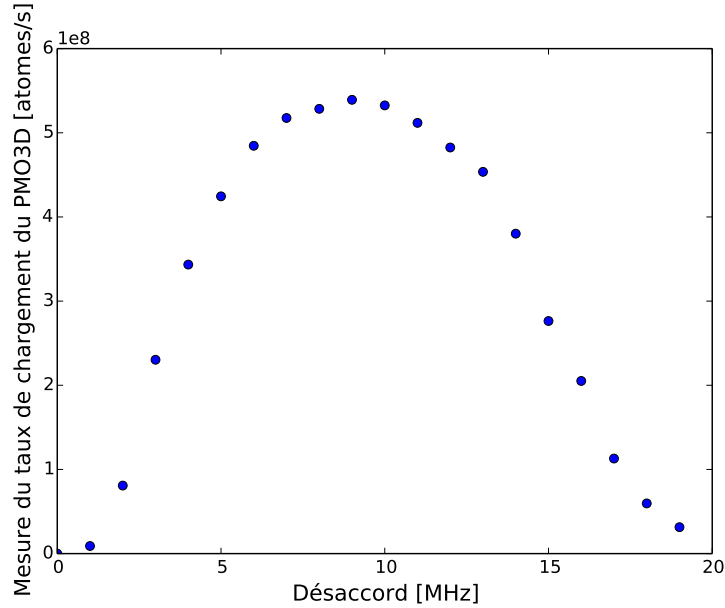


Fig. II.22 Détermination du taux de chargement du PMO3D à partir de la mesure de la pente de chargement observée à l'aide d'une photodiode captant la fluorescence des atomes piégés.

avec $\Gamma = 2\pi \cdot 6$ MHz la largeur naturelle de la raie du rubidium considérée (δ est converti en rad/s dans le rapport δ/Γ) et $I_{\text{sat}} = 2,50$ mW/cm² l'intensité de saturation en polarisation linéaire pour le ⁸⁷Rb ([Steck, 2001]).

Nous relevons pour différents désaccords δ la pente de la fluorescence traduisant le chargement temporel du PMO3D. Le signal $S_{\text{mesuré}}$ obtenu s'exprime en V/s. Nous en déduisons le taux de chargement $T_{\text{chargement PMO3D}}$ du PMO3D, exprimé en atomes/s :

$$T_{\text{chargement PMO3D}}(\delta) = \frac{S_{\text{mesuré}}}{R (A/4\pi) \eta h\nu P_t(\delta)} \quad (\text{II.2.9})$$

où h est la constante de Planck et ν la fréquence de la transition considérée.

Nous avons tracé le taux de chargement du PMO3D en fonction du désaccord à résonance en Figure II.22.

II.2.6 Dispositif d'imagerie par absorption

Nous souhaitons imager le nuage atomique, dans un premier temps en sortie du PMO3D, puis par la suite en sortie du piège dipolaire croisé. Pour cela, nous

utilisons une caméra Sony XCD-V60 orientée sur le centre du nuage atomique, diamétralement opposée à un faisceau sonde de diamètre suffisant. Disposer de pixels de petite taille a été une motivation pour le choix de la caméra. L'imagerie se fait par absorption, par les atomes, de la lumière de la sonde à résonance. Ce faisceau est prélevé sur le banc optique où les faisceaux sont répartis notamment pour le refroidissement, et il est amené par fibre optique au niveau de l'enceinte à vide. L'objectif de la caméra permet de faire la mise au point sur les atomes. Il est calibré sur un banc optique annexe : nous prenons une capture d'écran d'une feuille de papier millimétré positionnée dans le plan focal, et nous en déduisons un grandissement en unité de longueur par pixel. Nous avons mis en place, à différents moments de la construction du dispositif expérimental présenté dans le présent chapitre, principalement quatre configurations d'imagerie par absorption :

- caméra et sonde sur l'un des six axes du dodécagone qu'est la zone centrale de l'enceinte à vide (voir Figure II.18). La sonde est collimatée en sortie de fibre optique par un collimateur réplique de ceux utilisés pour le PMO3D. L'objectif utilisé est un objectif commercial de marque TAMRON de focale fixe 50 mm. Nous déterminons une calibration de $30,1 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Un premier objectif commercial, de focale fixe 25 mm, que nous n'avons rapidement plus utilisé, permettait une correspondance de $58 \mu\text{m}/\text{pixel}$.
- caméra et sonde sur le même axe, mais avec un autre objectif de caméra (voir Figure II.23), de plus grande calibration, adapté pour l'observation du nuage atomique en sortie du piège dipolaire croisé. Nous avons conçu cet objectif à l'aide d'une lentille convergente de focale 200 mm côté atomes et une autre de focale 200 mm côté caméra (grandissement optique de 1). La première lentille est prise dans un système dont la longueur est adaptable selon l'axe de la caméra, et ce, afin d'ajuster précisément la mise au point du système optique. Nous effectuons ordinairement cette mise au point directement sur le nuage atomique, dont les images altérées à deux désaccords symétriques par rapport au 0 doivent être identiques. Nous mesurons une correspondance de $7,1 \mu\text{m}/\text{pixel}$.
- caméra et sonde dans le plan horizontal, dans l'axe du faisceau de droite utilisé pour le piège dipolaire croisé (voir Figure II.27). La distance des atomes à la caméra, munie de son objectif commercial, est légèrement plus faible que sur l'axe diagonal de l'enceinte à vide, on en déduit une calibra-

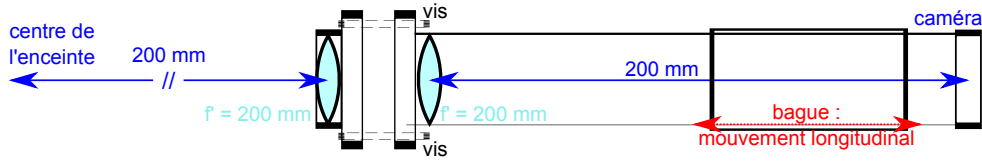


Fig. II.23 Schéma de principe de l'objectif permettant d'imager le nuage atomique au centre de la cellule sur le capteur de la caméra. Il est constitué de deux lentilles de focale 200 mm. La mise au point est ajustée grâce au mouvement longitudinal de la bague.

tion 10% plus faible. Le faisceau sonde amené par la fibre optique est mis en forme par un collimateur à focale ajustable volontairement divergent, suivi par deux lentilles divergentes, les distances et les focales ayant été déterminées expérimentalement pour compenser la lentille convergente, utilisée pour le faisceau du piège dipolaire, mais à travers laquelle la sonde passe aussi.

Nous utilisons cette imagerie par absorption pour déterminer le nombre N d'atomes constituant le nuage atomique. L'image obtenue sur le capteur CCD de la caméra, repérée par les coordonnées (x,y) , nous donne accès à la densité atomique colonne $n_{\text{col}}(x,y)$. Le nombre d'atomes s'écrit :

$$N = \iint n_{\text{col}}(x,y) dx dy \quad (\text{II.2.10})$$

avec la densité colonne définie comme la densité atomique du nuage, $n(x,y,z)$, intégrée sur l'axe z sonde-caméra :

$$n_{\text{col}}(x,y) = \int n(x,y,z) dz \quad (\text{II.2.11})$$

L'absorption du faisceau lumineux sonde est traduite par l'équation de Beer-Lambert :

$$I(x,y) = I_0(x,y) e^{-\sigma n_{\text{col}}(x,y)} \quad (\text{II.2.12})$$

où I_0 est l'intensité incidente et I l'intensité après traversée du nuage atomique selon z . σ est la section efficace d'absorption, qui dépend en particulier du désaccord à résonance de la sonde.

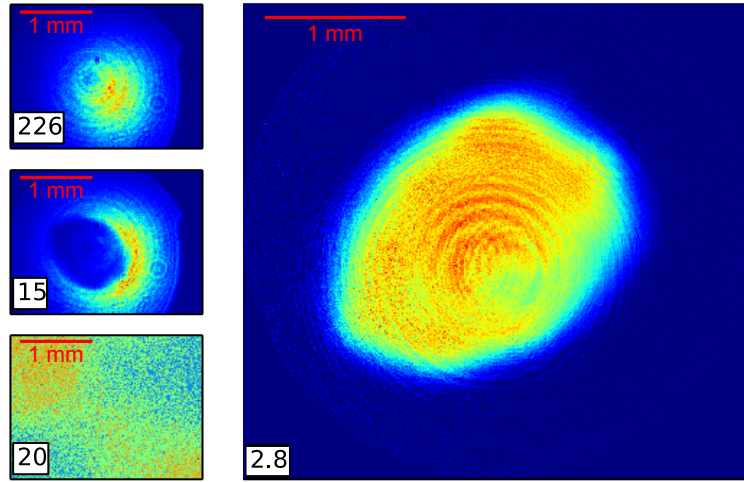


Fig. II.24 *Imagerie par absorption.* En colonne, la première image est celle du faisceau sans atomes, la seconde montre l'ombre des atomes, et la troisième le fond lumineux. L'image à droite est l'image en densité optique obtenue par calcul à partir des trois premières images. Ces images ont été obtenues à 1 ms en sortie du PMO3D chargé pendant 800 ms, sous 6,5 G/cm à 12 MHz et légèrement comprimé, observé à résonance. La densité optique maximale mesurée est de 2,8. Le nuage mesure typiquement 1,7 mm de diamètre.

La densité optique est définie comme suit :

$$D.O.(x,y) = \ln \left(\frac{I_0(x,y)}{I(x,y)} \right) \quad (\text{II.2.13})$$

Pour mesurer la densité optique $D.O.(x,y)$, nous devons obtenir l'image déduite de l'ombre du nuage atomique projetée sur la caméra CCD. Pour cela nous captions successivement trois images. La première (correspondant à une première brève illumination par le faisceau sonde) est l'image du faisceau sonde partiellement absorbé par les atomes. La deuxième est l'image du faisceau sonde seul, les atomes s'étant déplacés hors champ entre les deux prises d'images espacées de 150 ms. La troisième est l'image du fond lumineux, lorsque le faisceau sonde est coupé, prise 150 ms après la deuxième image. L'image en densité optique (voir Figure II.24) est obtenue en soustrayant la troisième image aux deux premières et en calculant le logarithme népérien du rapport de ces deux tableaux de données obtenus :

$$D.O.(x,y) = \ln \left(\frac{I_{\text{image2}}(x,y) - I_{\text{image3}}(x,y)}{I_{\text{image1}}(x,y) - I_{\text{image3}}(x,y)} \right) \quad (\text{II.2.14})$$

Nous en déduisons la densité colonne :

$$n_{\text{col}}(x,y) = \frac{1}{\sigma} D.O.(x,y) \quad (\text{II.2.15})$$

et donc le nombre d'atomes par intégration.

La valeur de σ est, à résonance, $\sigma_0 = 1,356 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$. Cependant, lorsque la densité optique du nuage atomique est importante, il est nécessaire de désaccorder les lasers. La section efficace doit être alors corrigée comme suit :

$$\sigma_{\text{hors-résonance}} = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{II.2.16})$$

Pour un désaccord de $1 \times \Gamma$, le nombre d'atomes mesuré est donc 5 fois moindre que le nombre d'atomes réellement présents, pour un désaccord de $1,5 \times \Gamma$ il s'agit d'un facteur 10, et pour $2,5 \times \Gamma$ d'un facteur 26. Un tel décalage en fréquence est également utile pour effectuer la mise au point de la caméra, en exploitant l'effet d'indice induit qui crée une lentille optique : l'altération de l'image doit être la même à deux désaccords symétriques par rapport à la résonance. Cet effet est spécifiquement visible pour de grandes densités optiques à résonance et un nuage petit, lorsque l'effet de réfraction est significatif par rapport à la taille du nuage atomique.

Le nombre d'atomes s'obtient finalement à partir de la somme des valeurs des pixels constituant l'image de densité optique et en utilisant la calibration de la caméra. Nous mesurons typiquement par cette méthode 5 à $7 \cdot 10^8$ atomes, qui est une mesure tout à fait cohérente avec l'évaluation par fluorescence suite à un PMO3D chargé pendant 800 ms.

Pouvoir analyser quantitativement des images obtenues par absorption avec pertinence nécessite quelques précautions (voir [Reinaudi, 2008]). Le nombre d'atomes mesuré ne prend la valeur du nombre d'atomes réellement présents que lorsque la sonde est à résonance et que l'intensité de cette dernière est maîtrisée. Le flash lumineux de la sonde doit être court (de l'ordre de la centaine de μs). Ainsi, l'interaction lumière-atomes n'introduit pas d'accélération des atomes due à la pression de radiation ni de chauffage dû à l'émission spontanée. Nous nous plaçons dans le régime de faible saturation, avec une puissance optique du faisceau sonde suffisamment faible pour éviter les effets non-linéaires en absorp-

tion. En pratique, nous nous placerons à une intensité de sonde en limite de ce que peut accepter la caméra avant de saturer, en adaptant la durée du pulse lumineux autour de 100 μs . Nous pouvons mesurer des densités optiques tant qu'elles restent inférieures à quelques unités. En effet, la variation entre deux absorptions très importantes ne se traduit que par un changement très faible du signal capté par la caméra, faible lui aussi. Comme l'échantillonnage de la caméra est fini, la mesure perd de sa pertinence dans de telles conditions. En pratique, compte tenu du gain et de la profondeur en résolution de notre caméra (8 bits), elle peut capter des densités optiques allant jusqu'à 5 : nous ne considérerons la mesure comme fiable que lorsque la densité optique maximale mesurée ne dépasse pas 4. Lors d'une mesure par absorption, nous envoyons pour sonder les atomes 50 μW de faisceau repompeur pendant 2 ms puis une impulsion de 100 μW de faisceau maître (soit une intensité de 50 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$).

L'analyse de l'image en densité optique nous permet également de déterminer la température du nuage atomique. Cette image est ajustée par une gaussienne en deux dimensions, dont nous déduisons un rayon moyen \bar{r} (le détail de cette analyse sera présenté en section III.1.2). Au cours du temps t , le nuage subit une expansion balistique due à une dispersion en vitesse δv , et nous ajustons la croissance du rayon moyen par :

$$\bar{r} \approx \sqrt{\bar{r}_0^2 + \delta v^2 t^2} \quad (\text{II.2.17})$$

où \bar{r}_0 est le rayon moyen à temps de vol nul.

La dispersion en vitesse est directement liée à la température T du nuage atomique :

$$T = \frac{m \delta v^2}{k_B} \quad (\text{II.2.18})$$

La Figure II.25 illustre le rayon moyen mesuré à différents temps de vol. Un ajustement pour déterminer δv permet d'en déduire la température du nuage atomique.

À ce stade, nous mesurons une dispersion en vitesse de 125 mm/s, ce qui mène à une température atomique de 165 μK . Pour faire diminuer cette température, il va être nécessaire d'envisager un chargement important dans le piège dipolaire.

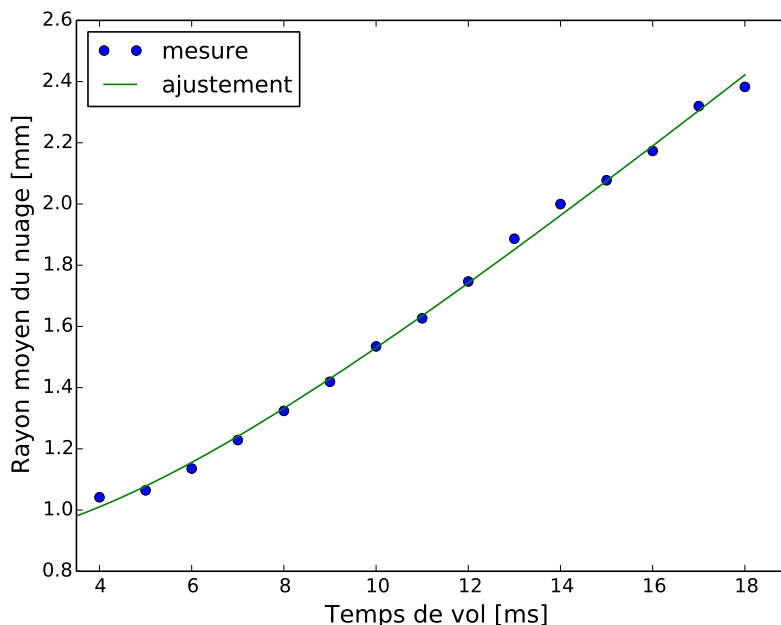


Fig. II.25 *Mesure du rayon moyen du nuage atomique en fonction du temps de vol et ajustement parabolique.*

II.3 Piège dipolaire optique croisé

II.3.1 Motivation et pulsations propres pour un piège dipolaire optique

Afin de refroidir les atomes par évaporation, il est nécessaire de transférer les atomes dans un piège non-dissipatif. Notre choix s'est porté sur un piège dipolaire tout-optique, très désaccordé par rapport à la transition atomique, à 1070 nm, formé par deux faisceaux croisés. Un tel piège présente l'intérêt d'induire un fort taux de collisions élastiques, contrairement à un piège magnétique, et permet d'engager efficacement le processus de refroidissement par évaporation (voir chapitre III). Afin d'effectuer une mesure précise, nous nous appuyons sur une répétabilité statistique importante. La séquence doit donc être courte, de l'ordre de quelques secondes : cela constitue un argument important dans le choix de la configuration expérimentale adoptée.

Considérons un système à deux niveaux d'énergie (transition D_2 du ^{87}Rb), séparés de $\hbar\omega_0$, avec laquelle la lumière sera en interaction. L'atome interagit avec un rayonnement électromagnétique laser de pulsation ω_L . Il subit alors une force dipolaire, non-dissipative, qui dérive du potentiel dipolaire suivant (voir [Grimm et al., 1999]) :

$$U(x,y,z) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \frac{1}{\Delta} I(x,y,z) \quad (\text{II.3.1})$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Γ , largeur naturelle de la transition, est ici exprimée en rad/s, tout comme Δ qui s'exprime selon :

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{\omega_L - \omega_0} - \frac{1}{\omega_L + \omega_0}. \quad (\text{II.3.2})$$

Cette quantité étant négative, la force dipolaire est attractive. Les atomes seront donc attirés par le centre du piège dipolaire, où l'intensité sera la plus forte.

L'intensité $I(x,y,z)$ est dépendante des caractéristiques du faisceau. Nous considérons dans un premier temps un unique faisceau gaussien, se propageant selon la direction x , de puissance P et de waist minimal w_0 au centre du nuage atomique. Selon l'axe de propagation, le waist du faisceau s'exprime par $w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{x_R}\right)^2}$, avec $x_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}$ la longueur de Rayleigh selon l'axe de propagation x , $\lambda_L = 1,07 \mu\text{m}$ étant la longueur d'onde du laser formant le piège dipolaire. L'intensité s'écrit alors :

$$I(x,y,z) = \frac{2P}{\pi w^2(x)} e^{-2\frac{y^2+z^2}{w^2(x)}}, \quad (\text{II.3.3})$$

L'expression du potentiel dipolaire à un faisceau se déduit de l'équation II.3.1 par :

$$U(x,y,z) = -\frac{U_0}{1 + \left(\frac{x}{x_R}\right)^2} e^{-2\frac{y^2+z^2}{w^2(x)}} \text{ avec } U_0 = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \frac{1}{|\Delta|} I_0, \quad (\text{II.3.4})$$

où I_0 est l'intensité au centre du piège, qui s'exprime ainsi :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (\text{II.3.5})$$

Considérant des atomes d'énergie faible devant la profondeur au centre du piège U_0 , ce qui est le cas après thermalisation, le piège peut être approximé par un piège harmonique. Sous cette hypothèse, les pulsations propres sont données par :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{2U_0}{mx_R^2}} \text{ et } \omega_{y,z} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (\text{II.3.6})$$

Il s'agit de la description d'un piège dipolaire anisotrope, dont les pulsations propres associées à ses axes propres sont ($\omega_x = \omega_{//}, \omega_y = \omega_{\perp}, \omega_z = \omega_{\perp}$).

L'anisotropie du piège est donnée par :

$$\frac{\omega_{//}}{\omega_{\perp}} = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2\pi}w_0} \quad (\text{II.3.7})$$

Pour un waist de $w_0 = 92,5 \mu\text{m}$ à $\lambda_L = 1,07 \mu\text{m}$, l'anisotropie vaut $2,6 \cdot 10^{-3}$. La différence entre les deux pulsations confinantes est donc très grande : les atomes seraient confinés orthogonalement au faisceau laser, mais seraient assez libres de se propager selon la direction longitudinale.

Afin de piéger les atomes au centre d'un piège, nous recourons à deux faisceaux dipolaires croisés. Ainsi, la liberté de mouvement des atomes selon l'axe d'un faisceau est brimée par le confinement imposé par le deuxième faisceau dans ses directions transverses. Une telle configuration génère un piège davantage isotrope.

Nous considérons ici un piège dipolaire formé par deux faisceaux identiques, de puissance $P = 17 \text{ W}$ et de waist $w_0 = 92,5 \mu\text{m}$ sur les atomes. Ils forment un angle θ entre eux (voir Figure II.26). Leur croisement définit le centre du piège.

Pour prévenir toute interférence entre les deux faisceaux, nous nous assurons que leurs polarisations, rectilignes, sont orthogonales. De plus, nous séparerons ces deux faisceaux de 160 MHz grâce à des modulateurs acousto-optiques (voir section II.3.2). Le potentiel du piège formé est alors donné par la simple somme des potentiels dipolaires à un seul faisceau (dont l'expression est donnée par l'équation II.3.1). La profondeur du piège en son centre s'écrit : $U_0^{tot} = 2U_0^{(1 \text{ faisceau})}$ avec $U_0^{(1 \text{ faisceau})}$ donné par l'équation II.3.4, les deux faisceaux étant strictement identiques. Dans nos conditions expérimentales, la profondeur du piège dipolaire croisé vaut 380 μK .

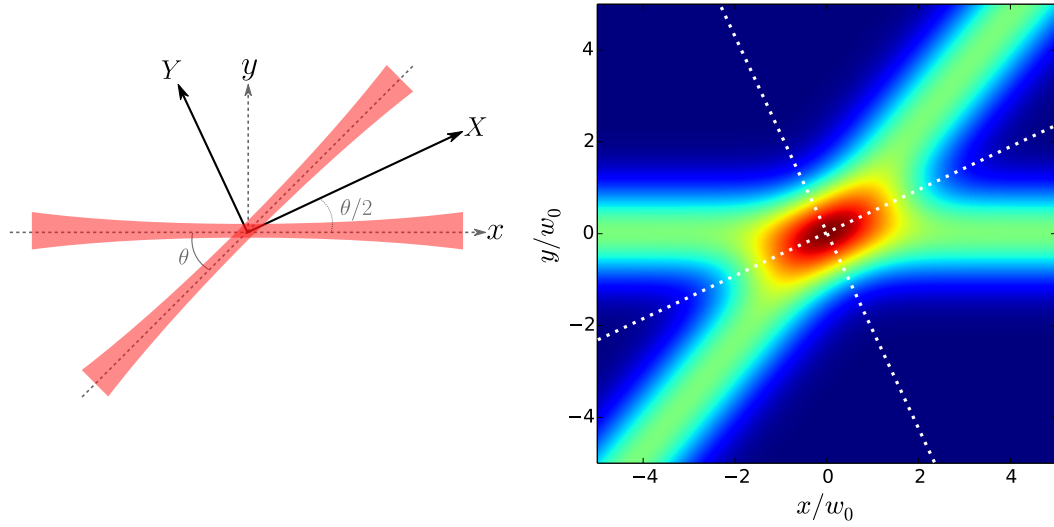


Fig. II.26 A gauche sont représentés deux faisceaux croisés générant un piège dipolaire. A droite, le potentiel ainsi créé. (Figure extraite de [Jannin, 2015])

La configuration à deux faisceaux croisés modifie, par rapport à la configuration à un faisceau, les axes propres du piège et les pulsations associées. Dans le plan des deux faisceaux, les nouveaux axes propres sont tournés d'un angle $\theta/2$ par rapport à l'axe x , comme indiqué sur la Figure II.26. L'axe z est toujours un axe propre du piège. Les pulsations propres selon ces nouveaux axes (X, Y, Z) s'écrivent (avec les notations utilisées pour le cas à un seul faisceau) :

$$\begin{cases} \omega_X = \sqrt{(1 - \cos \theta)\omega_{\perp}^2 + (1 + \cos \theta)\omega_{//}^2} \\ \omega_Y = \sqrt{(1 + \cos \theta)\omega_{\perp}^2 + (1 - \cos \theta)\omega_{//}^2} \\ \omega_z = \sqrt{2}\omega_{\perp} \end{cases} \quad (\text{II.3.8})$$

La pulsation moyenne du piège est définie comme la moyenne géométrique de ses trois pulsations propres :

$$\bar{\omega} = (\omega_X \cdot \omega_Y \cdot \omega_Z)^{1/3} \quad (\text{II.3.9})$$

Si les deux faisceaux sont orthogonaux ($\theta = 90^\circ$), les pulsations selon X et Y deviennent égales et le piège est isotrope dans le plan (X, Y). Expérimentalement nous ne pouvons arriver à pareille configuration. Cependant, plus l'angle θ est grand, meilleure sera l'isotropie, et donc le confinement.

Nous mettrons en place un tel dispositif expérimental avec $\theta = 61^\circ$. Dans ces conditions expérimentales, les pulsations du piège dipolaire croisé valent $\omega_X = 2\pi.470$ Hz, $\omega_Y = 2\pi.800$ Hz et $\omega_Z = 2\pi.930$ Hz. La pulsation moyenne vaut $\bar{\omega} = 2\pi.700$ Hz. L'anisotropie, que l'on définit ici comme le rapport de ω_X et ω_Y , vaut 0,6, donc bien plus proche de l'unité que dans le cas à un seul faisceau. La capacité confinante du piège dipolaire croisé est avérée.

II.3.2 Montage d'un premier schéma optique à 1070 nm

Nous installons deux tables optiques de part et d'autre de l'enceinte à vide et nous montons un premier schéma permettant d'obtenir un piège dipolaire, décrit en Figure II.27. Dans ce schéma, nous installons deux faisceaux dipolaires de façon relativement symétriques, de mêmes waists, de mêmes puissances. Etant donnée la taille des hublots CF100 de l'enceinte à vide, l'angle maximal atteignable est de 65° . En pratique, les faisceaux forment un angle de 61° , que l'on a pris soin de maximiser, tout en privilégiant un système compact. Le laser utilisé est de marque IPG Photonics, et délivre un faisceau collimaté à 1070 nm de waist 4,5 mm et de puissance 50 W.

Banc optique

La première étape est de filtrer la polarisation à l'aide d'un cube séparateur de polarisations traité pour les hautes puissances à 1064 nm. Nous réduisons ensuite son waist à l'aide d'un télescope afocal de grandissement un tiers, constitué d'une lentille d'entrée de focale 150 mm, et en sortie d'une lentille de focale 50 mm. Afin de prévenir toute dégradation due à la haute puissance, nous séparons aussi vite que possible, c'est-à-dire dès le passage dans la première lentille, le faisceau en deux faisceaux d'égales intensités à l'aide d'un système constitué d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisations.

Chacun des faisceaux est ensuite acheminé dans un Modulateur Acousto-Optique (MAO) de marque Gooch & Housego. Les ordres 0 sont éliminés, après séparation, et viennent échauffer des bloqueurs de faisceaux. Nous prenons soin de maximiser l'efficacité de diffraction des MAO, pour l'un dans l'ordre +1, et pour l'autre dans l'ordre -1 : les faisceaux sont séparés de 160 MHz. Cette précaution est nécessaire afin d'éviter toute modulation du potentiel au fond du piège due à des interférences. De plus, nous prenons soin de travailler avec des polarisations

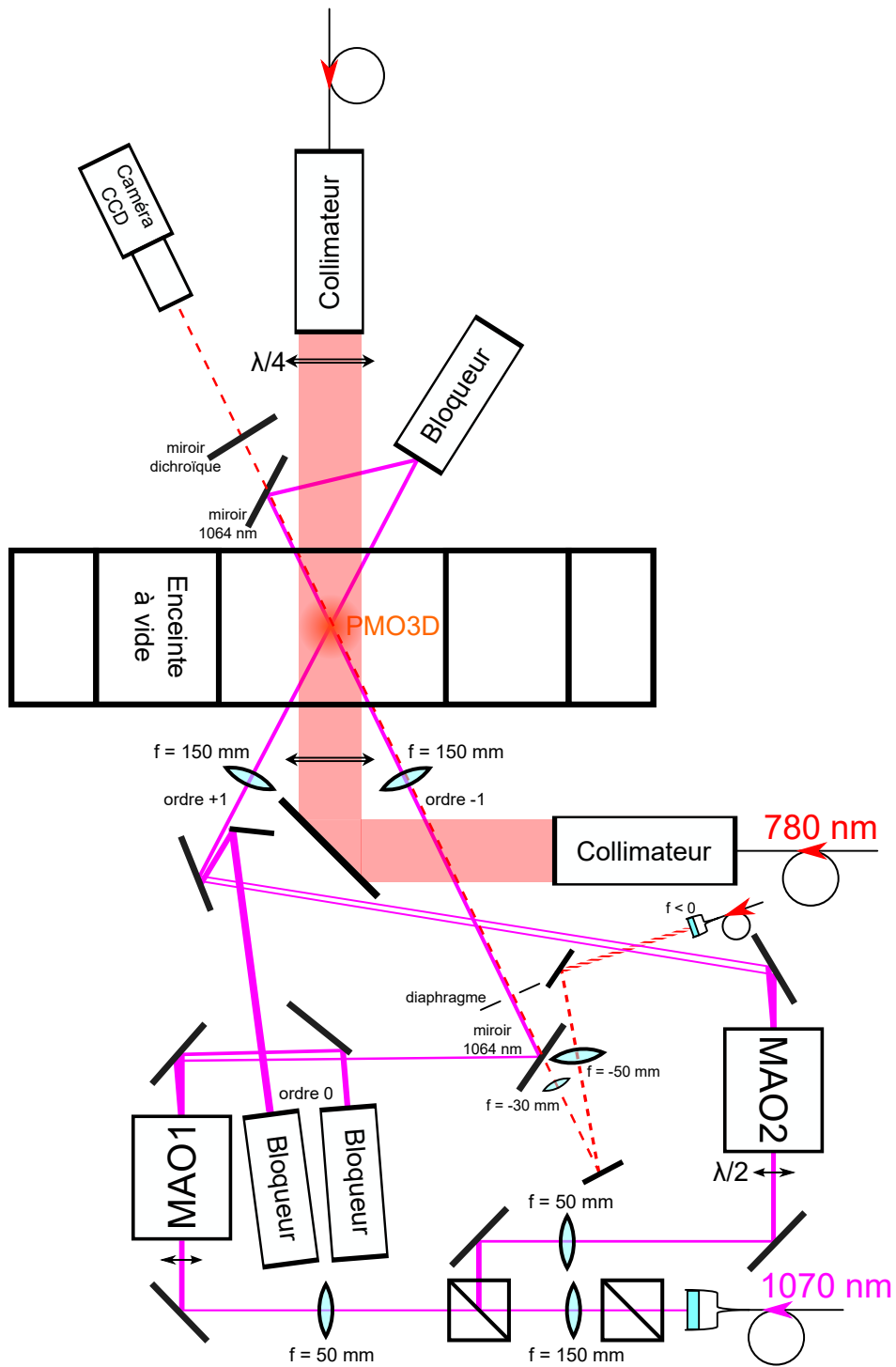


Fig. II.27 Schéma de la table optique du faisceau à 1070 nm pour la production du piège dipolaire.

orthogonales pour les deux faisceaux de cette configuration. Nous ajoutons également une lame demi-onde en entrée de chaque MAO, de manière à maximiser son efficacité. Nous mesurons une efficacité maximale de 68% pour le MAO1 et de 74% pour le MAO2. Maîtriser la puissance sortante des MAO est critique pour la suite du développement de l'expérience. En effet, lorsque nous engageons le refroidissement par évaporation, nous devons abaisser de façon contrôlée la puissance optique des faisceaux à 1070 nm. Il est important que ce contrôle soit effectif sur plusieurs décades, afin de faciliter l'obtention d'un Condensat de Bose-Einstein. Nous contrôlons cette puissance via la tension de contrôle de la puissance RF appliquée au MAO, elle-même contrôlée par l'outil informatique et une carte National Instrument comportant des sorties analogiques. Les MAO sont également contrôlés par des sorties digitales pour les allumer ou les éteindre. La caractérisation des deux MAO est illustrée en Figure II.28. Nous traçons, en fonction de la tension de contrôle, la puissance optique en sortie, normalisée à sa valeur maximale (correspondant à l'efficacité de diffraction réelle maximale). Cette caractérisation est effectuée en plusieurs prises de mesures réalisées avec différentes puissances incidentes, basses et hautes. Il apparaît que le résultat est indépendant de la puissance incidente.

Les faisceaux diffractés sont ensuite acheminés jusqu'aux lentilles de focalisation, disposées de manière symétriques par rapport à l'enceinte à vide. Dans ce premier schéma, nous utilisons deux lentilles de focale 150 mm. Dans cette configuration, leur ajustement dans l'axe des faisceaux est peu critique, nous nous contentons de les placer géométriquement à 15 cm du nuage atomique.

Tout au long de leur parcours, les faisceaux restent dans le plan horizontal et à même hauteur que le centre atomique. Ils se croisent enfin au centre du nuage atomique piégé dans le PMO3D. L'une des difficultés est de centrer proprement les faisceaux du piège dipolaire par rapport au centre du PMO3D : nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre III.

Nous estimons à 17 W par faisceau la puissance appliquée sur les atomes pour constituer le piège dipolaire. En effet, outre les pertes dues à l'efficacité de diffraction des MAO, il subsiste d'autres sources de pertes, comme par exemple le fait que le taux de réflexion des miroirs est dépendant de l'angle d'incidence du faisceau. Nous avons dû tenir compte de ce fait expérimental lors du montage du schéma optique afin de maximiser la puissance atteignant les atomes.

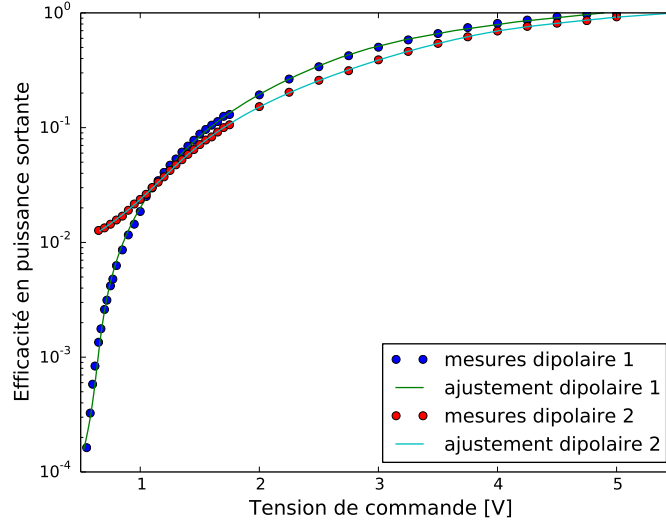


Fig. II.28 *Calibration des Modulateurs Acousto-Optique pour le contrôle de la puissance optique des faisceaux du piège dipolaire. La tension de commande en contrôle l'efficacité de diffraction relative à l'efficacité maximale mesurable, qui est, elle, de 68% pour le MAO1 et de 74% pour le MAO2.*

De l'autre côté de l'enceinte à vide, les faisceaux sont envoyés dans un bloqueur de faisceaux, garantissant ainsi une sécurité optimale. Nous avons également fait anodiser les surfaces des tables optiques dans le même objectif.

Mesure du waist minimal

Le waist des faisceaux a été déterminé au préalable sur un banc optique annexe par la méthode dite du « couteau ». Nous effectuons les mesures à 1070 nm, sur l'ordre +1, sous une puissance atténuée d'un facteur 100 par rapport à la puissance de sortie du laser que l'on a réglée à 3,8 W. Nous plaçons une lame de rasoir sur un platine de translation micrométrique orthogonalement à l'axe de propagation du faisceau, et relevons la puissance transmise en fonction de la position de la lame. Le faisceau gaussien est écranté par la lame. L'intensité totale s'écrit, en fonction de la cote nommée arbitrairement z selon l'axe de propagation et le rayon r :

$$I(r,z) = I_0(z) e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (\text{II.3.10})$$

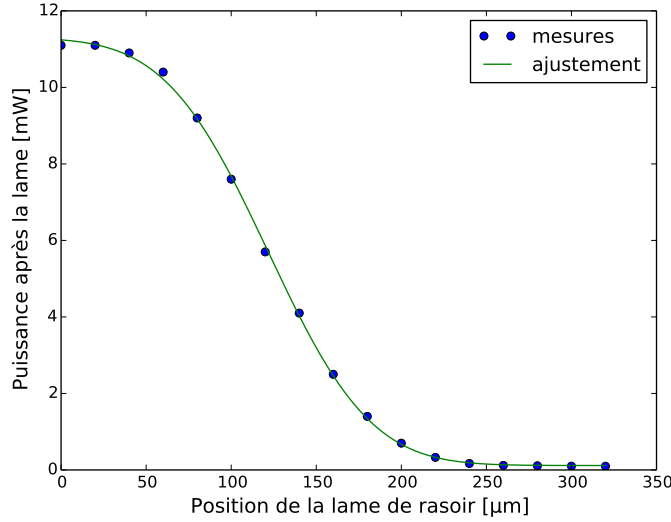


Fig. II.29 *Mesure de la puissance d'un faisceau du piège dipolaire après coupe par une lame de rasoir, en fonction de la position transversale de celle-ci. L'ajustement est effectué à l'aide de la fonction décrite en équation II.3.13. Nous déterminons ici un waist de $95,0 \pm 1,9 \mu\text{m}$ pour cette cote longitudinale.*

où I_0 est l'intensité au centre du faisceau gaussien, et $w(z)$ le waist de celui-ci. Pour rappel, le waist, rayon à $1/e^2$ du profil gaussien en intensité, s'écrit

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (\text{II.3.11})$$

avec z_0 la position longitudinale où le waist est minimum de valeur w_0 , et z_R la longueur de Rayleigh associée :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L} \quad (\text{II.3.12})$$

La puissance mesurée, après écrantage d'une distance d , s'écrit sous la forme :

$$P_{\text{mesurée}} = P_{\text{offset}} + \frac{P_0}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \frac{d - d_0}{w(z)} \right) \right] \quad (\text{II.3.13})$$

Un exemple de détermination de la valeur du waist à une valeur de z donnée est donné en Figure II.29. Nous ajustons la courbe de la puissance mesurée en fonction de la position de la lame par la fonction donnée en équation II.3.13.

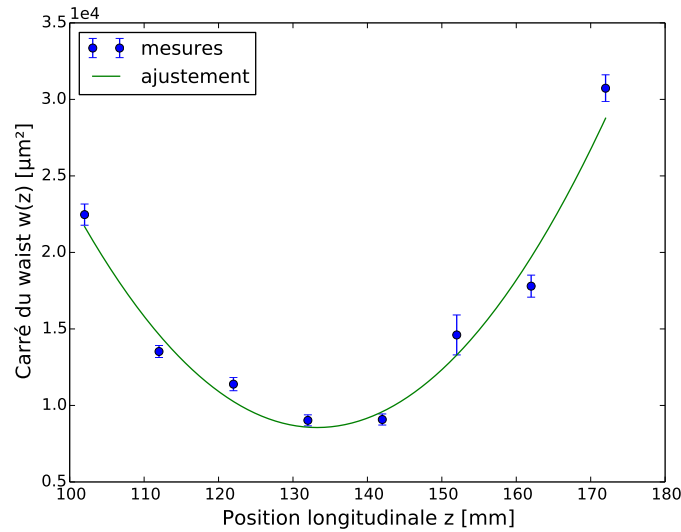


Fig. II.30 Relevé du waist d'un faisceau du piège dipolaire en fonction de la position longitudinale. L'ajustement est effectué à l'aide de la fonction décrite en équation II.3.11. Nous en déduisons un waist de $93 \pm 3,1 \mu\text{m}$ (l'incertitude sera toujours donnée à 1σ), ainsi qu'une longueur de Rayleigh de $25,2 \pm 1,8 \text{ mm}$.

Nous répétons cette mesure à différentes valeurs de z , et ajustons la courbe $w^2(z)$, tracée en Figure II.30, par une parabole découlant de l'équation II.3.11.

Nous en déduisons un waist minimal de $93 \mu\text{m}$, avec une incertitude relative de 3%. La valeur déterminée de la longueur de Rayleigh est de $2,5 \text{ cm}$. Cette distance est grande, cela signifie que le waist reste proche de sa valeur minimale sur une longueur conséquente. Cela justifie, dans cette configuration seulement, de pouvoir disposer les lentilles de focalisation sans mettre en place un système de réglage micrométrique.

II.3.3 Préparation du nuage atomique pour le chargement du piège dipolaire

Partant du piège magnéto-optique, nous souhaitons charger le piège dipolaire en y maximisant le nombre d'atomes à température peu élevée. Ces paramètres sont donc capitaux dès lors que le piège dipolaire est formé. Le rapport des volumes des deux pièges est de l'ordre de un pour mille. Afin d'augmenter le nombre d'atomes transférés, il conviendra d'augmenter la densité atomique dans le piège magnéto-optique, puis de diminuer la température des atomes qui

viendront s'agréger dans le piège dipolaire. Nous avons mesuré la température obtenue dans le PMO3D, de l'ordre de 165 μK . Cette température est du même ordre de grandeur que la température à la limite Doppler ($T_{\text{Doppler}} = \hbar\Gamma/2k_B$, qui vaut 146 μK pour la raie D_2 du ^{87}Rb ; voir [Steck, 2001]).

Nous appliquons alors trois phases sur le PMO3D : compression, mélasse et dark-mot temporel. Le principe de chacune de ces phases est détaillé ci-dessous.

La configuration décrite dans la suite de cette section nous a permis d'optimiser les différents paramètres expérimentaux. Les faisceaux pour le piège dipolaire sont allumés à puissance maximale juste après le début de la phase de mise en forme du nuage atomique issu du PMO3D, typiquement en fin de compression (ou juste avant). Ils seront éteints au bout de 180 ms à partir du moment où tous les autres faisceaux sont éteints. Nous laissons ensuite un temps de vol de 1,1 ms avant d'effectuer une mesure par absorption, qui permet de déterminer un ordre de grandeur de la taille du nuage, liée à sa température, et un indicateur sur le nombre d'atomes qu'il contient.

Phase de compression

Le gradient de champ magnétique, initialement à 6,5 G/cm pendant le chargement du PMO3D, est augmenté à 18 G/cm en typiquement 20 ms. Cela a pour effet d'augmenter la densité du PMO3D et ainsi de transférer davantage d'atomes dans le piège dipolaire. Au début de cette compression du PMO3D, nous augmentons instantanément l'écart en fréquence des faisceaux de refroidissement, de 15 MHz à typiquement 50 MHz. Cette augmentation de désaccord réduit la diffusion due aux faisceaux de refroidissement, et donc l'effet de diffusion multiple des photons et le chauffage résiduel. La puissance du laser maître est laissée à son maximum durant cette phase. Nous utilisons également un faisceau accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ superposé à la sonde, qui servira de repompeur, comme lors de la détection. La puissance de ce faisceau repompeur est typiquement à 40% du maximum de sa puissance disponible. Dans ce premier schéma, nous ne laissons pas de phase d'attente avant de commencer la phase de mélasse.

Les optimisations des paramètres qui ont conduit à la détermination de cette séquence de compression sont illustrées en Figure II.31.

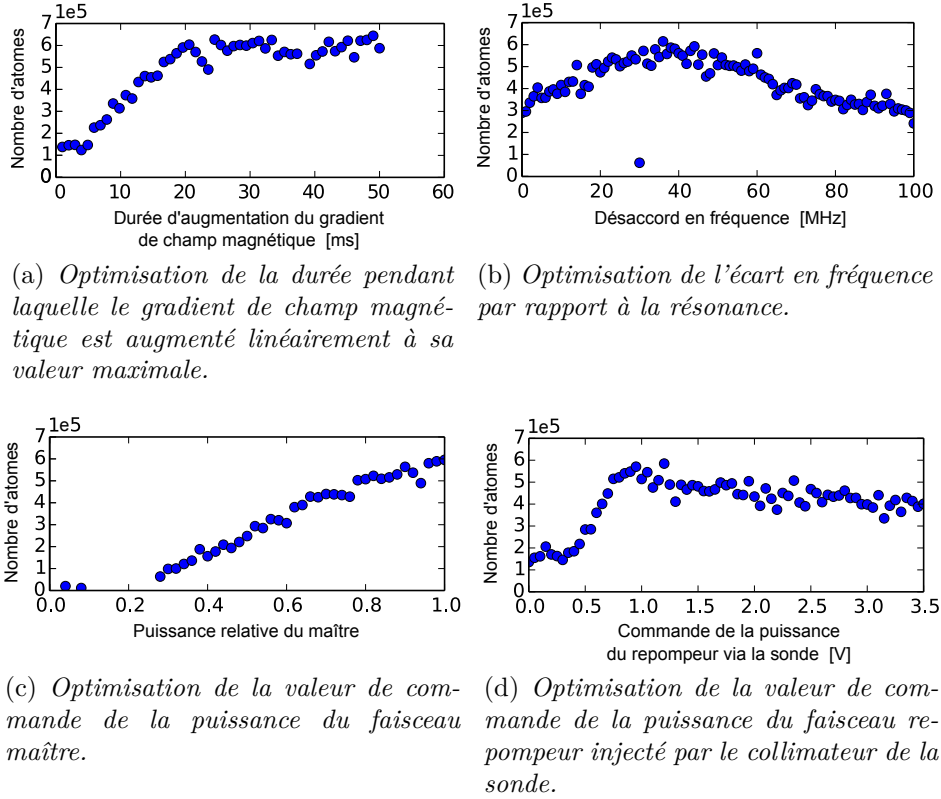


Fig. II.31 *Optimisations des paramètres de la compression du PMO3D. Elles sont réalisées indépendamment les unes des autres, après une phase de chargement du PMO3D de 0,8 s. Les observations sont faites sur le piège dipolaire à un temps de vol de 1,1 ms.*

Nous remarquons que la puissance du laser pour le piège dipolaire influe, outre sur le nombre d'atomes piégés, sur la valeur optimale du désaccord en fréquence (voir Figure II.32). En effet, la présence du laser à 1070 nm vient perturber l'effet des faisceaux de refroidissement à 780 nm : tout porte à croire que l'effet observé est un effet de déplacement lumineux. Le réglage du désaccord sera donc ultérieurement révisé en fonction de la configuration optique et séquentielle des faisceaux à 1070 nm.

Phase de mélasse

Une phase de mélasse optique suit la phase de compression. Dans un premier temps, pour compenser l'effet de la présence des faisceaux à 1070 nm qui déplace les niveaux d'énergie, nous sommes amenés à augmenter le désaccord en fréquence

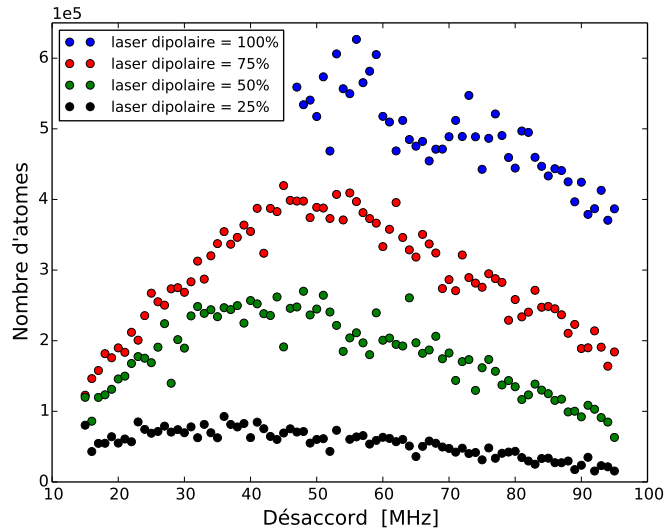


Fig. II.32 *Dépendance du nombre d'atomes et du désaccord optimal en fonction de la puissance du laser pour le piège dipolaire.*

en 1 ms à une valeur typique de 63 MHz. La puissance du laser maître est maintenue maximale. Ici, le champ magnétique est coupé rapidement, en quelques millisecondes seulement. Nous laissons enfin le nuage atomique libre dans la mélasse durant quelques millisecondes. Celui-ci, déjà confiné, voit sa température diminuer en-dessous de la limite Doppler (voir section II.3.4).

Les optimisations des paramètres qui ont conduit à la détermination de cette séquence de mélasse sont illustrées en Figure II.33. La détermination de l'optimum du désaccord en fréquence est particulièrement importante, même si la valeur optimale ne semble pas devoir être très précise (le maximum est atteint sur une plage typique de 10 MHz).

Phase de dark-MOT temporel

A la suite des phases de compression puis de mélasse, nous pouvons appliquer une phase de dark-MOT temporel. Celui-ci consiste en la diminution de la population dans le niveau hyperfin $|F = 2\rangle$, au profit du niveau $|F = 1\rangle$. Ce dernier devient un état noir dès lors que la puissance du laser repompeur est diminuée de façon importante. Cela a pour effet de réduire le chauffage par pression de radiation. Afin de continuer en ce sens, la puissance du faisceau maître est également

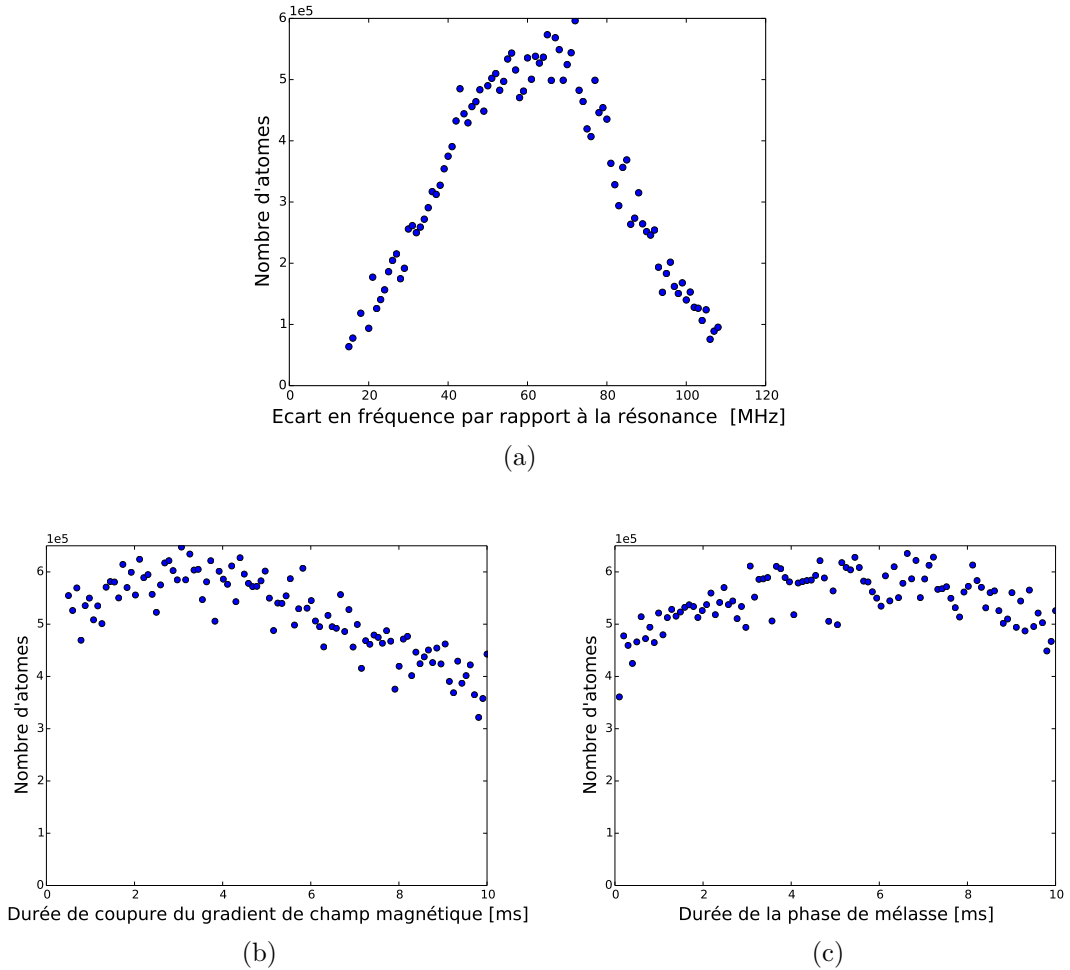


Fig. II.33 *Optimisations des paramètres de la phase de mélasse, après compression du PMO3D. Elles sont réalisées indépendamment les unes des autres. Les observations sont faites sur le piège dipolaire à un temps de vol de 1,1 ms. Nombre d'atomes en fonction : II.33a) du désaccord imposé durant cette phase ; II.33b) de la durée utilisée pour ramener le gradient de champ magnétique à une valeur nulle ; II.33c) de la durée de la mélasse laissée au nuage en sortie de cette séquence.*

abaissée, et le désaccord augmenté en conséquence. Il résulte de cette phase de dark-MOT temporel une augmentation de la densité atomique.

En pratique, nous diminuons en 1 ms le faisceau repompeur à environ 15% de sa puissance maximale, le faisceau maître à environ 40% de sa puissance maximale, et appliquons un désaccord de 66 MHz. Nous laissons le nuage atomique dans cette situation pendant 80 ms. Nous éteignons alors le faisceau repompeur,

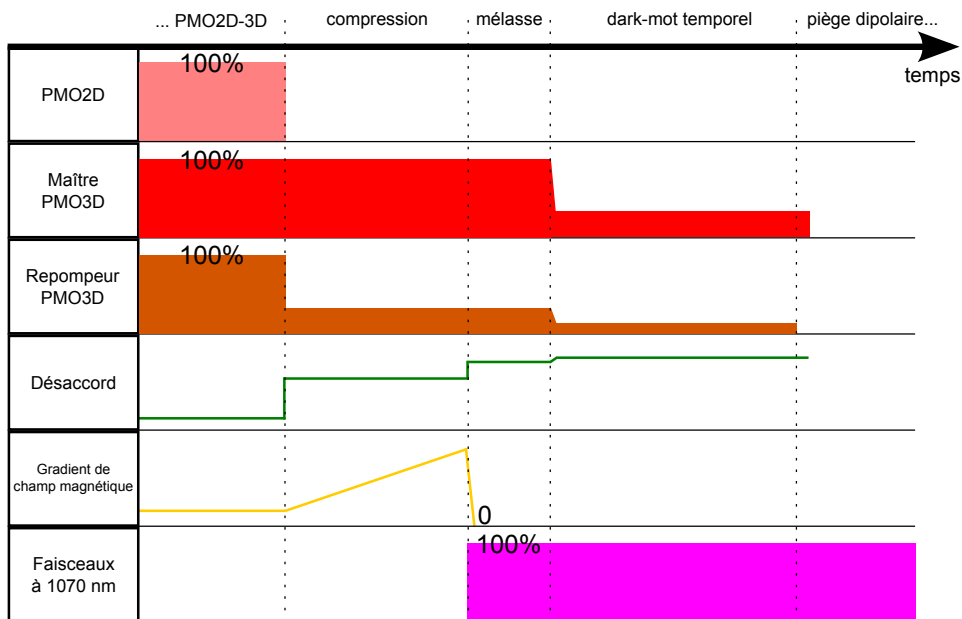


Fig. II.34 Schéma de principe de la séquence menant au chargement efficace du piège dipolaire. L'échelle est qualitative, les différentes phases seront ajustées par la suite en fonction de la configuration expérimentale.

et durant la demi-milliseconde suivante les atomes sont tous dé-pompés dans le niveau $|F = 1\rangle$. Enfin nous coupons également le faisceau maître et laissons le nuage atomique évoluer durant 2 ms avant d'enclencher une quelconque phase sur le piège dipolaire seul.

Les paramètres du dark-MOT sont très critiques, notamment la puissance du faisceau repompeur. Nous serons amenés à les réajuster en fonction des différentes configurations explorées, décrites dans le chapitre III.

La séquence temporelle résumant les étapes décrites précédemment est illustrée en Figure II.34.

Nous observons une non-reproductibilité des puissances optiques à 780 nm utilisées dans les phases de chargement, compression, mélasse et dark-MOT du PMO3D. Celle-ci est due à un échauffement non-reproductible des MAO qui nous permettent de contrôler les puissances. Nous ajoutons donc des obturateurs mécaniques au niveau de chaque MAO, afin de pouvoir allumer en avance les MAO tout en obstruant le passage du faisceau à 780 nm. De plus, nous prenons soin de laisser les obturateurs fermés lors du refroidissement évaporatif, afin d'assurer l'extinction totale des faisceaux à 780 nm. Nous les commandons par

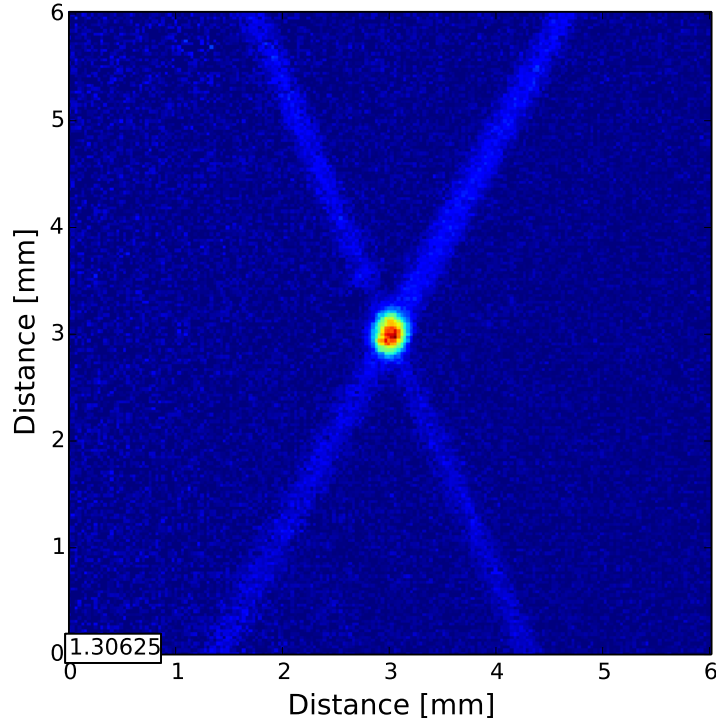


Fig. II.35 *Image des atomes piégés par le piège dipolaire, de durée 100 ms après une phase de compression et de mélasse. Observation à temps de vol de 1,1 ms. En bas à gauche est indiquée la densité optique maximale détectée dans l'image.*

TTL. Nous mesurons un temps de réponse de 50 ms pour obtenir une obstruction complète.

II.3.4 Analyse du nuage atomique confiné

Au-delà des optimisations décrites dans la section II.3.3, et une fois la séquence stabilisée, nous effectuons des mesures quantitatives. Le nuage atomique est confiné dans le piège dipolaire, et nous l'observons à différents temps de vol. Le laser à 1070 nm est appliqué à pleine puissance.

Une image typique recueillie est illustrée en Figure II.35.

L'évolution de la taille du nuage atomique en fonction du temps de vol mène à une évaluation de sa température. Par un ajustement adéquat, comme illustré sur la Figure II.36, nous déduisons, après phases de compression, mélasse et application du piège dipolaire, une température typique de 108 μK .

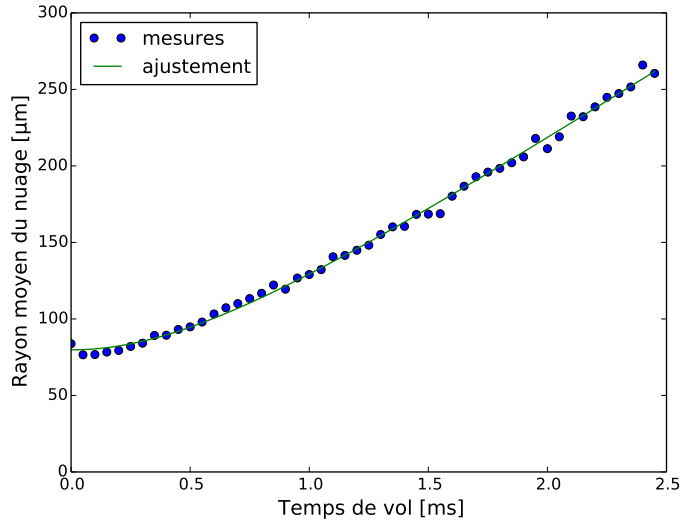


Fig. II.36 *Détermination simple de la température des atomes piégés par le piège dipolaire, de durée 100 ms après une phase de compression et de mélasse. L'ajustement donne une température de $108,3 \pm 0,9 \mu\text{K}$.*

Une première analyse, à partir de la valeur de ce rayon moyen au cours du temps de vol et de la densité optique mesurée, conduit à la détermination du nombre d'atomes : $N = 8,5 \cdot 10^5$. Une analyse plus complète sera présentée en section III.1.2.

L'ajout d'une phase de dark-mot temporel permet d'atteindre une température de l'ordre de $40 \mu\text{K}$. Diminuer la température permet d'augmenter le taux de collisions élastiques du même facteur. Dans [Faber, 2011], il est obtenu après une phase de dark-MOT le même ordre de grandeur en température : $50 \mu\text{K}$. Cependant, nous piégeons un ordre de grandeur d'atomes en moins que dans cette référence. Nous développerons dans le chapitre III les réalisations expérimentales qui nous permettront de charger un plus grand nombre d'atomes dans le piège dipolaire tout en maintenant ce niveau de température. Nous serons alors à même d'enclencher le processus d'évaporation.

Conclusion La mise en place complète du dispositif expérimental a mené à la caractérisation de nombre de ses sous-parties. L'ensemble des modules sont fonctionnels, de l'enceinte à vide au banc laser à 1070 nm , en passant par les dispositifs magnéto-optiques pour piéger les atomes. Leur utilisation optimisée a conduit à

l'obtention d'un nuage atomique froid, comptant quelques 10^5 atomes à quelques dizaines de micro-kelvins, dans un piège non-dissipatif. Il est envisageable d'enclencher le processus d'évaporation, afin de se diriger vers la condensation de Bose-Einstein.

Chapitre III

Evaporation dans un piège dipolaire à 1070 nm et condensation de Bose-Einstein

Introduction

L'optimisation du refroidissement évaporatif et l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, présentées dans ce chapitre, s'inscrivent dans la continuité de la mise en place du nouveau dispositif expérimental décrit dans le chapitre II. Nous avons obtenu un nuage atomique constitué de quelques 10^5 atomes à quelques 10^{-5} K dans un piège dipolaire, après compression, mélasse et dark-MOT dans le Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO3D).

Il s'agit maintenant d'engager le processus de refroidissement par évaporation, dont le principe est fondé sur les collisions élastiques entre atomes dans le piège non-dissipatif. Pour cela, nous agirons sur les puissances optiques des faisceaux du piège dipolaire à 1070 nm. Nous souhaiterons atteindre la température la plus basse possible tout en maintenant un nombre d'atomes le plus élevé possible dans le nuage atomique. Caractériser et optimiser cette phase de refroidissement s'avérera donc crucial afin d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. La condensation de bosons pour un gaz d'atomes, prédite par A. Einstein en 1925, consiste en l'accumulation macroscopique d'atomes dans le même niveau d'énergie, qui est le niveau fondamental. La distance entre atomes devient alors de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde thermique, et les fonctions d'ondes

associées à chaque atome se recouvrent pour former une unique fonction d'onde macroscopique.

Dans ce chapitre, nous détaillerons tout d'abord le phénomène d'évaporation et l'évolution du dispositif expérimental que nous avons dû appliquer dans le but de sa réalisation. Dans un deuxième temps, nous présenterons nos premières observations de la condensation de Bose-Einstein qui en ont découlé. Afin d'augmenter le nombre d'atomes condensés, nous développerons ensuite les résultats obtenus sur plusieurs schémas optiques mis en place pour effectuer le refroidissement évaporatif. Enfin, nous présenterons la caractérisation de la séquence optimale réalisée ainsi que les résultats obtenus sur le condensat.

III.1 Mise en place de l'évaporation

III.1.1 Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif

Le refroidissement évaporatif dans un piège non-dissipatif est fondé sur les collisions élastiques entre atomes du nuage atomique. Les atomes sont confinés dans un piège de profondeur finie : ceux qui ont une énergie plus importante que cette profondeur n'y restent pas piégés. Dans le piège, tout atome peut acquérir, par collision élastique, une énergie totale plus grande que la profondeur du piège : il est alors éjecté du piège et l'énergie moyenne des atomes restants s'en voit diminuée. Autrement dit, le nuage atomique se thermalise à une température inférieure. Ce phénomène se répète, et au fur et à mesure, de moins en moins d'atomes ont l'énergie suffisante pour être éjectés du piège de cette manière. L'évaporation est donc de moins en moins efficace à profondeur fixée. Afin de remédier à cette tendance et même d'accélérer l'évaporation, nous diminuons progressivement la profondeur du piège au cours du temps. La thermalisation a lieu à température de plus en plus basse, et ce mécanisme permet d'atteindre le seuil de condensation. Afin que la thermalisation ait lieu progressivement, garantissant des pertes atomiques minimisées même si elles sont grandes par nature, la constante de temps du refroidissement doit être grande devant la constante de temps associée aux collisions élastiques. Cette dernière étant de plus en plus longue au cours de l'évaporation, le refroidissement a lieu de plus en plus lentement. Cependant, le temps pour effectuer l'évaporation est compté, limité par les pertes inélastiques - dont la constante de temps est bien supérieure à celle

des pertes élastiques. La libération d'énergie interne des atomes provoque une éjection de l'atome concerné du puits de potentiel : il est donc nécessaire d'avoir un taux de collisions élastiques suffisamment important en début de séquence pour pouvoir enclencher l'évaporation.

Lois d'échelles pour un piège harmonique

Nous décrivons ici le principe de l'évaporation à partir d'un modèle simple développé dans [Cohen-Tannoudji, 1997]. Il permettra de mettre en lumière la dépendance des paramètres mesurables (notamment le nombre d'atomes et la température du nuage atomique) les uns par rapport aux autres, établissant ainsi des lois d'échelles observables au cours du refroidissement évaporatif.

Considérons un nuage de N atomes à température T dans un puits de potentiel harmonique de profondeur U_0 . L'énergie du système ainsi constitué est donnée par :

$$E = 3Nk_B T \quad (\text{III.1.1})$$

Considérons une transformation élémentaire au cours de l'évaporation. La perte élémentaire d'énergie s'écrit :

$$dE = 3k_B(TdN + NdT) \quad (\text{III.1.2})$$

Dans cette section, nous considérons que les pertes inélastiques sont négligeables par rapport aux pertes par évaporation. Un atome éjecté du piège emporte avec lui une quantité d'énergie équivalente à $(\eta + \kappa)k_B T$, avec η le paramètre comparant la profondeur du piège à l'énergie thermique :

$$\eta = \frac{U_0}{k_B T} \quad (\text{III.1.3})$$

κ traduit quant à lui le fait que l'atome peut être éjecté avec une énergie supérieure à U_0 . Cette grandeur prend une valeur typiquement inférieure à 1.

A ce stade, nous ne considérons que l'abaissement de U_0 au cours de l'évaporation. La perte énergétique élémentaire associée à l'évaporation s'écrit donc :

$$dE_{\text{évap}} = (\eta + \kappa)k_B T dN \quad (\text{III.1.4})$$

L'égalisation des équations III.1.2 et III.1.4 donne :

$$\frac{dT}{T} = \frac{\eta + \kappa - 3}{3} \frac{dN}{N} \quad (\text{III.1.5})$$

Il en vient une première loi d'échelle, par intégration entre deux instants initial i et final f de la transformation :

$$\log\left(\frac{T_f}{T_i}\right) = q \log\left(\frac{N_f}{N_i}\right) \quad (\text{III.1.6})$$

avec $q = \frac{\eta + \kappa - 3}{3}$.

Une deuxième loi d'échelle porte sur la densité dans l'espace des phases au centre du piège. Celle-ci traduit le nombre d'atomes présents dans un volume élémentaire de l'espace des phases. Elle prend pour expression :

$$\rho_0 = \bar{n}_0 \lambda_{\text{dB}}^3 \quad \text{ou encore} \quad \rho_0 = N \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T}\right)^3 \quad (\text{III.1.7})$$

avec les mêmes notations que celles qui seront détaillées dans la section III.1.2 : $\bar{n}_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \bar{r}^3}$ la densité atomique moyenne, $\bar{\omega}$ la pulsation moyenne du piège harmonique, et λ_{dB} la longueur d'onde thermique de de Broglie :

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (\text{III.1.8})$$

Il vient à partir de l'équation III.1.6 :

$$\log\left(\frac{\rho_f}{\rho_i}\right) = (1 - 3q) \log\left(\frac{N_f}{N_i}\right) \quad (\text{III.1.9})$$

Plus q , et donc η , sera grand, et plus le refroidissement sera efficace. En effet, on aura alors $\frac{dT}{T} > \frac{dN}{N}$, et cela est d'autant plus vérifié que q est largement supérieur à l'unité.

Un tel refroidissement permettra de se rapprocher de la condensation de Bose-Einstein pour laquelle la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de l'unité.

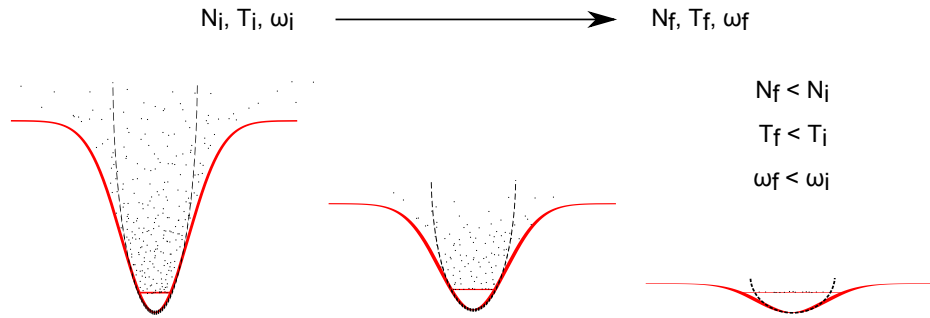


Fig. III.1 Schéma de principe du refroidissement évaporatif dans un piège optique. L'abaissement de la profondeur du puits de potentiel conduit à une éjection des atomes les plus chauds et à une thermalisation à température inférieure des atomes restants. Le déconfinement fait chuter le taux de collisions. Le profil tireté représente le potentiel harmonique par lequel on approxime le système.

Évaporation dans un piège optique

Nous allons maintenant raffiner notre modèle pour tenir compte de la spécificité d'un refroidissement par évaporation dans un piège optique. En effet, afin d'abaisser la valeur du potentiel U_0 , nous abaissons progressivement la puissance optique des faisceaux laser constituant le piège dipolaire. La baisse de cette puissance induit un changement de la forme du piège, et donc un déconfinement spatial. Le principe de ce refroidissement est illustré en Figure III.1.

L'équilibre thermo-dynamique au sein d'un nuage d'atomes ultra-froids se constitue par collisions élastiques entre atomes piégés. Pour des atomes froids (température inférieure à 1 mK), seules les collisions à deux corps interviennent fréquemment, et avec une section efficace isotrope $\sigma_{\text{coll}} \simeq 6,5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ ([Dalibard, 2006]). Le taux de collisions élastiques γ_{coll} est défini comme la probabilité moyenne par seconde d'une collision entre un atome donné et les $N - 1$ autres du nuage atomique. Son expression est donnée par (voir [Dalibard, 2006]) :

$$\gamma_{\text{coll}} = \frac{\sigma_{\text{coll}} \bar{\omega}^3 m}{2\pi^2} \frac{N}{k_B T} \quad (\text{III.1.10})$$

avec $\bar{\omega}$ la pulsation moyenne du piège (définie en équation II.3.9). Le taux de collisions élastiques dépend donc de $\bar{\omega}$, et donc du profil du potentiel. Un déconfinement entraîne une diminution de la valeur de $\bar{\omega}$, et par suite du taux de collisions élastiques. Cela va à l'encontre d'un emballement de l'évaporation, caractérisé par une diminution de plus en plus rapide de la température par rap-

port au nombre d'atomes, donc un facteur γ_{coll} en augmentation. Dans un piège optique, on cherchera *a minima* à limiter la diminution du taux de collisions au cours de l'évaporation, voire même à provoquer l'emballement. La configuration des faisceaux sera déterminante pour cela puisque nous agirons sur le confinement du piège. L'optimisation du refroidissement conduira à rechercher l'évaporation forcée à η constante.

Nous nous plaçons toujours dans le modèle d'un potentiel harmonique, mais sa fréquence diminue avec le temps. Cela induit un terme supplémentaire de variation d'énergie totale due à la détente adiabatique (voir [O'Hara et al., 2001]), avec $\frac{3}{2} N k_B T$ le terme d'énergie potentielle :

$$dE_{\text{détente, forme}} = \frac{3}{2} N k_B T \frac{dU}{U} \quad (\text{III.1.11})$$

à rajouter à l'équation III.1.4, qui devient :

$$dE_{\text{détente}} = (\eta + \kappa) k_B T dN + \frac{3}{2} N k_B T \frac{dU}{U} \quad (\text{III.1.12})$$

Cela mène à une nouvelle loi d'échelle, entre le nombre d'atomes et la profondeur du piège, et redéfinit du même coup la loi d'échelle entre nombre d'atomes et température (qui remplace l'équation III.1.6) :

$$\log \left(\frac{N_f}{N_i} \right) = \frac{1}{2q} \log \left(\frac{U_f}{U_i} \right) \quad (\text{III.1.13})$$

$$\log \left(\frac{T_f}{T_i} \right) = 2q \log \left(\frac{N_f}{N_i} \right) \quad (\text{III.1.14})$$

en gardant toujours la même définition de q :

$$q = \frac{\eta + \kappa - 3}{3} \quad (\text{III.1.15})$$

L'efficacité du refroidissement est maintenant déterminée par le facteur $2q$, qui doit être le plus largement supérieur à l'unité. La température varie linéairement en fonction de la profondeur du piège, puisque $k_B T = \frac{U_0}{\eta}$ (équation III.1.3).

La loi d'échelle sur la densité dans l'espace des phases (équation III.1.9) se réécrit ainsi :

$$\log \left(\frac{\rho_f}{\rho_i} \right) = (1 - 6q) \log \left(\frac{N_f}{N_i} \right) \quad (\text{III.1.16})$$

La loi d'échelle sur le taux de collisions élastiques s'écrit :

$$\log \left(\frac{\gamma_{\text{coll,f}}}{\gamma_{\text{coll,i}}} \right) = \frac{q+1}{2q} \log \left(\frac{U_f}{U_i} \right) \quad (\text{III.1.17})$$

III.1.2 Caractérisation du piège dipolaire

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous développons dans cette section le formalisme qui nous permet d'analyser les images obtenues dans le but de caractériser le nuage atomique en sortie du piège dipolaire. Nous en déduirons la température du nuage et le nombre d'atomes dont il est constitué. Cette démarche nous conduit à déterminer les pulsations propres du piège. Nous évaluons également le taux de collisions élastiques entre atomes piégés.

Les données que nous analysons sont constituées d'images prises par absorption, repérées en deux dimensions par les cotes (x,y) , du nuage atomique gaussien en densité optique $D.O.(x,y)$, à différents temps de vol.

Pour un piège d'axes propres (X,Y,Z) , la densité optique intégrée selon l'axe Z s'exprime à temps de vol t comme :

$$D.O.(X,Y,t) = N\sigma \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m\omega_X^2}(1 + \omega_X^2 t^2)}} \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m\omega_Y^2}(1 + \omega_Y^2 t^2)}} e^{-a_{XX}X^2} e^{-a_{YY}Y^2} \quad (\text{III.1.18})$$

avec σ la section efficace d'absorption qui vaut à résonance $\sigma_0 = 1,356 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$, et :

$$a_{XX} = \frac{1}{\frac{2k_B T}{m\omega_X^2}(1 + \omega_X^2 t^2)} \quad \text{et} \quad a_{YY} = \frac{1}{\frac{2k_B T}{m\omega_Y^2}(1 + \omega_Y^2 t^2)} \quad (\text{III.1.19})$$

Les rayons propres du piège selon les axes X et Y sont alors définis par :

$$r_X = \frac{1}{\sqrt{2a_{XX}}} \quad \text{et} \quad r_Y = \frac{1}{\sqrt{2a_{YY}}} \quad (\text{III.1.20})$$

Nous ferons l'hypothèse que notre caméra d'axes (x,y,z) observe le nuage atomique selon la verticale Z (d'où $z = Z$), même si dans la pratique il existe un angle de $32,3^\circ$.

A faible temps de vol, le nuage dans le piège dipolaire croisé est elliptique et les axes propres du piège ne correspondent pas aux axes de la caméra. En pratique, nous ajustons l'image en densité par la fonction gaussienne en deux

dimensions suivante :

$$D.O.(x,y) = D.O.(0,0). e^{-a_{xx}(x-x_0)^2} e^{-a_{yy}(y-y_0)^2} e^{-2a_{xy}(x-x_0)(y-y_0)} \quad (\text{III.1.21})$$

où le point de coordonnées (x_0, y_0) est le centre de l'image du nuage sur la caméra, et les paramètres et les paramètres (a_{xx}, a_{yy}, a_{xy}) sont liés à (a_{XX}, a_{YY}) et l'angle $\alpha = (x, X)$ par :

$$\begin{cases} a_{XX} = \frac{1}{2}(a_{xx} + a_{yy}) - \frac{a_{xy}}{2 \cos \alpha \sin \alpha} \\ a_{YY} = \frac{1}{2}(a_{xx} + a_{yy}) + \frac{a_{xy}}{2 \cos \alpha \sin \alpha} \\ \alpha = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{-2a_{xy}}{a_{xx} - a_{yy}} \right) \end{cases} \quad (\text{III.1.22})$$

Lorsque le temps de vol est plus important (typiquement supérieur à 2 ms), la fraction non condensée du nuage prend une forme circulaire. Cependant, en pratique, notre ajustement ne produit pas de résultats satisfaisants : nous nous apercevons qu'au lieu d'un nuage progressivement circulaire au cours du temps de vol, l'ajustement de l'image renvoie des paramètres correspondant toujours à un nuage elliptique. Cela est dû au fait que sur les images analysées ici (correspondant à celles analysées en section II.3.4), le nombre d'atomes dans les bras est encore très important car nous sommes en début d'évaporation. En Figure III.2 est représenté la densité optique mesurée à temps de vol nul (nuage très elliptique) puis à 2 ms de temps de vol (nuage circulaire). Nous n'avons pas affiné davantage le programme d'ajustement pour retirer la contribution des atomes dans les bras. Les résultats présentés ci-dessous ne sont donc donnés qu'à titre indicatif pour illustrer une méthode.

En analysant les images successives à temps de vol croissant, la connaissance d'un rayon propre permet d'estimer la pulsation selon cet axe propre et la température. En effet, dans cette hypothèse le rayon varie linéairement avec le temps : $\bar{r}(t) \rightarrow \delta v t$; avec la dispersion du nuage atomique en vitesse qui s'écrit : $\delta v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$. Un ajustement de $r(t)$ à grand temps de vol permet de déterminer la température T . La connaissance de l'évolution temporelle de r_X et r_Y permet donc de déduire quatre paramètres : ω_X et ω_Y , mais aussi deux températures. Physiquement il n'y a qu'une seule température, une différence ne peut provenir que des limites de cette analyse mentionnées ci-dessus. Nous nous intéressons donc plutôt au rayon moyen \bar{r} du nuage, que l'on définit comme la

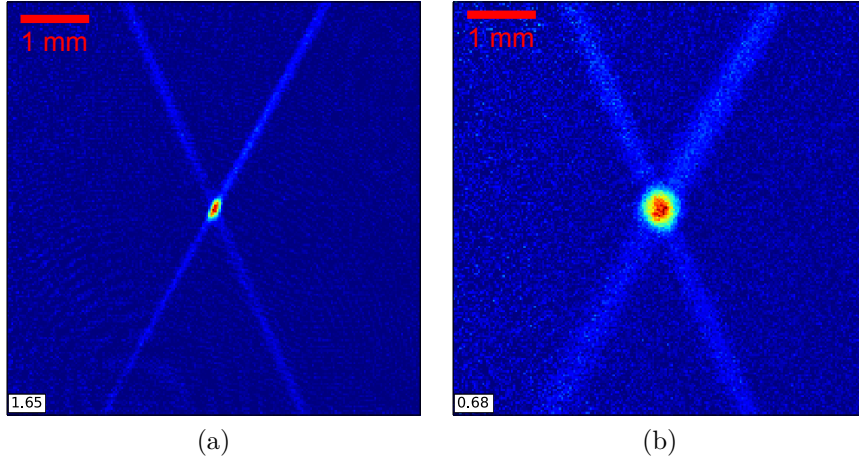


Fig. III.2 Image des atomes piégés par le piège dipolaire, de durée 100 ms après une phase de compression et de mélasse. Observation à temps de vol III.2a) nul; III.2b) de 2,0 ms.

moyenne géométrique des rayons propres :

$$\bar{r} = \sqrt{r_X r_Y} = \sqrt{\frac{k_B T}{m} \sqrt{\left(\frac{1}{\omega_X}\right)^2 + t^2} \sqrt{\left(\frac{1}{\omega_Y}\right)^2 + t^2}} \quad (\text{III.1.23})$$

A titre d'exemple, nous représentons en Figure III.3 l'évolution de ces trois rayons au cours du temps de vol. Ils ont un comportement similaire à grand temps de vol, synonyme d'une température du même ordre de grandeur. La température moyenne mesurée sur \bar{r} est de $108,3 \pm 0,9 \mu\text{K}$. Les trois courbes diffèrent par contre par leur ordonnée à l'origine, qui reflète la pulsation qui leur est associée. En effet, à temps de vol nul, un rayon s'écrit $r_0 = \delta v / \omega$ (connaissant la température). Connaître r_0 (à temps de vol nul) ainsi que la valeur de la température, permet de déterminer la pulsation ω . Nous déduisons de ces ajustements les pulsations $\omega_X = 1856 \pm 35 \text{ rad/s}$ et $\omega_Y = 895 \pm 18 \text{ rad/s}$, qui conduisent à une pulsation moyenne $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_X \cdot \omega_Y} = 1289 \pm 18 \text{ rad/s} = 2\pi \cdot 205 \pm 3 \text{ Hz}$.

Nous observons sur cette même figure III.3 qu'un ajustement balistique semble très bien adapté à tout temps de vol sur le rayon moyen \bar{r} . En pratique, nous nous contentons donc d'ajuster le rayon moyen par :

$$\bar{r} \approx \sqrt{\bar{r}_0^2 + \delta v^2 t^2} \quad (\text{III.1.24})$$

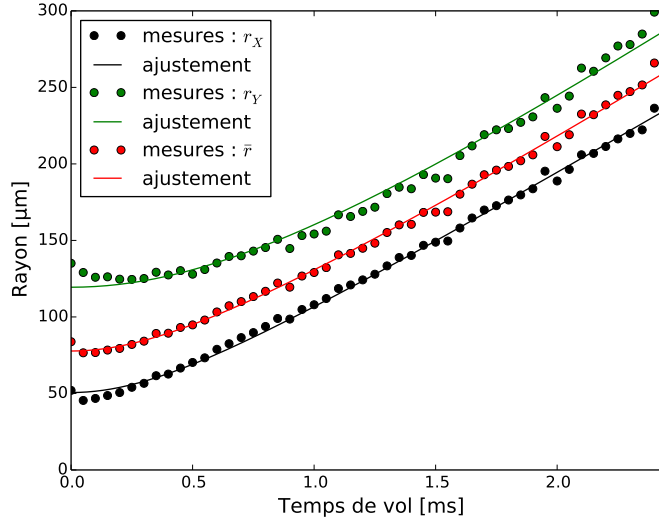


Fig. III.3 Evolution des rayons r_X , r_Y et $\bar{r} = \sqrt{r_X r_Y}$ au cours du temps de vol.

Il s'agit de la méthode simple utilisée pour obtenir la Figure II.36. La détermination de la température et de la pulsation moyenne peut donc être réalisée en une seule fois, et conduit à $\bar{\omega} = 2\pi \cdot 203 \pm 3$ Hz, en bon accord avec la valeur déterminée ci-dessus.

Le nombre d'atomes s'écrit en fonction du rayon moyen et de la densité optique au centre $D.O.(0,0)$ comme :

$$N = D.O.(0,0) \frac{2\pi\bar{r}^2}{\sigma} \quad (\text{III.1.25})$$

Cette valeur peut être déduite à partir de toute image, à tout temps de vol. Cependant, étant données les limites de notre ajustement, le nombre d'atomes déduit de cette façon ne reste pas constant au cours du temps de vol. Nous effectuons alors un ajustement sur la densité au centre $D.O.(0,0)$ afin d'en tirer une unique valeur du nombre d'atomes N :

$$D.O.(0,0) = \frac{\sigma N}{\frac{2\pi k_B T}{m} \sqrt{\left(\frac{1}{\omega_X}\right)^2 + t^2} \sqrt{\left(\frac{1}{\omega_Y}\right)^2 + t^2}} \quad (\text{III.1.26})$$

La Figure III.4 illustre la décroissance de la densité optique au centre au cours du temps de vol. L'ajustement prenant en compte les paramètres du piège déduits des précédentes analyses décrites ci-dessus permet un lissage de l'ajustement

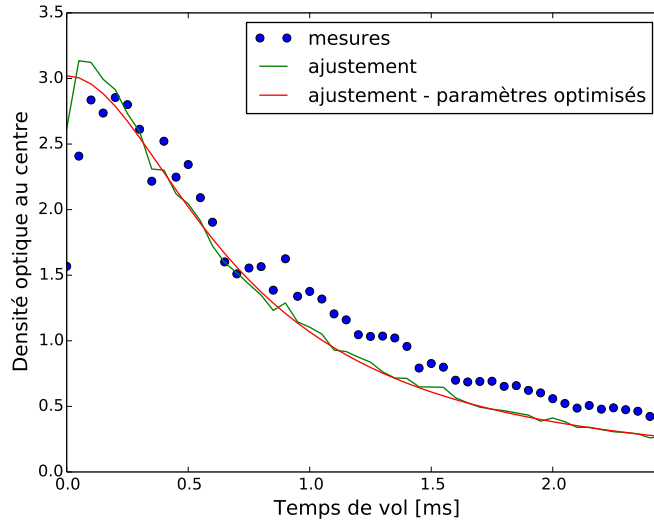


Fig. III.4 *Décroissance de la densité optique mesurée au centre du nuage atomique en fonction du temps de vol. Deux ajustements sont opérés sur les mesures : l'un direct, l'autre en tenant compte des valeurs des paramètres ω_X , ω_Y et T ajustés : le second ajustement est plus lisse que le premier.*

directement issu des mesures. Les deux ajustements conduisent successivement à $N = 8,52 \pm 0,22 \cdot 10^5$ et $N = 8,45 \pm 0,25 \cdot 10^5$, en bon accord l'une avec l'autre. Nous en déduisons également, par l'équation III.1.10, un taux de collisions élastiques de $6,0 \pm 0,3 \text{ s}^{-1}$.

En pratique, nous utilisons abondamment, pour caractériser l'évaporation du piège dipolaire, une méthode appliquée image par image. Elle donne une estimation instantanée du nombre d'atomes et de la température du nuage atomique. Il s'agit d'évaluer le rayon moyen $\bar{r}(t)$, puis d'évaluer le nombre d'atomes directement avec l'équation III.1.25. Connaissant le temps de vol t auquel est pris l'image, s'il est suffisamment important nous pouvons en déduire également une estimation de la température.

III.1.3 Schéma expérimental : réservoir et dimple

Motivations pour une configuration à deux waists différents

Après compression et refroidissement du nuage atomique dans le PMO3D, nous déclenchons une séquence de refroidissement évaporatif au sein du piège di-

polaire. Le premier piège dipolaire que nous avons testé était constitué de deux faisceaux de puissances et de waists identiques (voir chapitre II). Cette configuration ne permettait cependant pas d'effectuer un refroidissement efficace. Le processus de refroidissement par évaporation se traduit par une forte diminution en température, au détriment du nombre d'atomes. Tout l'enjeu consiste à garder piégés un maximum d'atomes à une température donnée. Le refroidissement sera d'autant plus efficace que la température obtenue est basse à nombre d'atomes donné.

Nous étudions dans cette section deux configurations permettant un refroidissement efficace. Elles sont basées sur le principe suivant : les deux faisceaux croisés sont de waists très différents, et ont une puissance optique différente. Le faisceau de plus petit waist sera nommé « dimple » et le plus large « réservoir ». Nous enverrons environ 90% de la puissance dans le réservoir et 10% dans le dimple. Le réservoir aura pour rôle de collecter un maximum d'atomes, quand le dimple sera davantage responsable du confinement. Une telle configuration permet de mieux contrôler le déconfinement du nuage induit par la baisse de puissance des faisceaux, nécessaire à l'évaporation. Nous pouvons ainsi limiter la chute du taux de collisions élastiques. Il a même été montré dans [Clément et al., 2009] qu'un emballement est possible. L'intérêt de ce style de configuration est d'effectuer un refroidissement efficace en quelques secondes.

Le waist minimum w_0 est proportionnel à la focale f de la lentille de focalisation et à la longueur d'onde λ_L , et inversement proportionnelle au diamètre ϕ du faisceau collimaté arrivant sur la lentille :

$$w_0 \sim \frac{\lambda_L f}{\phi} \quad (\text{III.1.27})$$

Par rapport à la configuration à deux waists identiques, où les faisceaux collimatés étaient focalisés avec une lentille de focale 150 mm, nous agissons, pour le schéma optique du dimple, sur deux paramètres :

- la focale de la lentille de focalisation
- le grandissement d'un télescope afocal, que nous rajoutons sur le chemin du faisceau, à l'aide des focales des lentilles le constituant.

Pour le réservoir, nous gardons un schéma optique à l'identique de la configuration à deux waists identiques (lentille de focale 150 mm).

Table III.1 *Caractéristiques des faisceaux menant à deux faisceaux croisés de waists différents.*

faisceau	lentille de focalisation	grandissement du télescope	waist estimé
réservoir	150 mm	aucun	93 μm
dimple - configuration 1	100 mm	$\frac{100}{50} = 2$	27,5 μm
dimple - configuration 2	100 mm	$\frac{200}{50} = 4$	13,8 μm

Nous présentons dans cette section deux configurations optiques du dimple, résumées dans la Table III.1. La lentille focalisatrice utilisée sera de focale 100 mm. Le télescope afocal sera constitué en entrée d'une lentille de focale 50 mm, et en sortie d'une lentille soit de focale 200 mm, assurant un grandissement de 4, soit de focale 100 mm pour un grandissement de 2. Nous disposerons donc d'un dimple de waist égal à 1/6 ou à 1/3 du waist du réservoir.

Alignements optiques

Afin de dégager la place nécessaire à la mise en place du télescope sur la table optique, nous déplaçons quelques éléments optiques. Notamment, nous remplaçons les miroirs supprimeurs d'ordre 0 par des prismes en réflexion totale, beaucoup plus petits. Nous changeons également de modèle de bloqueur de faisceaux.

Le schéma optique mis en place pour la configuration dont le grandissement du télescope vaut 2 est illustré en Figure III.5.

La diminution du waist entraîne la diminution quadratique de la longueur de Rayleigh associée. Le positionnement de la lentille de focalisation sur le faisceau dimple devient donc critique pour que le faisceau soit bien focalisé au centre du nuage atomique. Nous plaçons les lentilles de focalisation sur une monture ajustable sur les deux axes transverses vertical et horizontal, elle-même placée sur un axe de translation longitudinale avec vis micrométrique.

L'alignement des faisceaux pour constituer le piège dipolaire est important pour attirer le plus d'atomes possibles en son sein. Nous veillons à établir le croisement des deux faisceaux au centre du PMO3D. Comme nous ne sommes pas parvenus à contrôler précisément le champ magnétique résiduel au niveau du piège atomique, le nuage atomique se déplace légèrement au cours des phases de compression, mélasse et dark-MOT. Nous définissons le point central sur lequel effectuer le croisement des deux faisceaux au niveau du centre du nuage à la fin de

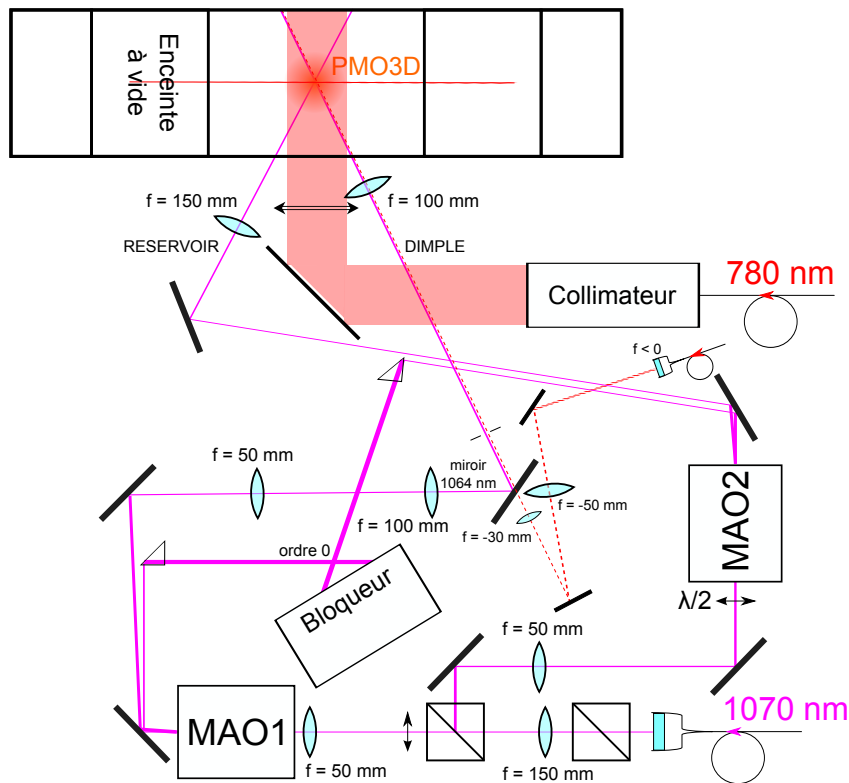


Fig. III.5 Schéma de la table optique du faisceau à 1070 nm pour la production du piège dipolaire : configuration à un dimple produit par un télescope de grandissement 2 et par une lentille focalisatrice de focale 100 mm.

la phase de mélasse. Nous visualisons les atomes piégés par chacun des faisceaux grâce à l'imagerie par absorption dans l'axe dodécagonal. A haute puissance, nous visualisons directement les atomes dans chaque faisceau sur une longueur typique de 3 longueurs de Rayleigh. Un premier alignement grossier est effectué sans lentille de focalisation en repérant, dans le plan horizontal, les positions du faisceau sur le hublot côté entrée et côté sortie, qui doivent être symétriques. Nous ajoutons ensuite la lentille de focalisation, et ajustons la vis latérale du dernier miroir de renvoi jusqu'à voir apparaître, dans le champ de la caméra, la trace des atomes piégés dans le faisceau (à haute puissance). Enfin, nous ajustons la position latérale en agissant sur la monture de la lentille de focalisation. Nous vérifions le croisement des deux faisceaux en allumant l'un des faisceaux en toute fin de séquence. Le croisement est considéré comme optimal lorsque la densité optique à l'endroit du croisement prend une valeur maximale. Un ajustement de la vis micrométrique verticale de la monture de la lentille de focalisation est

nécessaire. Le premier faisceau (réservoir) avait été aligné dans le plan et au centre du PMO3D en basculant la caméra d'absorption et sa sonde dans le plan horizontal et dans l'axe du faisceau réservoir. Pour nous assurer de la position du dimple, nous pouvons basculer la caméra d'absorption et sa sonde dans le plan horizontal et cette fois dans l'axe du faisceau dimple. Lors de ces réglages, nous avons observé une dissymétrie du signal par rapport au point de croisement des faisceaux, avec une accumulation d'atomes sur le côté gauche de l'image pour les deux faisceaux. Dans un premier temps nous avons pensé à un ajustement insuffisant dans le plan horizontal : si les faisceaux forment un angle avec le plan horizontal, deux positions le long de son axe ne sont pas à la même distance de la lentille de collection de la caméra, et l'image des atomes n'apparaît pas avec la même intensité. En prenant des images à différentes puissances du laser à 1070 nm du faisceau dimple seul, nous avons observé que les atomes observés dans le faisceau étaient toujours à la même place quelle que soit cette puissance. Il s'est avéré par la suite que le réglage en focalisation n'était pas optimal. Le réglage micrométrique de la translation longitudinale des lentilles de focalisation nous permet d'ajuster la zone de waists minimaux à l'endroit du croisement des deux faisceaux. Lors de mises en place d'autres configurations, une attention particulière sera portée à la focalisation des faisceaux.

La densité optique au centre du piège dipolaire est maximisée en début d'évaporation en adaptant les paramètres des phases de compression, mélasse et dark-MOT temporel. Le réglage de celui-ci est particulièrement critique et semble dépendre de chaque configuration mise en place. La densité optique est également maximisée en se plaçant à plusieurs moments de la séquence de refroidissement évaporatif (donc lorsque la puissance dans les faisceaux devient beaucoup plus faible et le recouvrement des waists critique), en ajustant les réglages verticaux des lentilles de focalisation, pour un croisement optimal.

Nous obtenons typiquement l'image d'atomes piégés au sein d'un piège dipolaire en Figure III.6.

Comparatif de deux configurations testées

Caractériser l'efficacité d'un refroidissement évaporatif consiste en premier lieu à mesurer la pente d'un diagramme bi-logarithmique (nombre d'atomes, température) : à température donnée, nous souhaitons avoir encore le plus d'atomes

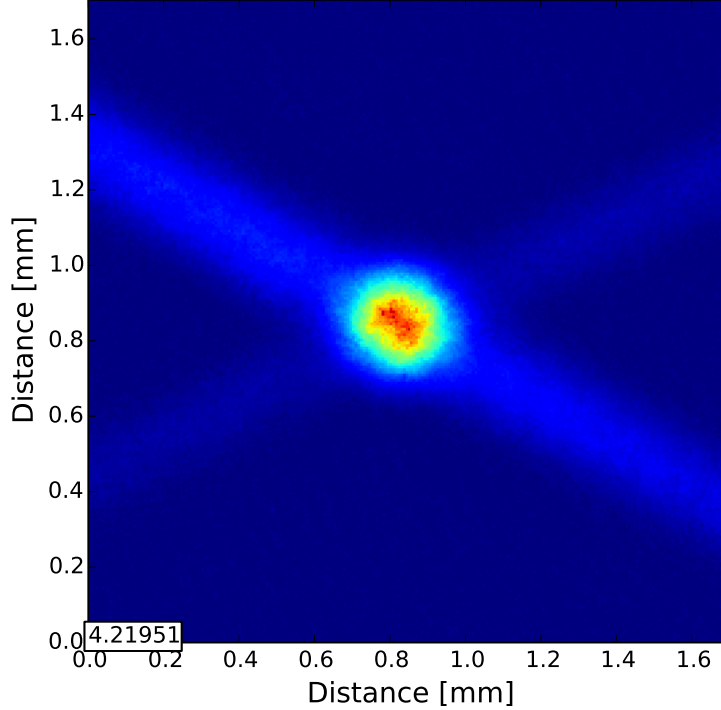


Fig. III.6 *Image d'un nuage contenant $1,7 \cdot 10^6$ atomes à $27,5 \mu\text{K}$ en début de séquence de refroidissement. Son diamètre moyen est de $200 \mu\text{m}$ pour un temps de vol de $1,8 \text{ ms}$. Des atomes sont également présents le long des faisceaux du réservoir (depuis le coin haut-gauche de l'image) et du dimple fin. En bas à gauche est indiquée la densité optique maximale détectée dans l'image.*

possible piégés. Nous traçons pour cela les deux courbes correspondant aux deux configurations étudiées dans cette section, en Figure III.7. Nous ajustons les données selon l'équation III.1.14, afin d'obtenir une mesure du paramètre $2q$. Nous en déduisons une mesure du paramètre $\eta = U_0/k_B T$, en considérant κ comme négligeable.

La profondeur estimée du puits de potentiel est proportionnelle à la température avec pour coefficient η . Nous estimons donc la profondeur à partir des mesures effectuées. La Figure III.8 permet d'illustrer le lien entre température et profondeur du piège et d'en avoir un ordre de grandeur. Une profondeur de $160 \mu\text{K}$ conduit typiquement à une température atomique de $30 \mu\text{K}$.

Nous traçons également, en Figure III.9, la décroissance du nombre d'atomes avec la profondeur du piège déduite comme expliqué ci-dessus. Diminuer la pro-

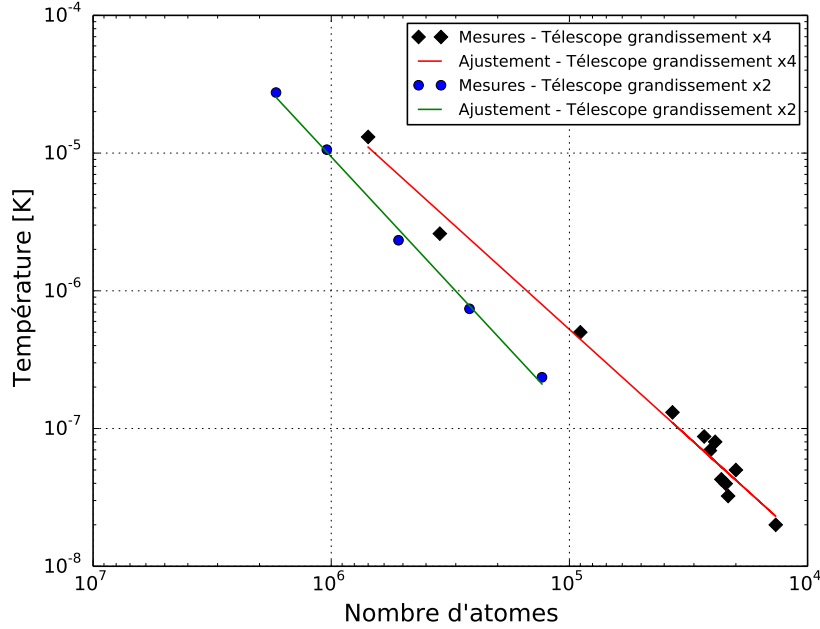


Fig. III.7 *Caractéristique (N, T) : température du nuage en fonction du nombre d'atomes. L'ajustement linéaire en représentation logarithmique permet d'estimer le rapport η : plus la pente est horizontale, meilleur est le refroidissement. Nous comparons deux configurations pour lesquelles le waist du dimple est diminué d'un facteur 2.*

fondeur du piège de 2 ordres de grandeur conduit à une perte de plus de 99% des atomes.

Nous résumons les résultats des mesures en Table III.2. La meilleure de ces deux configurations est celle ayant un waist du dimple le moins fin. En effet, le nombre d'atomes perdus par évaporation est moindre pour une même température. Cela est dû à la valeur de η plus forte, les deux configurations semblent partir du même nombre d'atomes initial après optimisation de chacune de ces configurations. Un profil typique d'une séquence de refroidissement évaporatif, par contrôle de la puissance des faisceaux par MAO, sera présenté en section III.4.1.

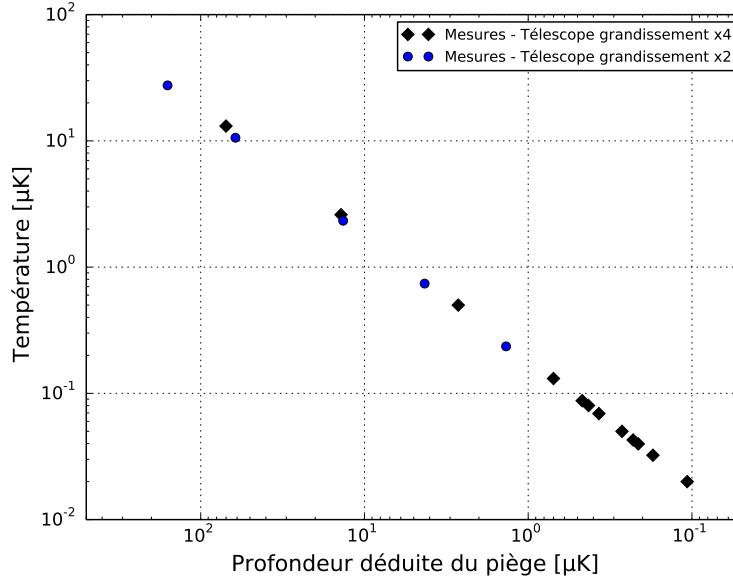


Fig. III.8 *Diminution de la température en fonction de l'abaissement de la profondeur du piège (calculée). La pente vaut $1/\eta$.*

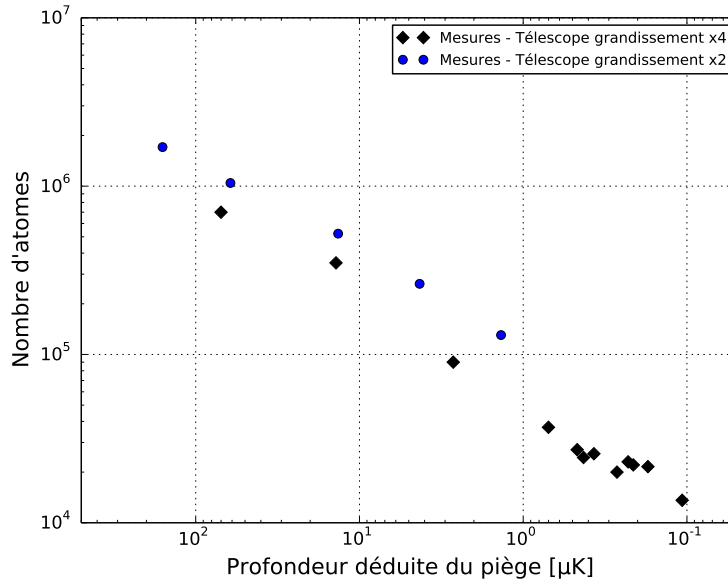


Fig. III.9 *Diminution du nombre d'atomes en fonction de l'abaissement de la profondeur du piège (calculée). Nous comparons deux configurations pour lesquelles le waist du dimple est diminuée d'un facteur 2.*

Table III.2 *Comparatif entre deux configurations à un dimple : évaluation de η .*

Configuration :	waist estimé	pente (N,T) $2q$	$\eta = U_0/k_B T$
$\times 2$	27,5 μm	1,85	5,8
$\times 4$	13,8 μm	1,55	5,3

III.2 Condensation de Bose-Einstein

III.2.1 Condensation de Bose-Einstein d'un gaz idéal dans un piège harmonique à trois dimensions

Nous développons dans cette section quelques brèves considérations théoriques afin de contextualiser nos observations de la condensation de Bose-Einstein.

Considérons N atomes bosoniques de masse m , à température T , dans un potentiel tridimensionnel formant un piège harmonique de pulsations $(\omega_X, \omega_Y, \omega_Z)$ dans les trois dimensions de l'espace. La pulsation moyenne s'écrit $\bar{\omega} = (\omega_X \omega_Y \omega_Z)^{1/3}$. Nous nous plaçons dans le cas d'un piège suffisamment large pour que le gaz d'atomes puisse être considéré suffisamment dilué : nous négligerons l'effet des interactions entre atomes. L'hamiltonien du système s'écrit :

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r}) \quad (\text{III.2.1})$$

avec le vecteur position \vec{r} tel que $r^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$ et le potentiel de piégeage $V(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_X^2 X^2 + \omega_Y^2 Y^2 + \omega_Z^2 Z^2)$.

Les valeurs propres de ce hamiltonien conduisent aux valeurs des niveaux d'énergie sur lesquels se répartissent les atomes :

$$\epsilon_{n_X, n_Y, n_Z} = \hbar \left[\omega_X \left(n_X + \frac{1}{2} \right) + \omega_Y \left(n_Y + \frac{1}{2} \right) + \omega_Z \left(n_Z + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (\text{III.2.2})$$

où n_X, n_Y, n_Z prennent des valeurs entières positives. La probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie ϵ_{n_X, n_Y, n_Z} est donnée par la fonction de Bose :

$$f_B(\epsilon_{n_X, n_Y, n_Z}) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_{n_X, n_Y, n_Z} - \mu)} - 1} \quad (\text{III.2.3})$$

avec $\beta = 1/k_B T$ et $\mu < 0$ le potentiel chimique du gaz piégé.

A la limite classique, pour des températures grandes devant la température critique du seuil de condensation, on retrouve à partir de la fonction de Bose la fonction de Maxwell-Boltzmann, avec μ prenant des valeurs négatives grandes en valeur absolue :

$$f_{\text{MB}}(\epsilon) \approx e^{\beta(\epsilon-\mu)} \quad (\text{III.2.4})$$

Repartant de la fonction de Bose (équation III.2.3), la normalisation déterminée par N et permettant de calculer μ impose :

$$N = N_0 + \sum_{(n_x, n_y, n_z) \neq (0,0,0)} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1} \quad (\text{III.2.5})$$

N_0 représente le nombre d'atomes dans le niveau fondamental $\epsilon_{0,0,0}$. Cette dernière équation permet de calculer μ , qui tend vers la valeur de l'énergie du niveau fondamental lorsque la température tend vers 0 à nombre N d'atomes fixé.

Dans l'hypothèse d'un système de taille supérieure à la longueur d'onde thermique, la séparation énergétique entre deux niveaux est très petite devant $k_B T$, et nous pouvons passer à la limite thermodynamique dans l'équation III.2.5 qui devient alors :

$$N = N_0 + \iiint_0^\infty \frac{dn_x dn_y dn_z}{e^{\beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1} \quad (\text{III.2.6})$$

Lorsque T tend vers 0, μ tend vers $\epsilon_{0,0,0}$ et l'intégrale prend une valeur finie. Cela signifie que les niveaux d'énergies supérieures au fondamental ne peuvent être peuplés que par une proportion finie des atomes dans le système : il y a saturation de la population des niveaux excités. Ainsi, les atomes s'accumulent de façon macroscopique dans le niveau fondamental : on atteint la condensation de Bose-Einstein.

La condensation a lieu à température plus basse que la température critique T_c . Celle-ci est déduite du calcul de l'intégrale de l'équation III.2.6, en supposant $N_0 \ll N$ et $\mu = 0$:

$$T_c = \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \quad (\text{III.2.7})$$

où $\zeta(n)$ est la fonction de Riemann. Cette température est donc d'autant plus basse - et donc difficile à atteindre - lorsque le nombre d'atomes est faible et la pulsation moyenne du piège petite. Par exemple, pour $N = 5 \cdot 10^4$ et $\bar{\omega} = 100$ rad/s, on devra atteindre $T_c = 25$ nK pour commencer à condenser les

atomes. La température critique voit sa valeur modifiée de quelques pourcents si l'on tient compte des interactions.

La fraction d'atomes condensés, à température T inférieure à T_c , s'écrit alors :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \quad (\text{III.2.8})$$

Plus le nombre d'atomes N est faible, plus la transition au voisinage de T_c sera douce, modifiant cette expression.

Nous nous intéressons maintenant au système condensé à N particules. Nous négligerons les interactions. L'hamiltonien H du système est la somme des hamiltoniens h_i de chaque atome i . La fonction d'onde Φ à N particules est le produit des fonctions d'onde ϕ_i de chaque atome :

$$\Phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = \prod_{i=0}^N \phi_i(\vec{r}_i) \quad (\text{III.2.9})$$

avec

$$\phi_i(\vec{r}_i) = \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar}\right)^{3/4} e^{-\frac{m}{2\hbar}(\omega_X X^2 + \omega_Y Y^2 + \omega_Z Z^2)} \quad (\text{III.2.10})$$

La densité spatiale du nuage atomique s'écrit par suite :

$$n(\vec{r}) = N \cdot |\phi_i(\vec{r}_i)|^2 = n_0 e^{-\frac{m}{\hbar}(\omega_X X^2 + \omega_Y Y^2 + \omega_Z Z^2)} \quad (\text{III.2.11})$$

avec n_0 la densité au centre :

$$n_0 = N \cdot \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar}\right)^{3/2} \quad (\text{III.2.12})$$

La hauteur du pic d'atomes condensés dépend donc du nombre d'atomes et de la pulsation moyenne du piège.

L'obtention d'un condensat est marquée par un fin pic de densité au centre d'un nuage thermique, et en abaissant la température les atomes du fond thermique viennent alimenter le pic condensé. L'observation d'une telle structure bimodale constitue une signature de la condensation de Bose-Einstein. La structure bimodale sera d'autant plus visible que l'image est prise à grand temps de vol, puisque le fond thermique aura subi une expansion bien plus grande que la partie condensée.

Nous comparerons usuellement $n_0^{1/3}$ à la longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} , en calculant la densité dans l'espace des phases au centre du piège (voir équation III.1.7). Lorsqu'elle prend une valeur proche de l'unité nous sommes en présence d'un condensat.

III.2.2 Signatures de l'obtention d'un condensat

La condensation de Bose-Einstein d'un nuage atomique présente des caractéristiques spécifiques par rapport à un nuage thermique. Nous présentons dans cette section nos premières observations, signes de l'obtention d'un condensat. Elles ont été effectuées dans la configuration où le waist minimum du dimple est de 13,8 μm quand le waist du réservoir est de 93 μm .

Tout d'abord, nous observons le nuage atomique à la fin de la séquence de refroidissement évaporatif, à 18 ms de temps de vol. Nous ajustons la profondeur du puits de potentiel jusqu'à voir se former un pic central de densité au milieu du nuage thermique. Plus nous diminuons la puissance des lasers du piège dipolaire, plus nous observons un pic élevé de densité : ceci constitue une preuve flagrante de la condensation. La figure III.10 illustre ce phénomène. La coupe au centre du nuage montre bien le pic condensé au-dessus du fond thermique. Notons que la structure bimodale apparaît d'autant mieux que le temps de vol est important.

La deuxième signature de l'obtention d'un condensat, que nous avons observée, est une inversion d'ellipticité (voir [Castin and Dum, 1996]) en imageant le nuage condensé au cours du temps de vol. Un condensat comprimé spatialement selon un axe possède donc une impulsion plus grande selon ce même axe. Au cours d'une évolution libre, il s'expand alors le plus rapidement selon cet axe. Un condensat de forme elliptique voit donc son petit axe devenir son grand axe au cours de l'évolution libre.

Nous démarrons cette expérience avec un condensat au croisement d'un réservoir de 1,2 W et d'un dimple de 0,6 W. Nous restons dans cette configuration pendant 100 ms, puis nous inversons adiabatiquement pendant 500 ms le rapport d'intensité entre réservoir et dimple : 0,2 W dans le réservoir et 1,0 W dans le dimple. Cette manipulation sert à exhalter l'ellipticité que prend la forme du nuage. Nous coupons ensuite les faisceaux du piège pour le laisser évoluer librement. L'inversion d'ellipticité observée est reproduite en Figure III.11.

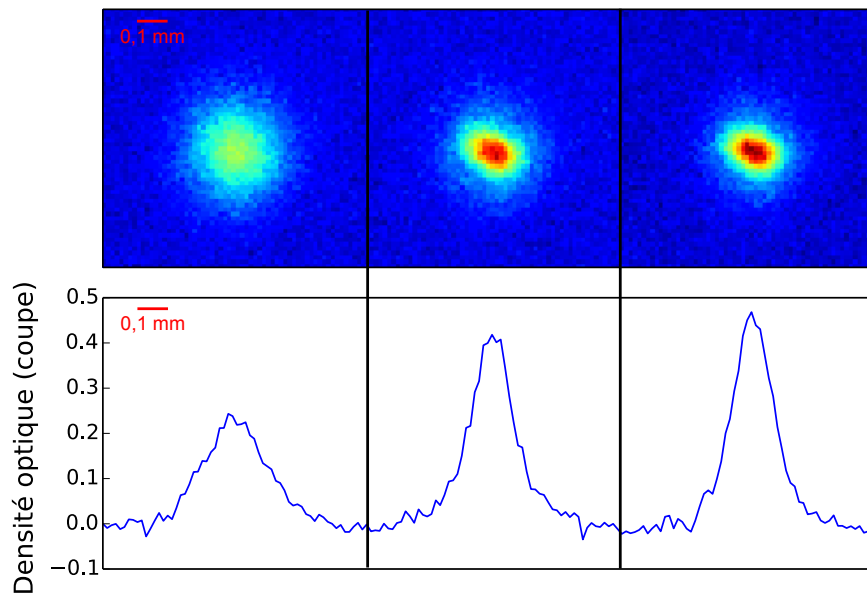


Fig. III.10 *Apparition du pic d'atomes condensés au centre du nuage thermique lors de la diminution de la profondeur du piège (de gauche à droite), en toute fin d'évaporation. En bas, coupe au centre du nuage. Temps de vol : 18 ms.*

L'obtention d'un condensat est également synonyme d'une valeur proche de l'unité pour la densité dans l'espace des phases. L'étude de cette grandeur sera menée pour un condensat optimisé dans la section III.4.2.

III.3 Autres schémas optiques pour optimiser l'évaporation

Afin d'augmenter le nombre d'atomes dans le condensat, il convient d'augmenter autant que possible le nombre d'atomes dans le piège dipolaire au début de l'évaporation, ainsi que l'efficacité du processus d'évaporation. Nous présentons ici plusieurs configurations que nous avons testées dans ce but.

III.3.1 Double réservoir

Nous nous proposons dans cette section de décrire la mise en place d'une configuration à réservoir double au lieu d'un réservoir simple. Cela a pour objectif d'augmenter le volume de capture des atomes, et donc le nombre d'atomes qui pourront être piégés (voir [Faber, 2011]). Un angle de quelques degrés entre

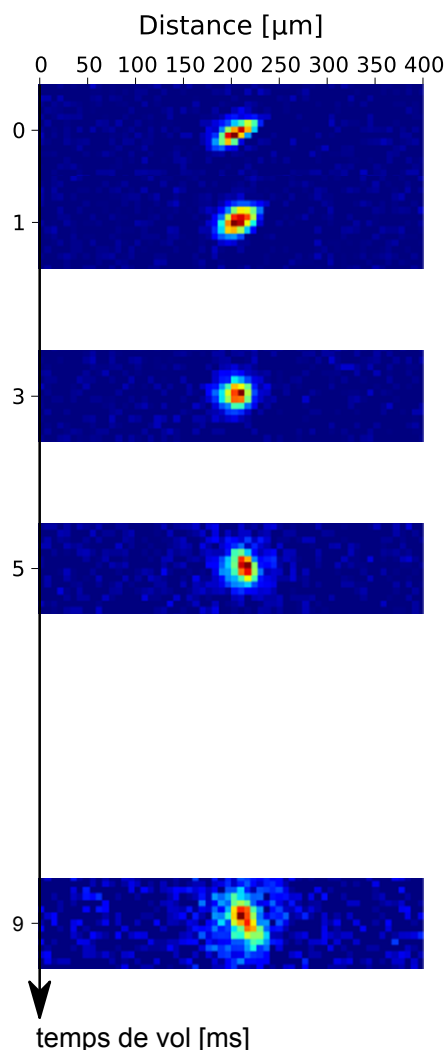


Fig. III.11 *Observation de l'inversion d'ellipticité du condensat au cours du temps de vol.*

les deux faisceaux réservoirs induira cependant toujours une pulsation axiale du piège assez faible (voir équation II.3.8). Nous garderons donc un faisceau dimple relativement fin. Nous mettons en place sur le trajet du dimple un télescope de grandissement 3, constitué de deux lentilles de focales respectivement 50 mm et 150 mm. La focale de la lentille de focalisation est toujours de 100 mm. Le waist du dimple est donc estimé à $20,5 \mu\text{m}$. L'efficacité de refroidissement semblait être similaire pour un télescope de grandissement 3 ou de grandissement 4 avec un réservoir unique. Cette nouvelle configuration suit la même logique d'augmentation du volume de capture que le passage au double réservoir.

La configuration mise en place dans cette section est illustrée en Figure III.12.

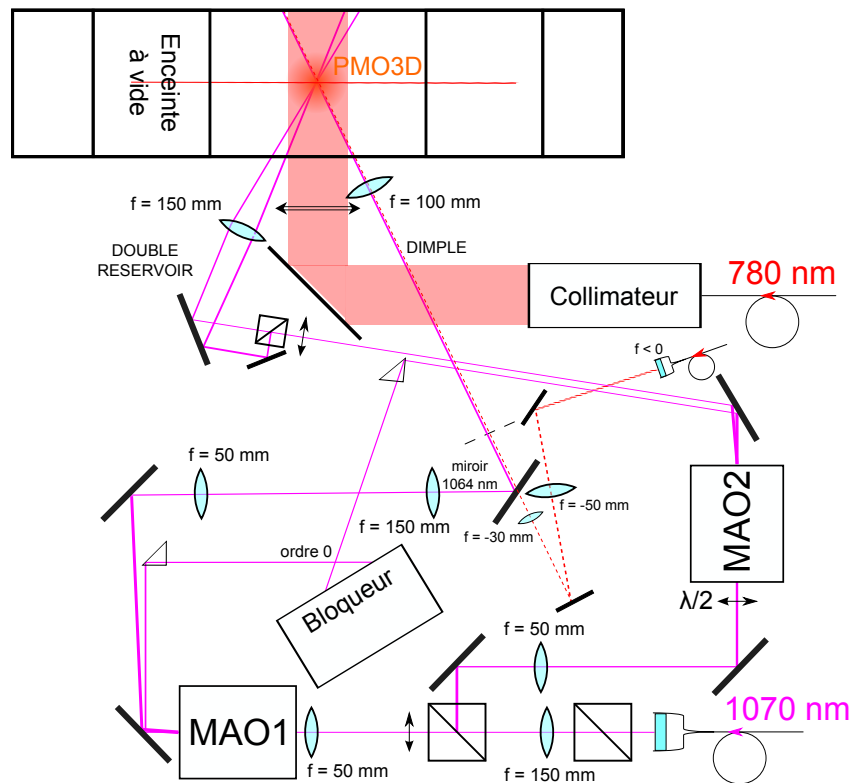


Fig. III.12 Schéma de la table optique du faisceau à 1070 nm pour la production du piège dipolaire : configuration à un dimple produit par un télescope de grandissement 3 et par une lentille focalisatrice de focale 100 mm, et à double réservoir.

Nous installons, avant le dernier miroir de renvoi du réservoir, un système de lame demi-onde et cube à séparation de polarisation. Un miroir très proche de la sortie latérale du petit cube permet d'envoyer le second faisceau réservoir ainsi créé sur le même miroir de renvoi que le premier réservoir dont la puissance a traversé le cube. Les deux faisceaux arrivent d'un côté et de l'autre du miroir, et passent d'un côté et de l'autre de la lentille de focalisation. Le miroir de renvoi permet de régler dans un premier temps la direction du premier faisceau réservoir mais agit aussi sur le second ; le petit miroir proche du cube règle uniquement la direction du second. Nous obtenons avant ajustement des directions une image typique en Figure III.13.

Nous ajustons le croisement de chacun des deux faisceaux réservoirs avec le faisceau dimple. Nous sommes également amenés à ajuster la position de la lentille de focalisation afin d'obtenir un triple croisement aux minima des trois

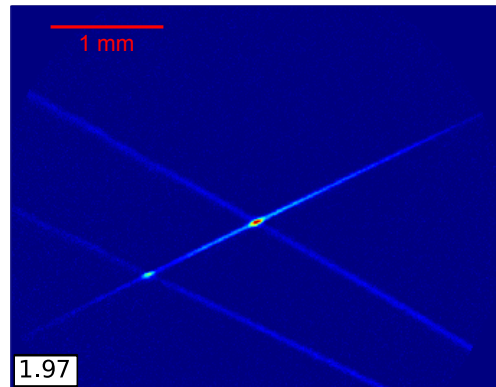


Fig. III.13 *Image prise au cours de l'alignement et croisements des deux faisceaux « réservoir » et du dimple.*

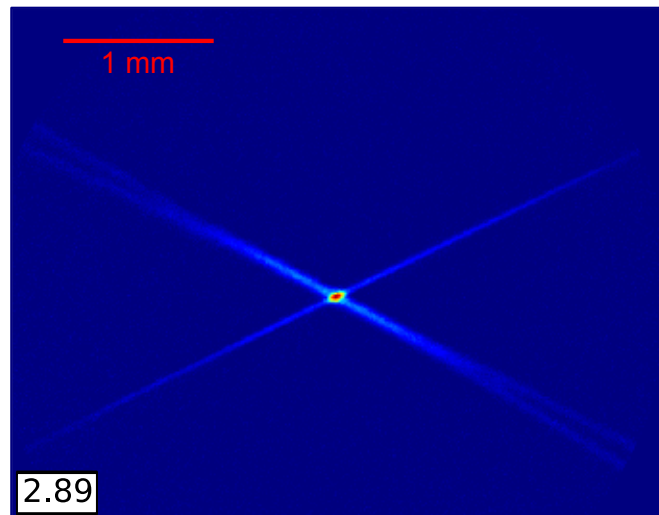


Fig. III.14 *Image des atomes piégés en configuration à double réservoir et dimple.*

waists. Nous répartissons la puissance de manière égale entre les deux faisceaux du réservoir. La puissance du dimple est toujours bien plus faible, de l'ordre de 25% de la puissance du double réservoir. Un triple croisement est illustré en Figure III.14.

Nous changeons la séquence temporelle à l'allumage des faisceaux à 1070 nm. Dorénavant, seul le double réservoir est allumé, au maximum possible de sa puissance, dès la fin du chargement du PMO3D par le PMO2D. Ce n'est qu'une fois les phases de compression, mélasse et dark-MOT effectuées sur le nuage atomique que nous allumons le dimple. A ce moment là, nous abaissons la puissance dans

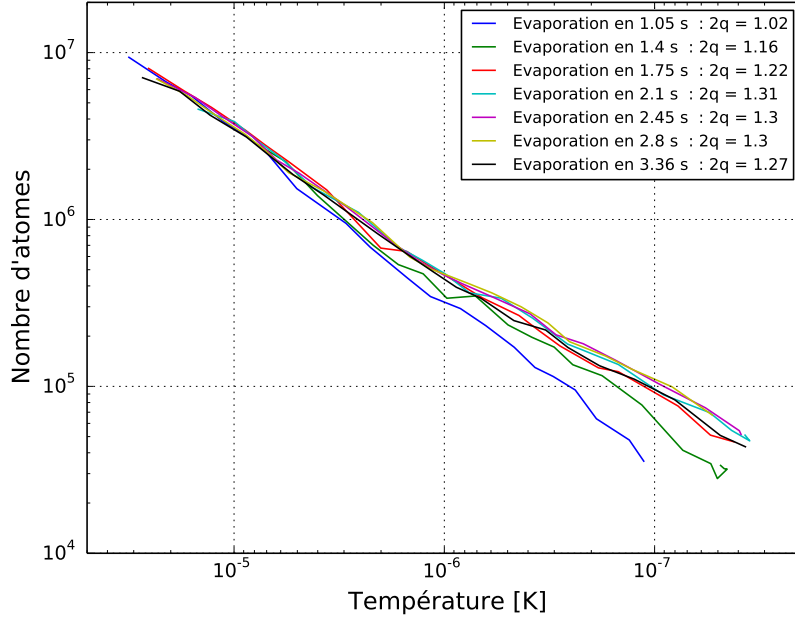


Fig. III.15 *Optimisation de la vitesse de refroidissement, à schéma séquentiel identique, en mesurant l'efficacité de l'évaporation par la détermination de l'inverse de la pente ($2q$).*

le double réservoir à environ 40% de la puissance initiale. La puissance que nous mettons dans le dimple est fonction de la puissance que nous laissons dans le réservoir, et nous ajusterons ce rapport de manière à obtenir le plus d'atomes piégés en début de phase d'évaporation.

Un tel schéma permet d'obtenir un condensat.

La séquence temporelle optimisée pour le refroidissement sera détaillée en section III.4.1. A séquence donnée, nous souhaitons tester si nous pourrions l'accélérer, afin d'arriver plus vite au condensat. Pour ce faire, nous multiplions toutes les constantes de temps de la séquence de refroidissement par un même facteur que nous faisons varier. A structure de séquence identique, nous balayons le temps d'évaporation sur l'intervalle 1-3 s. Nous mesurons pour chaque ensemble de points l'efficacité de l'évaporation, à savoir le facteur $2q$, défini par l'équation III.1.14 comme la pente dans une représentation bilogarithmique (nombre d'atomes, température). Le résultat des mesures est donné en Figure III.15.

Nous reportons les pentes obtenues en fonction de la durée du refroidissement évaporatif en Figure III.16. L'optimum est atteint pour un temps de refroidisse-

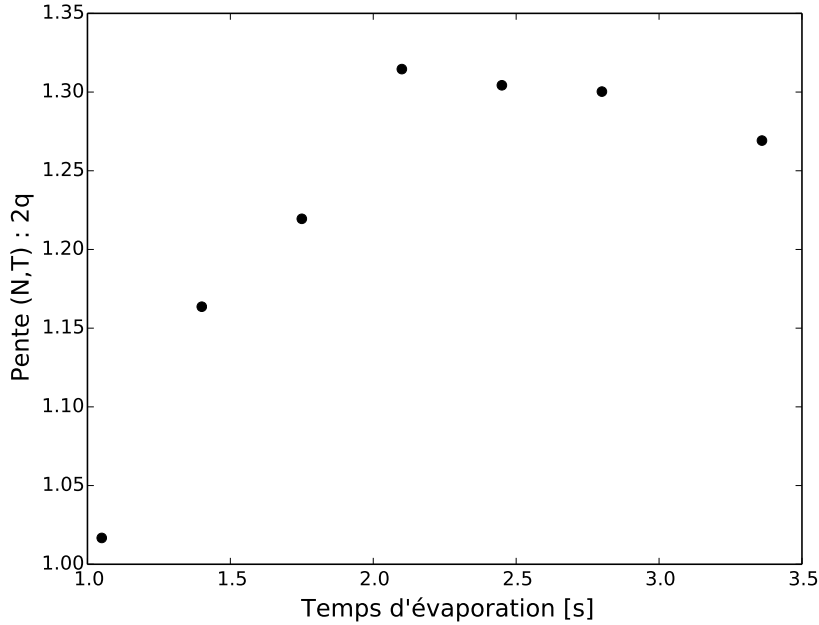


Fig. III.16 *Optimisation de la vitesse de refroidissement, à schéma séquentiel identique : efficacité d'évaporation ($2q$) en fonction du temps d'évaporation.*

ment par évaporation de l'ordre de 2,1 à 2,8 s. Pour cette configuration, $2q \approx 1,3$, donc $\eta \approx 5$. Cette valeur est inférieure aux résultats obtenus dans la configuration à simple réservoir. Cependant, nous avons ici environ 10 fois plus d'atomes piégés au début de l'évaporation. Le nombre d'atomes en fin d'évaporation est alors plus important. La présente configuration est donc préférable, et nous la garderons comme référence.

III.3.2 Double réservoir et double dimple

Nous avons vu dans la section III.3.1 qu'un double réservoir permettait d'augmenter le nombre d'atomes initialement piégés avant évaporation. Nous souhaitons également augmenter le confinement du piège afin d'améliorer l'efficacité de refroidissement. Pour cela, nous explorons une nouvelle configuration à 4 faisceaux : double réservoir et double dimple.

Nous mettons en place, sur le faisceau dimple, un système similaire à celui installé sur le réservoir : une lame demi-onde, un petit cube et un miroir rapproché, de manière à former avant le miroir de renvoi deux faisceaux qui sont

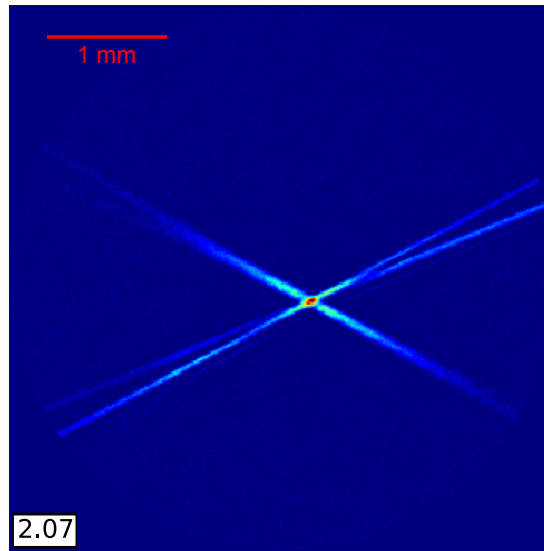


Fig. III.17 *Image des atomes piégés en configuration à double réservoir et double dimple. Observation avec une sonde à 12 MHz de la résonance.*

ensuite focalisés par la lentille en arrivant sur deux côtés latéraux en entrée de la lentille.

La procédure d'alignement est la suivante. Nous optimisons le croisement des deux faisceaux réservoirs en maximisant la densité optique au croisement. Nous effectuons la même opération entre ce double réservoir et un premier faisceau dimple, puis avec le second faisceau dimple. Nous amenons tous les faisceaux à se croiser au même endroit. Nous vérifions que les deux faisceaux dimples se croisent bien aussi. La densité optique étant importante, nous désaccordons la sonde en fréquence de manière à observer une image non saturée. La Figure III.17 illustre le quadruple croisement obtenu.

La séquence temporelle de refroidissement nécessite quelques ajustements essentiellement sur la fin du refroidissement, même si elle est globalement similaire à la configuration avec un seul dimple et double réservoir.

Nous comparons les deux situations à simple et double dimple. Pour cela, nous mesurons le nombre d'atomes à rayon moyen du nuage constant. Nous agissons pour cela sur la lame demi-onde pour basculer d'une configuration à l'autre, et obstruons même le chemin du second dimple pour être certain de ne pas avoir de faisceau involontaire dans la configuration à dimple simple. Nous basculons aussi de séquence temporelle, les deux étant choisies pour mesurer le même rayon

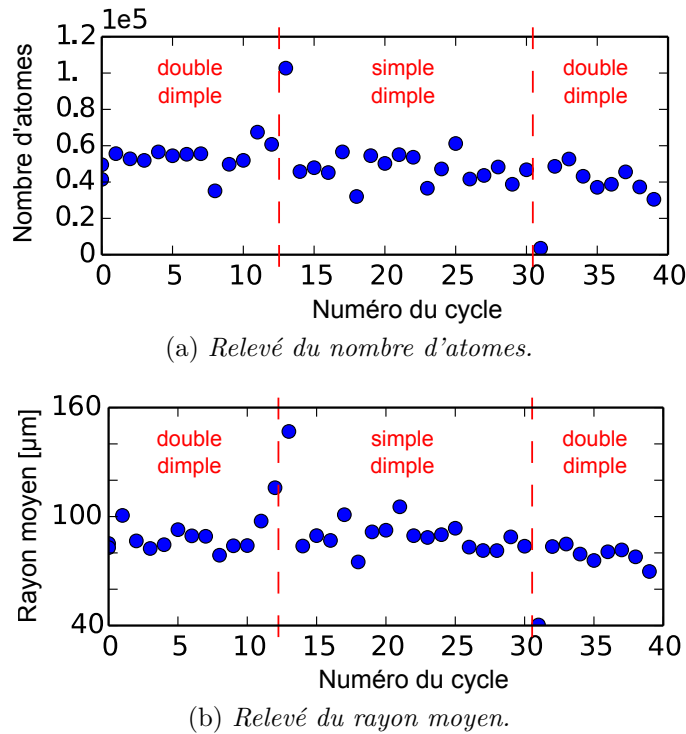


Fig. III.18 Comparaison des configurations à un dimple simple ou à un dimple double.

moyen dans les deux configurations. La Figure III.18 illustre le résultat de cette mesure.

A taille moyenne identique, donc à condensat similaire, la configuration à double dimple ne semble pas retenir davantage d'atomes que la configuration à simple dimple. La mise en place de cette configuration à quatre faisceaux ne semble donc pas pertinente. Cependant, cette conclusion n'est actuellement pas définitive car nous avons testé cette configuration alors même que la pression dans l'enceinte avait augmenté. Un nouvel essai sera pertinent lorsque la qualité du vide aura été améliorée.

III.3.3 Grandissement ajustable sur le dimple

Nous cherchons à allier deux configurations pour augmenter le nombre d'atomes condensés : d'une part, augmenter le volume de piégeage avant refroidissement, d'autre part augmenter le confinement en deuxième partie de refroidissement. Le waist du dimple doit donc être relativement large puis plus fin au cours de

l'évaporation. Pour cela, nous souhaitons agir dynamiquement sur le waist du dimple, et en particulier sur le télescope : le waist varie de façon inversement proportionnelle à son grandissement. Une première réalisation de cette façon de procéder a été effectuée par [Kinoshita et al., 2005], en opérant une translation mécanique sur une des lentilles composant le télescope qui régit le waist du faisceau dimple. Notre équipe a eu l'idée dès 2012 de réaliser un tel schéma à l'aide d'une lentille à focale informatiquement pilotable.

Nous garderons la lentille de focale 100 mm pour la focalisation, et la configuration à double réservoir. Nous mettons en place un télescope à trois lentilles convergentes, dont deux à focale pilotable. Il s'agit de modèles EL-10-30-C-NIR-LD commercialisées par Optotune. Elles sont constituées d'un liquide contenu entre deux membranes dont l'une est en polymère, déformable par un courant électrique. En fonction de l'intensité du courant électrique, la lentille est plus ou moins convergente. Nous déterminons ce courant électrique par un circuit électronique adhoc piloté de façon analogique par le système informatique. Le réglage est précis et rapide (de l'ordre de quelques ms). La vergence d'une lentille suit une loi affine avec l'intensité du courant ; une calibration a été effectuée à 780 nm. La focale peut typiquement varier entre 100 et 200 mm.

Le schéma du télescope formé est illustré en Figure III.19 . Il est constitué successivement de :

- une lentille à focale ajustable, dont l'ajustement sera responsable du grandissement du télescope
- à 300 mm de la première lentille, une lentille à focale fixe de 50 mm, qui déplace le point de focalisation et referme cette première partie du télescope responsable du grandissement
- à 250 mm de la deuxième lentille, une lentille à focale ajustable, responsable du caractère afocal du télescope.

En pratique, nous évaluerons si le waist est plus ou moins petit en observant la taille sur laquelle sont piégés les atomes dans le dimple, qui est liée à la longueur de Rayleigh. L'ordre de grandeur du waist formé est connu par comparaison de cette taille avec les situations antérieurement rencontrées à focales fixes. L'ajustement de la focale de la dernière lentille est opéré en réaction, de manière à maintenir le waist minimum au niveau du croisement avec le double réservoir.

Nous fixons la dernière lentille du télescope sur la même monture que la lentille de focalisation. Cela impose de placer la lentille à focale fixe quelques

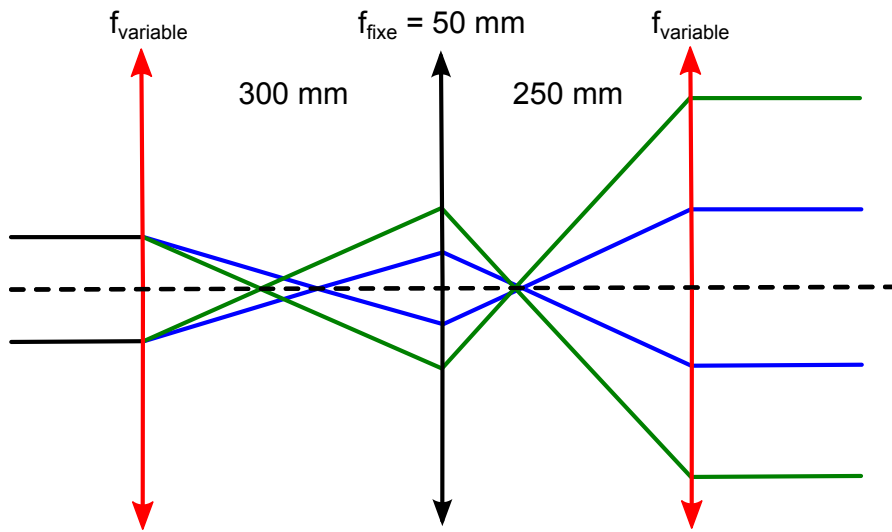


Fig. III.19 Schéma de principe du télescope à deux lentilles de focale ajustable et d'une lentille à focale fixe. Les deux premières lentilles sont responsables du grandissement et la troisième du caractère afocal du télescope.

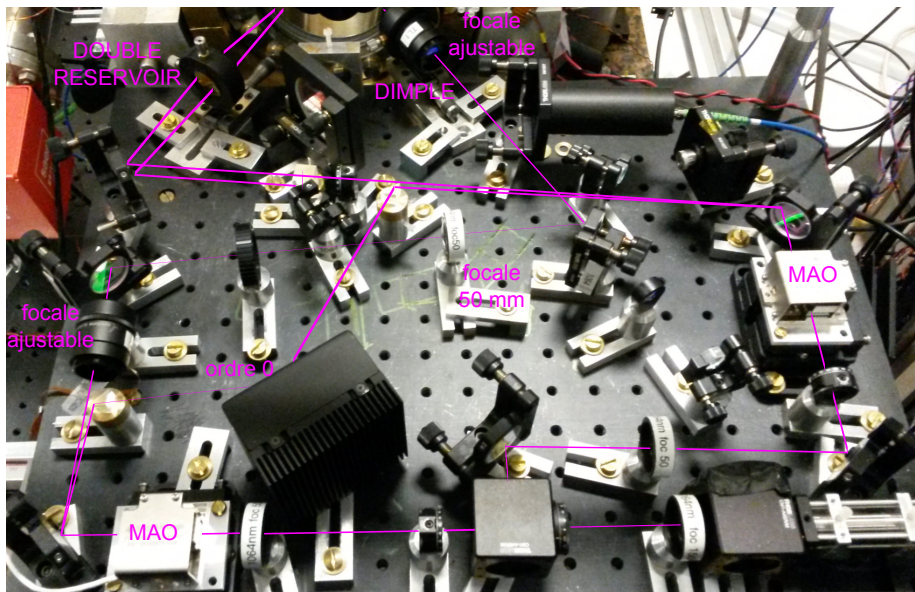


Fig. III.20 Réalisation du schéma optique en configuration double réservoir et dimple produit avec un télescope à grandissement ajustable.

centimètres avant le miroir de renvoi, et la première lentille juste après le préèvement de l'ordre 0. La réalisation de ce schéma optique est illustrée en Figure III.20.

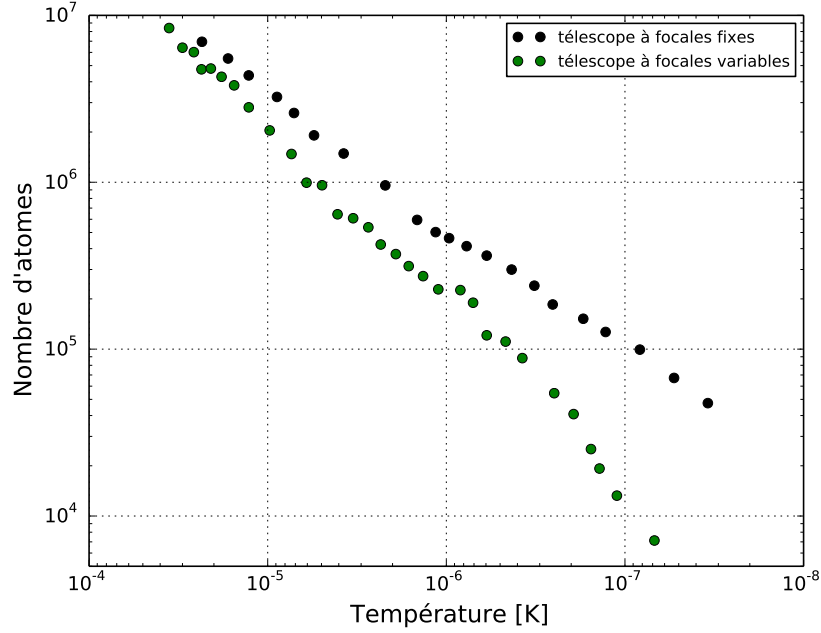


Fig. III.21 *Comparaison dans le diagramme (T, N) des configurations utilisant des lentilles à focale fixe d'une part, à focale variable d'autre part. Le waist est estimé identique et invariable dans le temps.*

Nous utilisons une séquence de refroidissement similaire à celle utilisée dans la configuration avec un télescope à focales fixes.

Cependant, contrairement aux autres configurations mises en place, celle-ci ne nous permet pas d'obtenir un condensat. Nous comparons alors les phases d'évaporation en Figure III.21. Nous avons réglé les focales ajustables des lentilles de telle sorte que le waist du dimple soit équivalent au waist du dimple obtenu par la configuration avec télescope à focales fixes avec laquelle nous effectuons la comparaison. Nous avons pris soin d'optimiser le refroidissement de la configuration testée, et prenons la mesure sans changement dynamique de waist, après avoir laissé se stabiliser le faisceau pendant près d'une heure. Cette précaution est essentielle car nous observons que la position du waist minimal dans l'axe du faisceau, ainsi que la dimension du waist lui-même, varient en fonction de la puissance traversant les lentilles à focale ajustable.

Nous observons que l'efficacité de refroidissement chute au cours de l'évaporation. Nous n'atteignons pas une température suffisamment basse pour condenser lorsqu'il ne reste que 10^4 atomes à 100 nK.

Il semble donc que la présence des lentilles à focale ajustable induise un échauffement des atomes, préjudiciable au refroidissement. Cela pourrait provenir d'une légère vibration des membranes des lentilles, rendant le télescope instable. De plus, l'instabilité thermique observée, dépendante de la puissance du faisceau, ne nous permet pas d'envisager de façon reproductible une variation du waist du faisceau au cours de la séquence de refroidissement évaporatif. Un tel schéma a cependant été réalisé par [Léonard et al., 2014], pour lequel le faisceau dimple était vertical dans le but que la gravité ne vienne pas perturber les atomes qui voient le potentiel dipolaire auquel ils sont soumis varier de façon significative. Dans notre cas, avec une préparation du faisceau dans le plan horizontal et un piège également dans le plan horizontal, cette configuration n'a pas apporté le succès escompté et n'a, pour l'heure, pas été retenue.

III.4 Source atomique optimisée

III.4.1 Séquence temporelle complète

Suite aux optimisations de configurations décrites en section III.3, nous retenons la configuration à double réservoir et simple dimple. Ce dernier est mis en forme par un télescope de grandissement 3 (lentilles de focales respectives 50 mm puis 150 mm) et par une lentille de focalisation de focale 100 mm. Cela conduit à un waist estimé de 20,5 μm , contre 93 μm pour les waists de chaque faisceau réservoir. Nous répartissons la puissance au niveau de la lame demi-onde en sortie du collimateur du laser à 1070 nm de la façon suivante : au niveau des atomes, une puissance optique d'environ 32 W dans le réservoir et 7 W dans le dimple.

La réalisation de cette configuration optique est illustrée sur la photo en Figure III.22. Après avoir fait le choix de cette configuration, nous avons compacté le système afin d'envisager la mise en place d'un système d'imagerie dans le plan horizontal.

La séquence retenue se décompose en trois parties : chargement du PMO3D par le PMO2D, puis action sur le PMO3D et enfin refroidissement par évaporation dans le piège dipolaire. Ces trois parties sont dépendantes les unes des

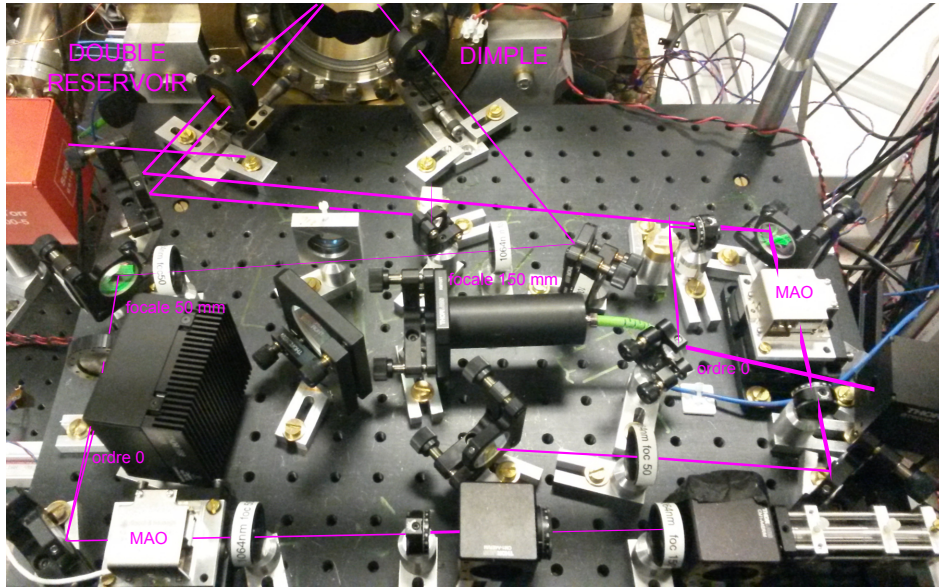


Fig. III.22 *Réalisation compacte du banc optique à 1070 nm pour la production des faisceaux de refroidissement par évaporation : configuration à un dimple produit par un télescope de grandissement 3 et par une lentille focalisatrice de focale 100 mm, et à un double réservoir avec une lentille focalisatrice de focale 200 mm.*

autres afin d'assurer des transferts efficaces entre pièges. L'objectif est d'avoir finalement le maximum d'atomes dans le condensat.

Le PMO3D est chargé pendant 2 s par le PMO2D. Les faisceaux maître et repompeur sont allumés à puissance maximale. Le laser maître est désaccordé de 12 MHz, et les atomes sont soumis à un gradient de champ magnétique de 10 G/cm dans le PMO3D. A la fin de cette phase, nous coupons le PMO2D et son pousseur.

La séquence décrivant les actions de compression, mélasse et dark-MOT temporel sont illustrées en Figure III.23. La compression a lieu en 10 ms en augmentant le gradient de champ magnétique à 15 MHz et en désaccordant le laser maître à 16 MHz de la transition. Nous laissons ensuite évoluer le nuage dans cet état pendant 10 autres ms. La phase de mélasse consiste en la coupure du gradient de champ magnétique en 10 ms, et dans le même temps le désaccord du laser maître est augmenté de 20 MHz à 36 MHz de la transition. La puissance du faisceau repompeur est également réduite d'environ 20% (nous ajustons en réalité la valeur de la commande en tension du MAO). Après ces 10 ms de changements linéaires, nous laissons évoluer le nuage dans cet état pendant 50 ms.

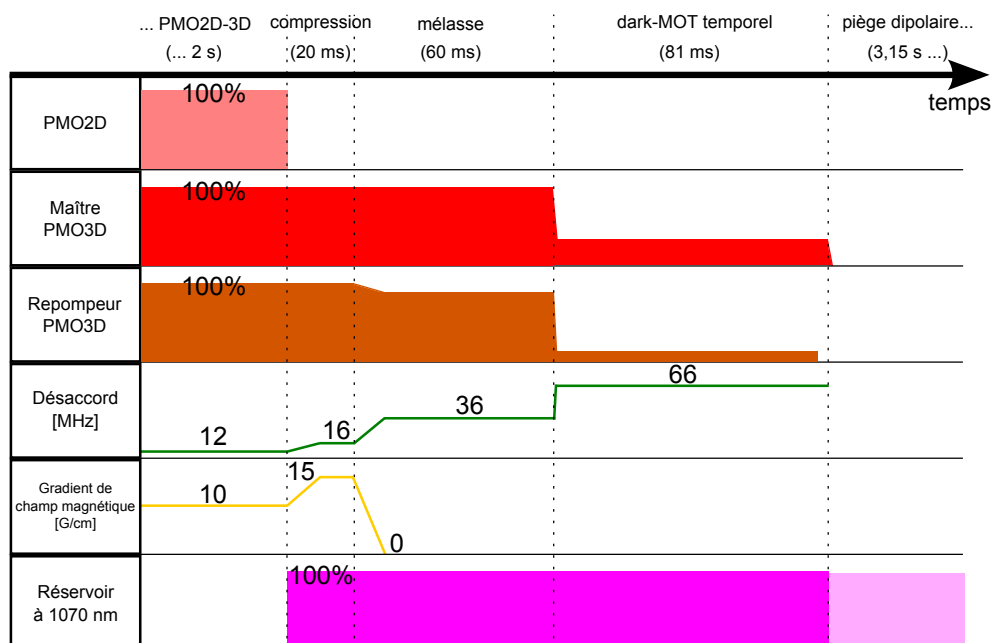


Fig. III.23 Séquence optimisée menant au chargement efficace du piège dipolaire.

Le dark-MOT temporel consiste à abaisser brusquement en 1 ms la puissance du faisceau repompeur (à environ 15% de sa puissance maximale) et la puissance du faisceau maître (à environ 40% de sa puissance maximale), et dans le même temps à augmenter le désaccord du laser maître à 66 MHz de la transition. Nous laissons ensuite évoluer le nuage dans cet état pendant 80 ms. Cependant, le faisceau repompeur est coupé brusquement 2,5 ms avant ce terme, et le faisceau maître voit sa puissance réduite à 0 en 2 ms à l'issue de ce terme.

La séquence décrivant les rampes de puissances des faisceaux à 1070 nm pour le refroidissement par évaporation est présentée en Figure III.24. Le double réservoir est allumé au maximum de sa puissance dès la fin du chargement du PMO3D, et reste à cette valeur durant toute la séquence de compression, mélasse et dark-MOT. En sortie de dark-MOT, nous laissons évoluer le nuage 40 ms dans le double réservoir seul. Nous allumons ensuite le dimple à 1,5 W sur les atomes (environ 8 fois moins que la puissance issue du double réservoir). Nous effectuons ensuite trois divisions par environ 2 de ces puissances, chacune en 300 ms. Puis en 600 ms, nous abaissons d'un facteur 3 le réservoir et d'un facteur 2 le dimple. Ensuite, en 800 ms, nous abaissons encore d'un facteur 2 les puissances, pour se trouver à 1% sur chacun de leur puissance maximale dont nous disposons. la der-

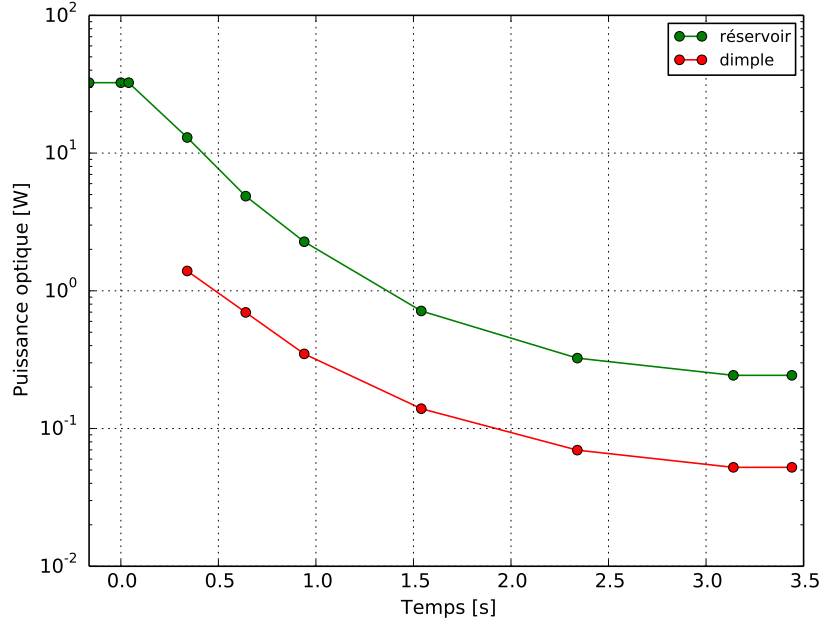


Fig. III.24 *Rampes de puissance optimisées pour les faisceaux à 1070 nm : refroidissement par évaporation menant à la condensation.*

nière rampe étant la plus sensible, nous l'effectuons lentement en 800 ms, et nous n'abaissions que d'un quart les valeurs précédentes. Nous obtenons finalement un condensat de Bose-Einstein.

Une partie des atomes d'abord contenus dans le double réservoir sont ensuite confinés par le dimple et l'évaporation est enclenchée. Au cours de la séquence de refroidissement, à 10 ms de temps de vol, la taille du nuage (donc la température) diminue et la densité au centre augmente. Les observations faites au cours de la séquence décrite dans cette section sont illustrées en Figure III.25.

III.4.2 Caractérisation de l'évaporation

Nous détaillons dans cette section les résultats obtenus quant au refroidissement évaporatif, dans la configuration expérimentale décrite en section III.4.1. Nous nous plaçons à temps de vol égal à $\tau_{\text{vol}} = 10$ ms. A ce temps suffisamment long, la température T est directement déduite du rayon moyen \bar{r} par $T = m(\bar{r}/\tau_{\text{vol}})^2/k_B$ et la valeur du nombre d'atomes est calculée par $N = D.O.(0,0).2\pi\bar{r}^2/\sigma_0$.

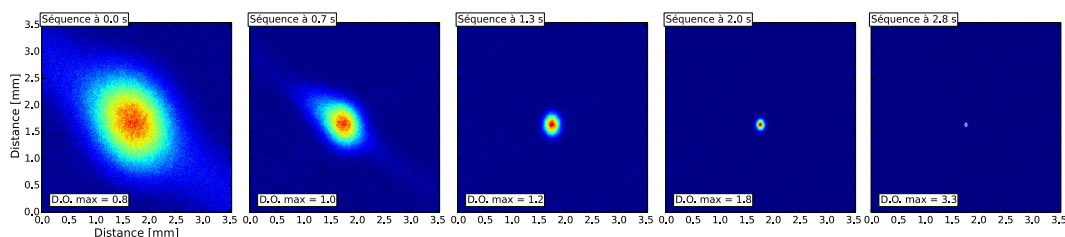


Fig. III.25 *Nuage atomique au cours de la séquence de refroidissement évaporatif, à 10 ms de temps de vol. A temps de vol constant, la densité au centre augmente, et sa taille, donc sa température, diminue. Des atomes sont encore présents au début de l'évaporation dans le réservoir, puis les atomes sont contraints dans le volume du dimple.*

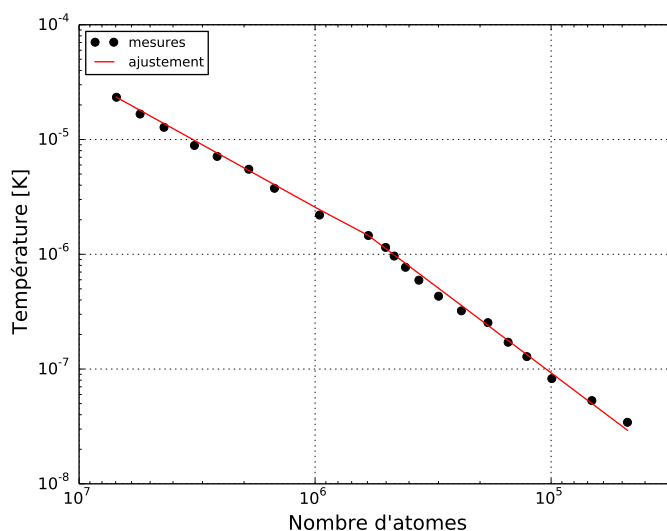


Fig. III.26 *Nombre d'atomes en fonction de la température du nuage atomique. On en déduit deux paramètres du refroidissement η .*

Efficacité du refroidissement

Nous quantifions tout d'abord l'efficacité du refroidissement, à savoir le facteur $2q$ et par-dessus le paramètre $\eta = U_0/k_B T$. Pour cela, nous traçons en Figure III.26 la température en fonction du nombre d'atomes.

Nous ajustons cette courbe représentée en échelle bilogarithmique par deux segments de droite (voir équation III.1.14). En effet, nous observons une rupture de pente. Il s'agit d'une augmentation du paramètre q , qui traduit une augmentation de l'efficacité de refroidissement au cours de celui-ci. Cela est un effet bénéfique pour atteindre la condensation avec un nombre encore conséquent

d'atomes. Nous mesurons successivement $2q = 1,1$ puis $2q = 1,5$. Nous continuerons toute l'étude suivante en prenant en compte ces deux pentes, puisque les équations ne sont valides qu'à η constante. A titre de comparaison, la pente obtenue par [Faber, 2011] est de 2,25 : l'efficacité du refroidissement que nous avons obtenu semble donc pouvoir être, à terme, encore améliorée.

Nous en déduisons η . Pour cela, nous considérons que κ (dont la valeur est comprise entre 0 et 1) est négligeable, et donc $\eta = 3q + 3$. Ces mesures donnent successivement $\eta = 4,7$ puis $\eta = 5,3$. Le refroidissement évaporatif diminue la température de 25 μK à 35 nK, soit 3 ordres de grandeur, au prix d'une perte de 99,3% des atomes, en partant de $7 \cdot 10^6$ atomes. Cette loi d'échelle est bien cohérente avec l'équation III.1.14. Nous obtenons finalement 50000 atomes condensés.

Densité dans l'espace des phases

La connaissance, au cours de l'évaporation, du nombre d'atomes, de la taille du nuage à un temps de vol donné (et donc de la température), permet de déterminer aisément la densité spatiale au centre ainsi que la longueur de de Broglie. Nous en déduisons la densité dans l'espace des phases au centre du piège (équation III.1.7). Nous traçons alors en Figure III.27 la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes. Nous ajustons cette courbe par deux segments de droite dans une représentation bilogarithmique : cela correspond bien à la loi d'échelle décrite en équation III.1.16.

On passe d'une densité dans l'espace des phases de $2,5 \cdot 10^{-7}$ à une valeur proche de l'unité, caractéristique de la condensation. La rupture de pente a lieu pour une densité dans l'espace des phases de $1 \cdot 10^{-4}$.

Profondeur du piège

Mesurer η nous permet de déduire, à partir de la température, la profondeur du piège : $U_0 = k_B T / \eta$. Elle est diminuée de 110 μK à 180 nK.

Cette valeur est une profondeur effective, puisqu'il s'agit du puits de potentiel perçu par les atomes. Nous estimons par ailleurs la profondeur, partant de la puissance incidente sur les atomes dans le réservoir et le dimple, ainsi que de leurs waists (voir équation II.3.1). L'estimation et la valeur effective coïncident bien en début d'évaporation, mais ne sont plus du même ordre de grandeur

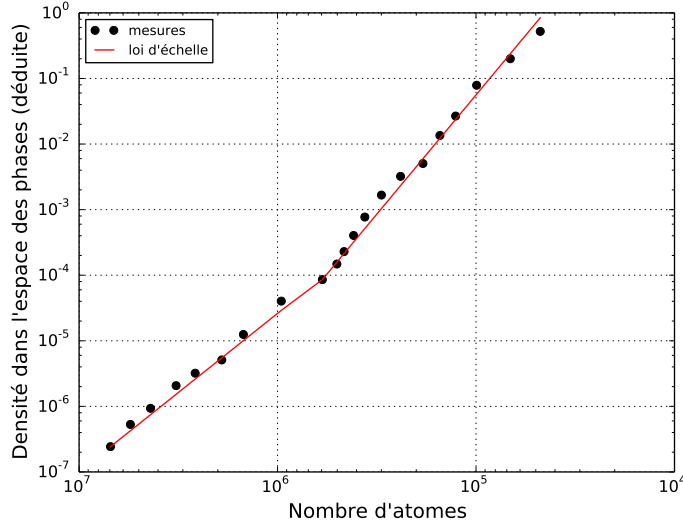


Fig. III.27 *Densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes.*

à la fin de la séquence. En effet, il faut tenir compte de la gravité, qui agit en sens opposé au potentiel de piégeage. Pour cela, nous avons dans l'équipe développé un modèle simple permettant de prendre en compte l'accélération de la pesanteur g dans l'expression spatiale du potentiel de piège, de valeur au centre U_0 , provoqué par un faisceau de waist w_0 . Un atome de masse m est attiré par le potentiel généré par un faisceau horizontal, mais subit en sens inverse l'accélération de la pesanteur selon la verticale. L'intensité avec laquelle l'atome est piégé est fonction de la profondeur effective du piège, qui dépend alors de la grandeur adimensionnée $\tilde{g} = \frac{mgw_0}{U_0}$. Nous n'avons finalement pas développé un modèle suffisamment élaboré pour parvenir à déterminer correctement le correctif à apporter au potentiel prévu par un calcul direct des pulsations du piège en connaissant la puissance des faisceaux dans l'expérience. L'effet de la gravité est particulièrement important lorsque la puissance optique des faisceaux envoyée sur les atomes est faible, et c'est particulièrement dans ce régime que notre modèle montre ses limites. Déduire la profondeur effective du piège par l'ajustement d'une courbe en se basant sur les lois d'échelles est donc un atout précieux.

Afin de vérifier la loi d'échelle III.1.13, nous traçons en Figure III.28 le nombre d'atomes en fonction de la profondeur effective du piège.

L'ajustement réalisé correspond tout à fait à la loi d'échelle attendue (équation III.1.14).

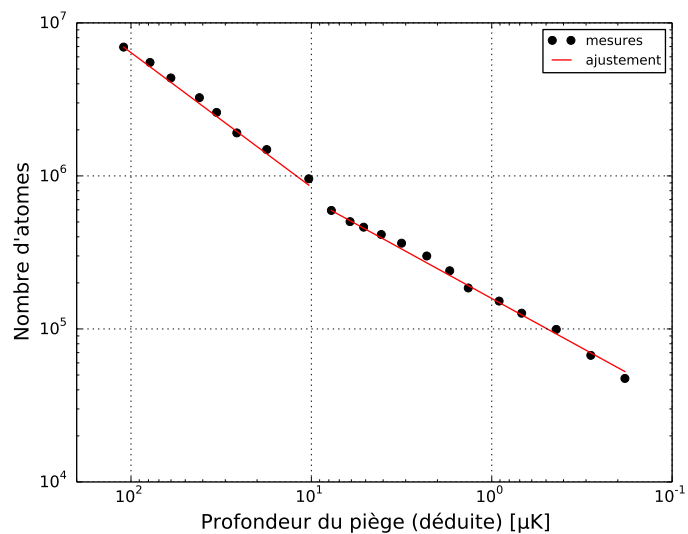


Fig. III.28 *Nombre d'atomes en fonction de la profondeur effective du piège.*

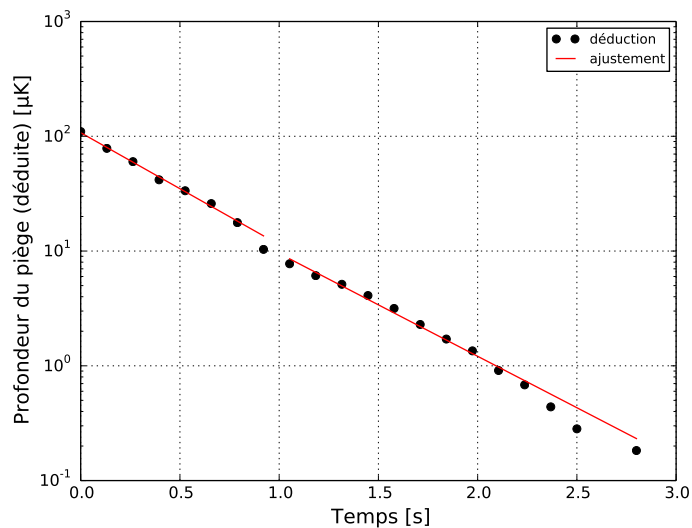


Fig. III.29 *Evolution temporelle de la profondeur effective du puits de potentiel.*

Nous traçons également l'évolution temporelle de la profondeur du piège au cours du processus d'évaporation en Figure III.29. Nous constatons que le logarithme de la profondeur varie de façon linéaire avec le temps.

Pulsation moyenne et taux de collisions élastiques

La détermination de la profondeur effective du piège nous permet d'estimer la pulsation moyenne effective du piège.

L'angle entre les deux faisceaux du réservoir étant faible, nous estimons que la pulsation transverse produite par l'ensemble des deux faisceaux est égale à celle produite par un seul faisceau réservoir multipliée par $\sqrt{2}$: $\omega_{\perp,2\text{réservoirs}} = \sqrt{2}\omega_{\perp,1\text{réservoir}}$. La puissance est répartie équitablement dans ces deux faisceaux réservoirs. 20% de la puissance totale est envoyée dans le dimple. Nous répartissons donc ainsi les contributions pour chacun à partir de la profondeur effective déduite. Le dimple contribue au piège par sa pulsation transverse $\omega_{\perp,\text{dimple}}$. Nous négligeons toute pulsation longitudinale, bien inférieure aux pulsations transverses. Nous approximations également l'angle entre le double réservoir et le dimple à 90° . Nous estimons la pulsation moyenne du piège par $\bar{\omega} = (\omega_X \cdot \omega_Y \cdot \omega_Z)^{1/3}$, avec $\omega_X = \omega_{\perp,2\text{réservoirs}}$ et $\omega_Y = \omega_{\perp,\text{dimple}}$ et ω_Z leur moyenne quadratique ($\omega_Z = (\omega_{\perp,2\text{réservoirs}} \cdot \omega_{\perp,\text{dimple}})^{1/2}$). Finalement, nous estimons que la pulsation moyenne effective du piège diminue de $2\pi \cdot 460\text{Hz}$ à $2\pi \cdot 20\text{Hz}$ au cours de l'évaporation. Il y a donc un déconfinement important.

Connaissant la température T , le nombre d'atomes N et ayant évalué la pulsation moyenne du piège $\bar{\omega}$, nous estimons le taux de collisions par la formule donnée en équation III.1.10 et que nous rappelons ici :

$$\gamma_{\text{coll}} = \frac{\sigma_{\text{coll}} \bar{\omega}^3 m}{2\pi^2} \frac{N}{k_B T} \quad (\text{III.4.1})$$

Nous traçons en Figure III.30 le taux de collisions élastiques en fonction de la profondeur effective du piège. L'ajustement est réalisé à partir des lois d'échelle théorique III.1.17 et empirique III.1.13.

Bilan : évolutions temporelles

Nous traçons enfin l'évolution temporelle de chacune des grandeurs d'intérêt au cours de l'évaporation : nombre d'atomes, température, densité dans l'espace des phases et taux de collisions élastiques. Nous retrouvons par le calcul leurs comportements attendus, en s'appuyant sur l'ajustement de l'évolution temporelle de la profondeur du piège déduite. Ces résultats sont illustrés en Figure III.31.

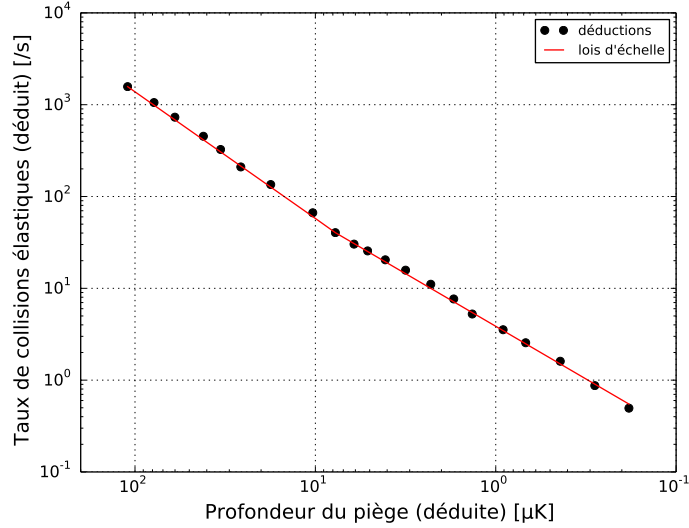


Fig. III.30 Taux de collisions élastiques en fonction de la profondeur effective du piège.

III.4.3 Répartition magnétique du nuage ultra-froid

Dans l'objectif d'utiliser par la suite la source atomique ultra-froide dans un interféromètre atomique, nous devons avoir tous les atomes du nuage dans l'état de spin $m_F = 0$.

Nous présentons sur la Figure III.32 la répartition des atomes d'un condensat sur les sous-niveaux Zeeman. Nous avons obtenu cette image en appliquant brièvement un gradient de champ magnétique de 20 G/cm par les bobines du POM3D en toute fin de séquence de refroidissement. Il a pour effet de conférer une vitesse aux atomes, qui dépend de leur état de spin. Les atomes dans les états $m_F = +1$ et $m_F = -1$ se déplacent le long de l'axe du gradient dans le sens opposé, alors que les atomes dans $m_F = 0$ ne sont pas affectés. Au bout de quelques millisecondes de temps de vol, nous observons les atomes répartis dans chacun des niveaux $m_F = 0$, $m_F = +1$ et $m_F = -1$. Ici, la majorité des atomes sont donc dans le sous-niveau $m_F = 1$. Le condensat obtenu est très polarisé.

III.4.4 Limitation : temps de vie du nuage atomique

Le nombre d'atomes dans le condensat peut être limité par le temps de vie du nuage condensé, et donc la qualité du vide dans l'enceinte.

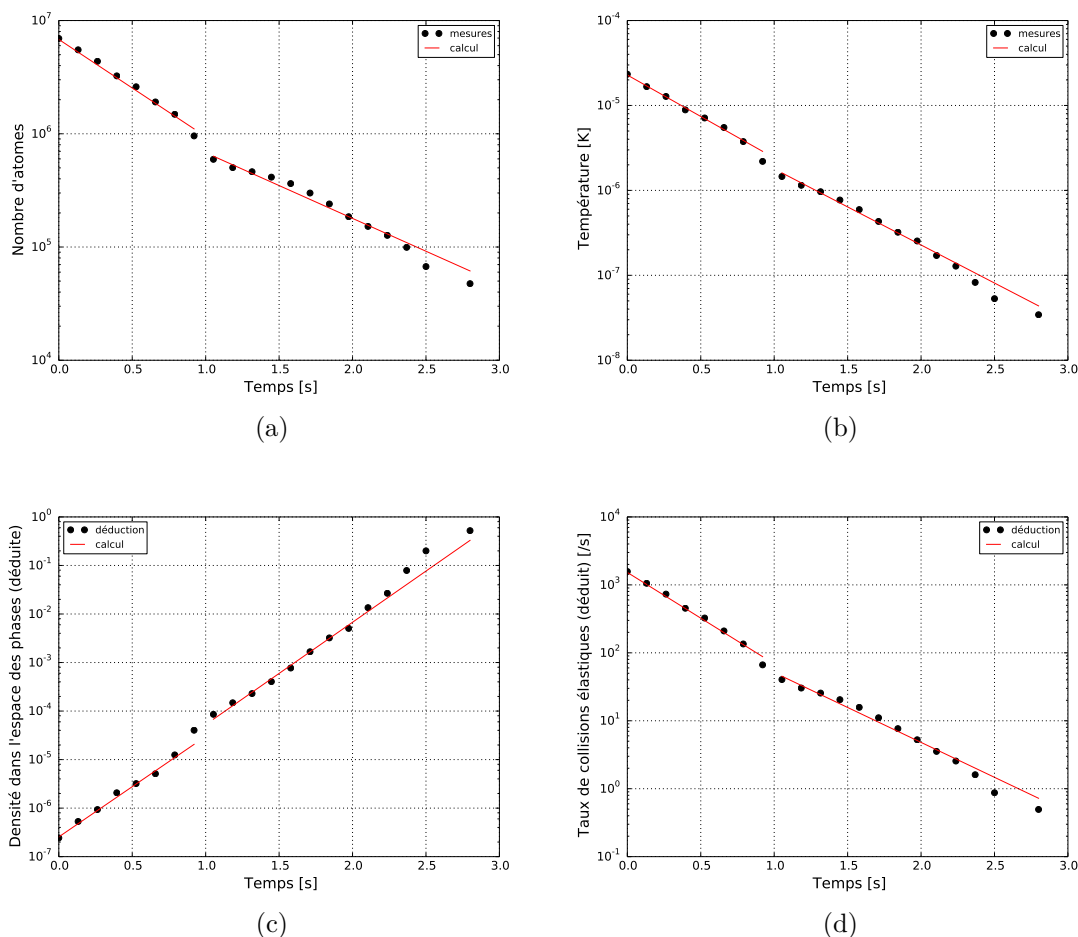


Fig. III.31 Evolution temporelle III.31a) du nombre d'atomes, III.31b) de la température, III.31c) de la densité dans l'espace des phases et III.31d) du taux de collisions. Les ajustements s'appuient sur l'ajustement de l'évolution temporelle de la profondeur effective du puits de potentiel.

Afin d'évaluer le temps de vie du condensat, nous remontons doucement le potentiel après l'obtention du condensat afin de stopper l'évaporation. Nous observons le nombre d'atomes en fonction du temps t pendant lequel nous remontons le potentiel (voir Figure III.33). La décroissance du nombre d'atomes au cours de ce temps est ajustée par une formule de la forme $A \cdot \exp(-t/\tau)$. Cela conduit à un temps caractéristique $\tau = 1,7$ s. Il correspond à une pression de $3,5 \cdot 10^{-9}$ mbar (voir équation II.1.1). Cette mesure est cohérente avec le niveau de pression de quelques 10^{-9} mbar au moment où nous effectuons cette mesure.

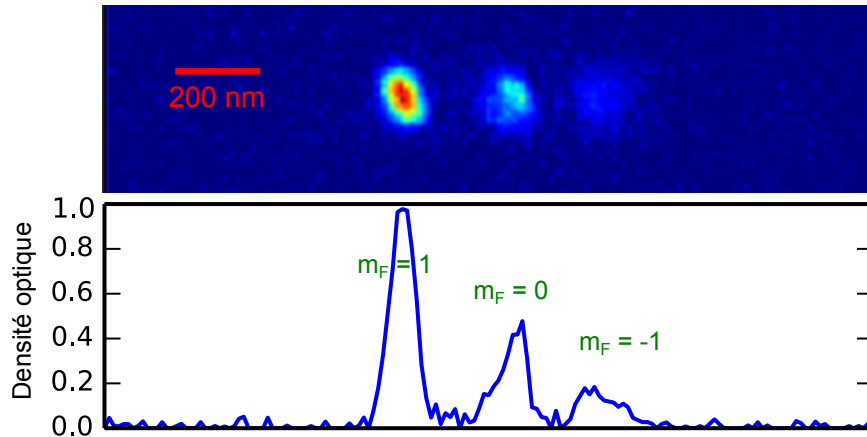


Fig. III.32 *Observation et coupe au centre de la répartition magnétique du condensat.*

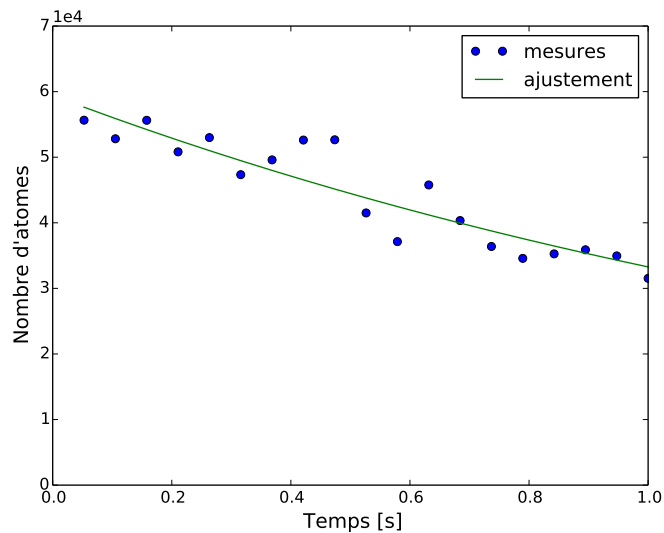


Fig. III.33 *Observation de la décroissance du nombre d'atomes condensés au cours du temps : détermination du temps de vie.*

A titre de comparaison, le nuage dans le PMO3D semble moins sensible à la pression régnant dans l'enceinte. Nous effectuons l'expérience suivante : ayant masqué le faisceau pousseur, nous coupons brusquement le PMO2D et évaluons par fluorescence l'évolution dans le temps du niveau d'atomes piégés dans le PMO3D. Cette mesure est illustrée en Figure III.34. L'ajustement de la pente à l'origine nous conduit à évaluer un temps de vie caractéristique du PMO3D de $\tau = 7,5$ s (cette évaluation est réalisée par une droite depuis l'origine et

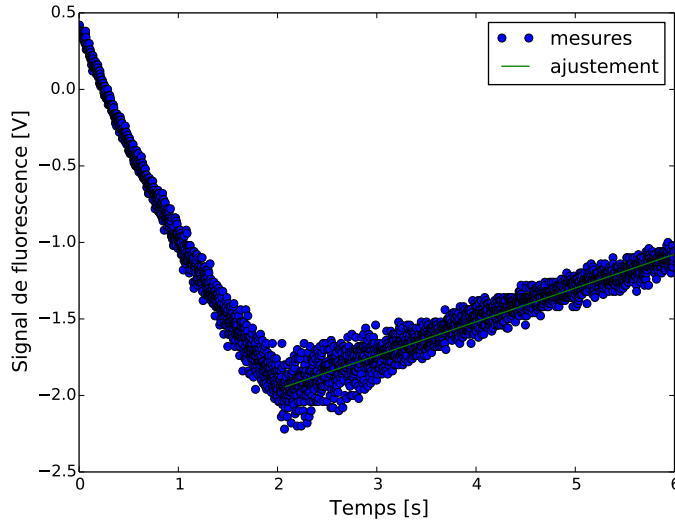


Fig. III.34 *Chargement du PMO3D puis observation de la décroissance du nombre d'atomes dans le PMO3D au cours du temps : détermination du temps de vie. Le signal que l'on mesure est en réalité négatif mais ne dépend que du sens de visualisation d'une tension électrique.*

extrapolée pour une diminution du signal de 63%). Ce temps de vie est bien plus grand que celui discuté précédemment, la dynamique d'un piège magnéto-optique est différente de celle d'un piège dipolaire.

Notons que la qualité du vide s'est dégradée significativement en un an. Après avoir rétabli une pression inférieure au niveau actuel, nous pourrions certainement obtenir davantage d'atomes dans le condensat de Bose-Einstein.

Conclusion

Le nouveau dispositif expérimental décrit au chapitre II a permis de tester plusieurs configurations et d'optimiser ainsi expérimentalement le processus de refroidissement par évaporation et *in fine* le nombre d'atomes condensés. Le waist des deux faisceaux à 1070 nm a été choisi différent pour chacun, formant ainsi un réservoir et un dimple. Nous avons retenu une configuration à réservoir double avec des waists de 93 μm afin d'augmenter le nombre d'atomes piégés initialement, et un unique dimple de waist 20,5 μm mis en forme par des lentilles à focales fixes pour confiner le piège. Nous avons optimisé les séquences de pré-refroidissement et de refroidissement par évaporation. Nous avons caractérisé

cette dernière afin de présenter l'évolution des paramètres pertinents au cours du refroidissement évaporatif. Nous observons finalement un condensat contenant près de 50000 atomes à 35 nK en moins de 4 s.

Chapitre IV

Système laser pour l'interférométrie atomique

Introduction

L'interférométrie atomique utilisant les transitions Raman nécessite deux sources laser stabilisées en fréquence et asservies en phase. Le dispositif expérimental « h/m » existant comprend, pour cet usage, deux diodes laser en cavité étendue délivrant une puissance de l'ordre de 7 mW/cm^2 mesurée au niveau des atomes. Cependant, l'utilisation de faisceaux gaussiens de taille réduite introduit un effet systématique dû à l'effet de la phase de Gouy et de la courbure du front d'onde. Cet effet systématique limite aujourd'hui grandement les expériences d'atomes froids en précision et en exactitude, quelle que soit la grandeur mesurée. Rappelons l'équation I.2.7 qui traduit l'effet de la phase de Gouy et de la courbure du front d'onde dans l'expression de la norme du vecteur d'onde effectif du faisceau auquel sont soumis les atomes :

$$k_z^{\text{eff}} = k - \frac{2}{k w^2} \left[1 - \frac{r^2}{w^2} \left(1 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right) \right] \quad (\text{IV.0.1})$$

avec les notations utilisées au chapitre I. Elle montre que la correction appliquée au vecteur d'onde est, au premier ordre, inversement proportionnelle au carré du waist. Augmenter le waist fait donc diminuer cet effet systématique. L'équation montre de plus que la correction au deuxième ordre est proportionnelle au carré du rayon du nuage atomique : plus sa taille est importante, plus l'effet est marqué. Nous avons présenté dans les chapitres précédents un nouveau dis-

positif expérimental produisant une source atomique refroidie par évaporation, plus petite et moins expansive au cours du temps qu'un nuage atomique refroidi au sein d'une mélasse optique. Cependant, le waist des faisceaux dans lesquels évoluent les atomes est toujours synonyme d'effet systématique. Il convient alors de développer de nouveaux schémas de collimateurs de plus grand waist, tout en augmentant la puissance des sources laser ne serait-ce que pour maintenir la même intensité. Le développement de nouvelles sources laser est donc nécessaire. Profitant de la disponibilité des sources laser à 1560 nm qui ont été largement développées pour le domaine des télécommunications, nous souhaitons utiliser de telles sources doublées en fréquence afin de créer les faisceaux à 780 nm permettant d'interagir avec les atomes de rubidium. Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les premiers tests effectués par notre équipe avec une source laser à 1560 nm doublée en fréquence par nos soins, et le choix d'une technologie commerciale pour les sources qui seront utilisées sur notre nouveau dispositif expérimental pour l'interférométrie atomique. Nous présenterons ensuite, afin de s'affranchir de cette limitation, la mise en place d'un double asservissement, à partir du signal de battements des faisceaux à 780 nm, puis du signal de battements des lasers à 1560 nm, pour asservir en phase les deux sources laser et corriger le bruit de phase accumulé dans l'amplificateur à fibre nouvellement utilisé.

IV.1 Choix des lasers

Le choix de notre équipe de produire des faisceaux laser à 780 nm à partir de sources à 1560 nm a été motivé par la nécessité d'augmenter la puissance des faisceaux de Bloch du dispositif « h/m ». Ainsi, le laser $Ti : Sa$, qui générerait 3 W à 780 nm, a été remplacé par un laser de 12 W à la même longueur d'onde. Cette puissance a été obtenue par doublage de fréquence dans un cristal PPLN à partir d'une source laser de 30 W à 1560 nm résultant de l'amplification par un amplificateur à fibre de marque IPG. Cependant, la présence d'un fond d'émission spontanée amplifiée à la fréquence d'intérêt introduit un bruit de fréquence limitant pour la réalisation d'un nombre élevé d'oscillations de Bloch. Un filtrage en fréquence à résonance de la raie D_2 du Rb a été mis en place à l'aide d'une cellule chauffée de Rb en sortie du cristal doubleur. Le schéma de ce nouveau

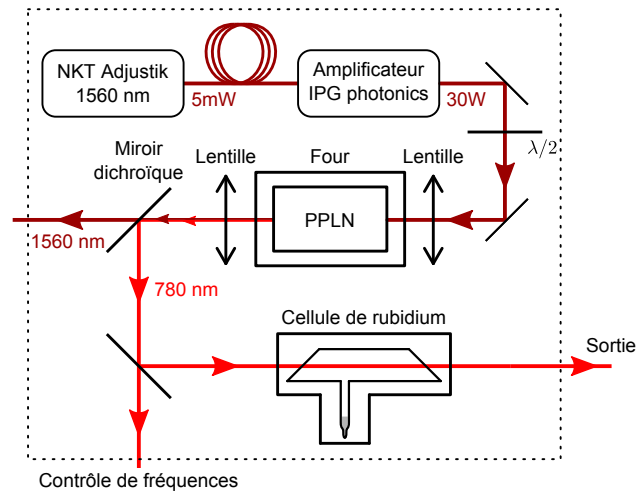


Fig. IV.1 Nouveau banc laser pour les faisceaux de Bloch du dispositif « h/m ». Une cellule de rubidium chauffée permet de s'affranchir de la composante résonnante du fond d'émission spontanée amplifiée. Figure extraite de [Andia, 2015].

banc laser est illustré en Figure IV.1. Une étude détaillée de l'effet de l'émission spontanée dans l'amplificateur à fibre a été réalisée dans le cadre des travaux de recherche de Manuel Andia (voir [Andia, 2015]).

Concernant les sources laser Raman pour le nouveau dispositif expérimental, qui nécessitent une puissance moindre, nous recourons à un module EYLSA de la société Quantel, qui comporte un étage d'amplification et étage de doublage en fréquence. Le schéma du module EYLSA est illustré en Figure IV.2. L'amplificateur optique utilisé dans le module EYLSA est un amplificateur à fibre double gaine dopée aux ions terre rare. Nous produisons ainsi un faisceau fibré à 780 nm à partir d'une source à 1560 nm. Nous utilisons deux modules EYLSA en sortie des deux lasers à 1560 nm, qui sont produits l'un par un laser Koheras ADJUSTIK de marque NKT Photonics (largeur spectrale inférieure à 100 Hz), l'autre par une diode laser PLANEX Butterfly de la société RIO (puissance maximale 20 mW, 3,5 kHz FWHM), dont l'alimentation en courant a été réalisée par la société Muquans. Travailler avec des spectres étroits permet d'obtenir un asservissement robuste.

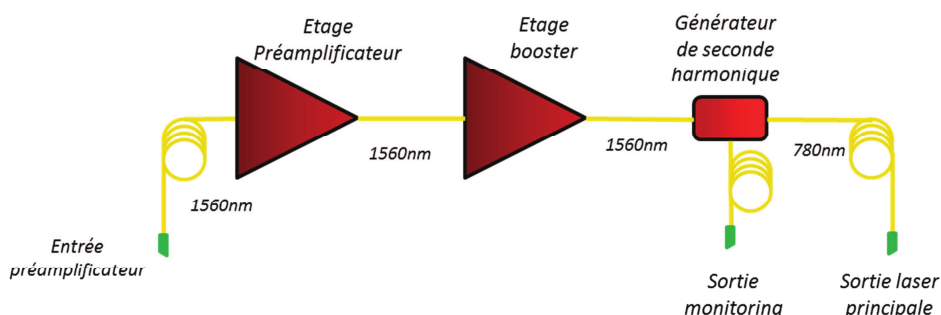


Fig. IV.2 Schéma du module EYLSA développé par la société Quantel. Figure extraite de la documentation technique.

IV.2 Asservissements simples

L'interférométrie atomique nécessite de contrôler l'écart en fréquence entre les deux faisceaux Raman. De plus, puisque la phase des faisceaux est imprimée sur la fonction d'onde atomique, c'est la différence de phase entre les faisceaux qui doit être stabilisée. Le laser NKT sera, à terme, asservi directement sur un peigne de fréquences par rétroaction sur la cale piézoélectrique qui contraint la longueur de sa fibre optique. La diode laser RIO dispose de davantage de bande passante : nous asservissons donc en phase la diode laser RIO sur le laser NKT.

IV.2.1 Battements des faisceaux à 780 nm

Le bruit accumulé dans les fibres du module EYLSA à 1560 nm introduit un bruit de phase $\delta\phi$ qui s'imprime sur les faisceaux produits à 780 nm. Un asservissement à partir des faisceaux produits à 780 nm est donc nécessaire.

L'asservissement en phase des deux faisceaux laser à 780 nm nécessite un schéma optique spécifique, présenté en Figure IV.3. Les deux faisceaux à 780 nm, issus du doublage en fréquence des lasers NKT et RIO et après passage dans les modules EYLSA, sont collimatés en espace libre. Ils sont d'abord filtrés en polarisation par des cubes séparateurs de polarisations. Ils sont ensuite combinés sur un troisième cube. La puissance de chacun des faisceaux est à ce jour de 100 mW, mais pourra être portée à 1 W. L'une des deux sorties du cube est focalisée, à l'aide d'une lentille convergente de 30 mm de focale, sur une photodiode rapide qui produit des battements avec 1 mW de chaque faisceau (la puissance est contrôlée par des lames demi-ondes en amont du cube de combinaison). Les

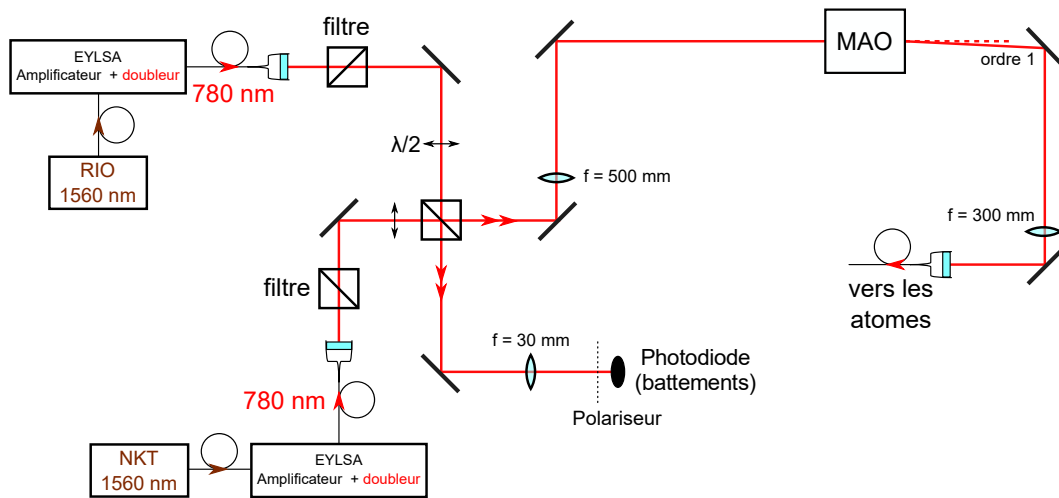


Fig. IV.3 Schéma optique à 780 nm pour l'asservissement des faisceaux Raman. Les deux faisceaux sont combinés sur une photodiode de battements ainsi que dans une fibre optique qui est amenée vers l'enceinte à vide.

polarisations des deux faisceaux étant orthogonales, nous projetons la polarisation sur leur axe médian grâce à un polariseur. La seconde sortie du cube de combinaison servira pour l'interférométrie atomique. Elle est d'abord envoyée dans un modulateur acousto-optique 80 MHz de marque AA Opto Electronic : celui-ci permet d'agir comme interrupteur optique. Afin de maximiser l'efficacité de diffraction, nous faisons converger les faisceaux dedans à l'aide d'une lentille de focale 500 mm. L'ordre 0 est ignoré, et nous reprenons l'ordre 1 à l'aide d'une lentille de focale 300 mm, et les faisceaux recollimatés sont envoyés dans un colli-mateur de fibre optique avec une efficacité de 74% pour chacun. Nous disposons donc d'environ 90 mW pour effectuer l'interférométrie Raman.

Le schéma électronique pour générer un signal de rétroaction issu des faisceaux à 780 nm est présenté en Figure IV.4. Le signal issu de la photodiode rapide Hamamatsu G4176-03 (bande passante de l'ordre de 30 GHz) est récupéré à la sortie d'un té de polarisation qui délivre la composante fréquentielle de la différence des fréquences des deux faisceaux à 780 nm. Le signal résultant, à 6,834 GHz, est ensuite amplifié par un amplificateur NewWave de gain 30 dB, puis mélangé avec un signal à 6,514 GHz. Ce dernier est issu d'un synthétiseur de fréquence ultra-stable Rhode&Schwartz à 3,257 GHz doublé en fréquence par un doubleur MiniCircuits. Le signal obtenu, après filtrage passe-bas et amplification, est à fréquence de 320 MHz et est envoyé dans un comparateur de

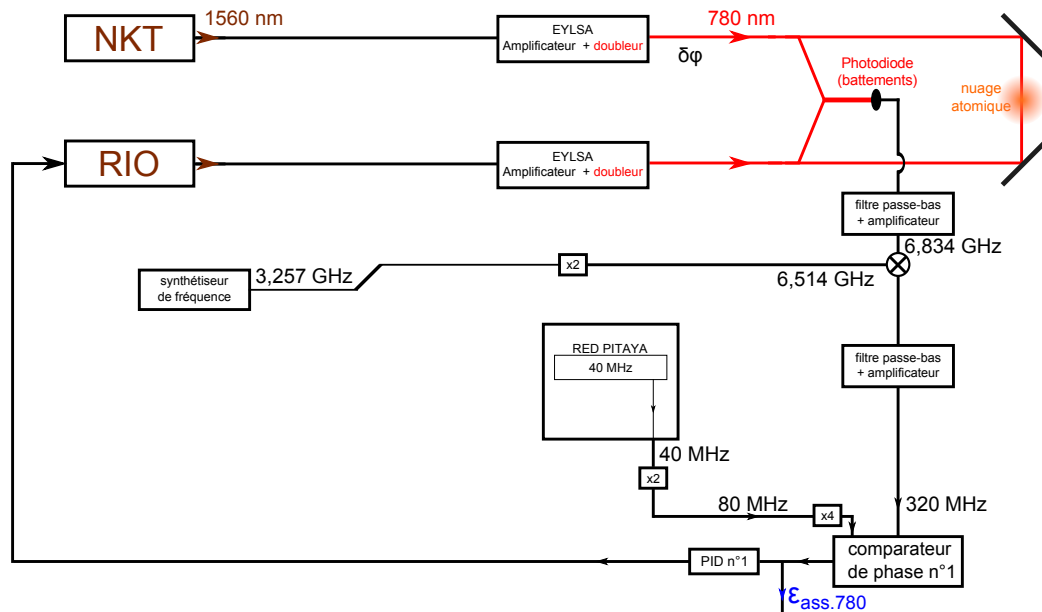


Fig. IV.4 Schéma électronique pour l'asservissement des faisceaux Raman à 780 nm. Un signal de battements est réalisé pour agir sur le déphasage de la diode laser RIO par rapport au laser NKT.

phase. Celui-ci est référencé par un signal à 80 MHz, lui-même issu d'un signal à 40 MHz doublé et généré par un module RedPitaya, contrôlé informatiquement. Le quartz du RedPitaya n'est pour l'heure pas séquencé, mais il pourra l'être lors des campagnes de mesures. En sortie du comparateur de phase est obtenu le signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$. Celui-ci est visualisé sur un oscilloscope. Il est également envoyé dans un module PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) dont on a adapté les constantes de temps. Le signal résultant du PID est finalement envoyé pour rétroagir sur la fréquence de la diode laser RIO, via la valeur du courant électrique qui la parcourt. La boucle ainsi constituée permet de contrôler l'écart en phase entre les deux faisceaux à 780 nm.

Nous souhaitons caractériser le bruit de cet asservissement. Nous visualisons le spectre du signal de battements des faisceaux à 780 nm au niveau de la sortie de la photodiode. La Figure IV.5 permet de comparer ce spectre avec celui issu des deux diodes laser en cavité étendue utilisées sur le dispositif expérimental « h/m ». Le spectre du nouveau système laser présente des ailes très proches du pic central : un bruit important est présent dès 100 kHz, alors que pour le système préexistant cette fréquence de coupure est de l'ordre du MHz.

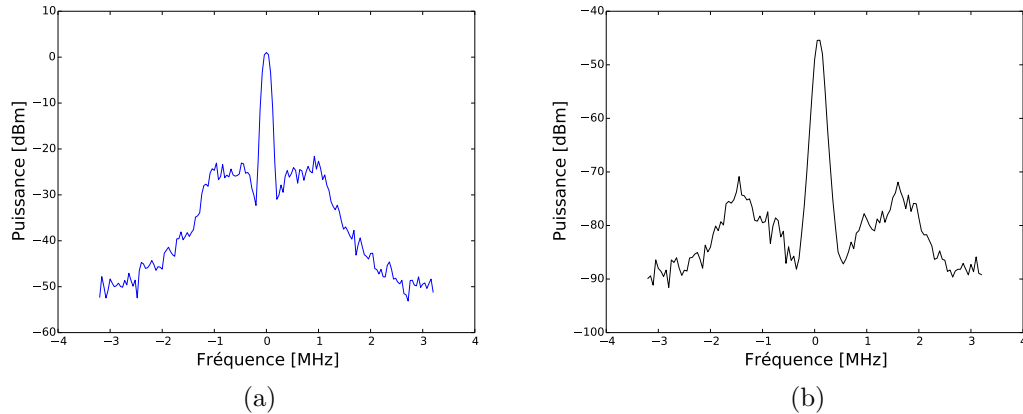


Fig. IV.5 Observation de spectres du signal de battements des faisceaux à 780 nm au niveau de la photodiode. Comparaison entre IV.5a) celui issu du nouveau système laser (résolution spectrale de 40 kHz) et IV.5b) celui issu des deux diodes laser en cavité étendue utilisées sur le dispositif expérimental « h/m » (résolution spectrale de 50 kHz). Le nouveau système laser présente un bruit à plus basse fréquence que le système laser préexistant.

Cette limitation provient de la technologie utilisée pour le nouveau système laser. En effet, le module EYLSA comporte un étage amplificateur à fibre, longue de 30 m. Cela induit un retard sur l’asservissement, qui limite la bande passante. Le système est donc moins réactif, il présente un temps de rétro-action plus important.

IV.2.2 Battements des faisceaux à 1560 nm

Nous souhaitons mettre en place un asservissement similaire de la diode RIO, mais cette fois-ci à partir d’un signal de battements des lasers à 1560 nm. Cela ne permettra pas de s’affranchir du bruit de phase induit par les modules EYLSA, mais nous cherchons ici à observer une bande passante plus grande, celle-ci étant justement *a priori* limitée par les modules EYLSA.

Le schéma qui permet de produire un signal de battements des lasers à 1560 nm est illustré en Figure IV.6. A l’aide de séparatrices fibrées à 1560 nm, nous extrayons 10% de la puissance issue de chacune des deux sources à cette longueur d’onde. Ces puissances, de l’ordre de 1 mW pour le laser NKT et 0,8 mW pour la diode laser RIO, sont combinées sur une autre séparatrice fibrée, cette fois-ci 50 – 50. Le signal illumine alors une photodiode rapide fibrée (référence

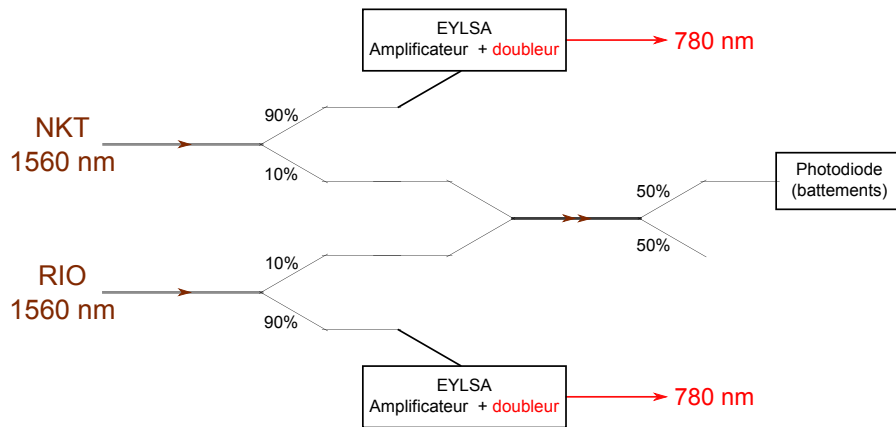


Fig. IV.6 Schéma à 1560 nm pour l'asservissement des faisceaux Raman. Les séparatrices sont fibrées. Les deux faisceaux sont combinés sur une photodiode de battements, et chacun d'entre eux est également doublé en fréquence pour produire les faisceaux à 780 nm.

UPD-40-IR2-FC de la société Alphalas, bande passante de 8,5 GHz). Celle-ci contient un amplificateur à l'entrée, un té de polarisation et un amplificateur en sortie. Le reste de la puissance, au niveau des premières séparatrices, est envoyé comme précédemment par fibre dans les modules EYLSA. Notons que les développements des technologies des télécommunications nous permet ici d'utiliser un circuit tout-fibré, avec en particulier des fibres à 1560 nm à maintien de polarisation.

La Figure IV.7 illustre quant à elle le schéma électronique pour l'asservissement fondé sur le signal de battements des sources à 1560 nm. Il s'agit du symétrique de celui réalisé avec le signal de battements des faisceaux à 780 nm, mais à fréquence moitié.

Nous comparons en Figure IV.8 deux spectres, obtenus au niveau de la photodiode de battements des faisceaux à 780 nm, selon qu'est réalisé l'asservissement issu des battements à 780 nm ou à 1560 nm. Il convient en effet, quel que soit l'asservissement mis en place, d'étudier le bruit de fréquence qui se répercute sur l'interférométrie atomique par les deux faisceaux à 780 nm. Le bruit dans les creux de part et d'autre du pic central représente le bruit basse fréquence, quand le premier pic latéral représente le bruit haute fréquence. La différence est flagrante : la bande passante est bien supérieure dans le cas de l'asservissement du signal de battements des sources à 1560 nm par rapport à celui des faisceaux

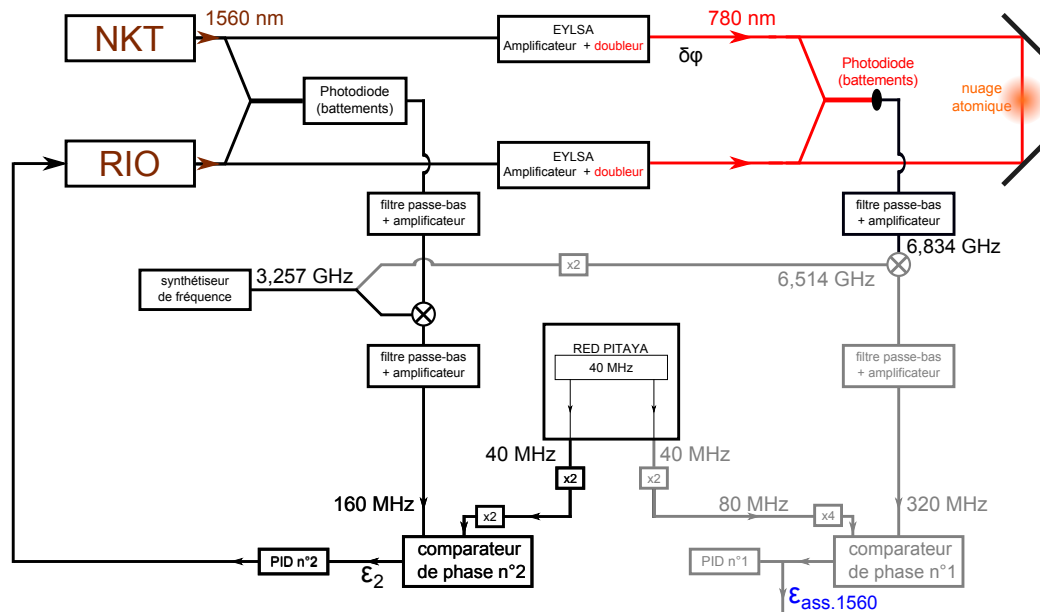


Fig. IV.7 Schéma électronique pour l'asservissement des faisceaux Raman, fondé sur un signal de battements des lasers à 1560 nm, réalisé avant les modules EYLSA pour agir sur le déphasage de la diode laser RIO par rapport au laser NKT.

à 780 nm. L'allure du spectre est même comparable à celle issue des deux diodes laser du dispositif expérimental « h/m ».

Nous relevons alors la densité spectrale de bruit en amplitude du signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.1560}}$ afin de la comparer à celle du signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$. Ces densités spectrales sont reportées en Figure IV.9. Comme sur le spectre, nous constatons que l'asservissement fondé sur le signal de battements des lasers à 1560 nm permet une plus grande bande passante, de l'ordre de 1 MHz contre 100 kHz avec l'asservissement utilisant le signal de battements des faisceaux à 780 nm. En revanche, nous observons sur la densité spectrale de $\epsilon_{\text{ass.1560}}$ un bruit important à basses fréquences. Celui-ci est introduit par les modules EYLSA, et en l'état nous ne le corrigeons pas puisque l'asservissement est effectué en amont de ces modules.

Un asservissement fondé sur les signaux de battements soit des faisceaux à 780 nm soit des lasers à 1560 nm n'est pas satisfaisant. Nous proposons en section IV.3 une tierce solution.

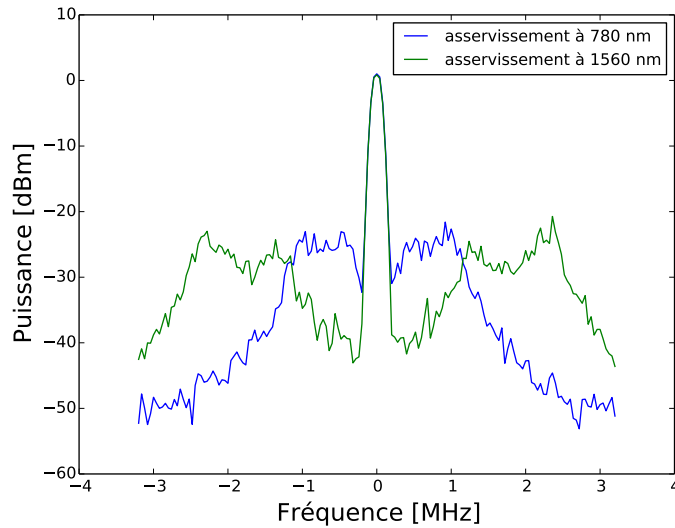


Fig. IV.8 Spectres du signal observé au niveau de la photodiode de battements des faisceaux à 780 nm. L'asservissement utilisant le signal de battements des sources à 1560 nm permet d'obtenir une plus grande bande passante que l'asservissement simple fondé sur le signal de battements des faisceaux à 780 nm (résolution spectrale de 40 kHz).

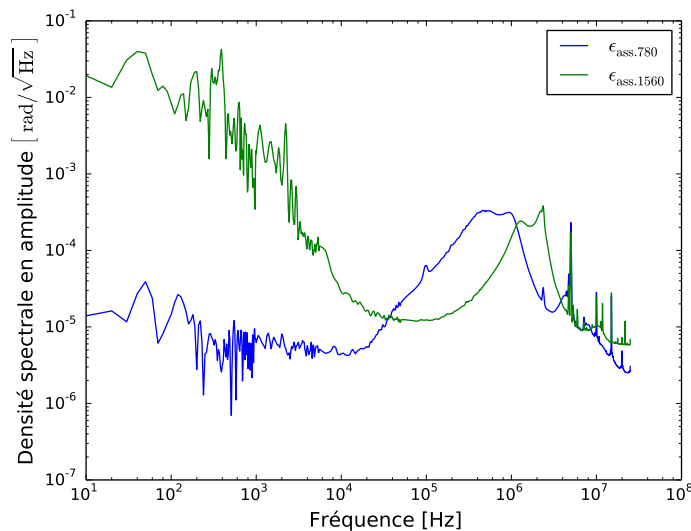


Fig. IV.9 Densités spectrales de bruit des signaux d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$ et $\epsilon_{\text{ass.1560}}$ (acquisition à 500 kSamples/s). La seconde est plus favorable à hautes fréquences mais défavorable à basses fréquences.

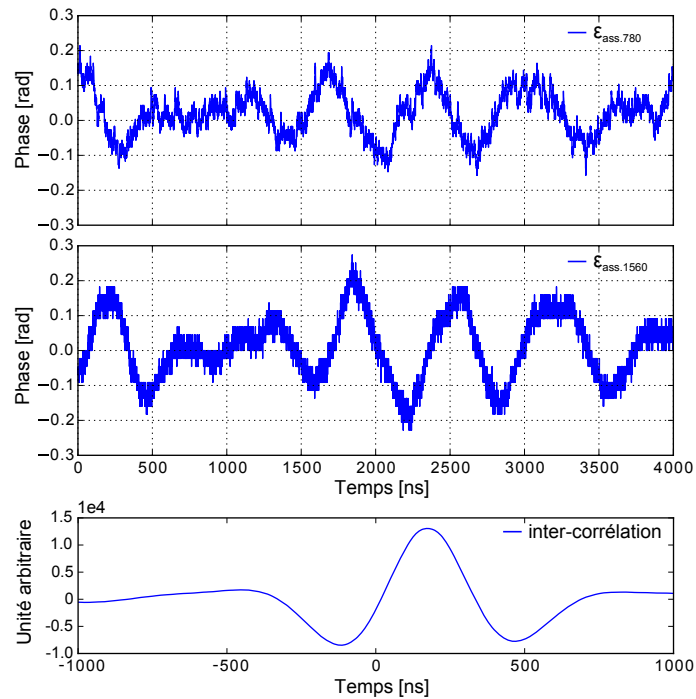


Fig. IV.10 De haut en bas : signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$; signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.1560}}$; inter-corrélation de ces deux signaux d'erreur. Un décalage temporel d'environ 200 ns entre ces deux signaux est mis en évidence.

IV.2.3 Délai induit par les modules EYLSA

Nous souhaitons vérifier que la limitation de la bande passante observée sur le spectre du signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$ est effectivement due à la fibre de l'étage d'amplification des modules EYLSA.

Nous comparons les deux signaux d'erreur $\epsilon_{\text{ass.1560}}$ et $\epsilon_{\text{ass.780}}$. Le premier est mesuré lorsque l'asservissement est réalisé à partir des battements des faisceaux avant passage dans EYLSA, donc à 1560 nm, l'autre à partir des battements des faisceaux après passage dans les amplificateurs à fibre, donc avec les faisceaux à 780 nm. Cette comparaison est illustrée en Figure IV.10. Pour effectuer cette comparaison, nous introduisons volontairement un bruit de phase en dérégulant le PID n°1. Ainsi, les signaux d'erreur ne sont pas nuls. Ils sont même très similaires, mais il apparaît qu'ils sont décalés dans le temps. L'inter-corrélation des deux signaux d'erreur fait apparaître un décalage temporel d'environ 200 ns. Cela correspond bien aux 30 m de fibre optique présents dans un module EYLSA.

IV.3 Double asservissement utilisant les signaux de battements des lasers à 780 nm et à 1560 nm

Afin d'obtenir un signal d'erreur de large bande passante et avec un bruit minimale à basses fréquences, nous réalisons un double asservissement. D'une part, il est nécessaire d'utiliser le signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$ car le bruit de phase accumulé dans les fibres du module EYLSA est imprimé sur le signal de battements entre les faisceaux laser à 780 nm. D'autre part, il est nécessaire de supprimer le délai induit par ces mêmes modules EYLSA, en utilisant le signal d'erreur ϵ_2 issu des battements entre les deux sources laser à 1560 nm.

Le schéma électronique de ce double asservissement est présenté en Figure IV.11. Le signal $\epsilon_{\text{ass.780}}$ est corrigé par un module PID réalisé par le module RedPitaya. Le signal résultant de cette opération est ajouté au signal à 40 MHz généré par le RedPitaya. Il en sort un signal avec une composante $\delta\Phi$ qui est le reflet du bruit de phase $\delta\phi$ entre les faisceaux à 780 nm après les modules EYLSA. Le signal résultant est comparé en phase au signal de battements issu des sources à 1560 nm. Le comparateur de phase délivre un autre signal d'erreur, qui est envoyé sur le PID n°2, dont le signal de sortie agit sur la fréquence de la diode laser RIO. Cette deuxième boucle, lorsque le RedPitaya est actif (« ON »), sert par rétroaction à maintenir le signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$ nul. Lorsque le RedPitaya est inactif (« OFF », PID éteint, $\delta\Phi = 0$), nous nous replaçons dans le cas de l'asservissement simple fondé sur le signal de battements des lasers à 1560 nm.

Nous observons l'effet de ce double asservissement sur la densité spectrale de bruit du signal d'erreur $\epsilon_{\text{ass.double}}$, que nous comparons aux résultats précédemment exposés. Cette comparaison est reportée en Figure IV.12.

L'effet du double asservissement combine les avantages des deux asservissements simples réalisés à partir des battements des lasers d'une part à 1560 nm et d'autre part à 780 nm : la bande passante est de l'ordre de 1 MHz et le bruit à basse fréquence est faible. La limite en sensibilité sur l'interféromètre est alors de l'ordre de 1 mrad.

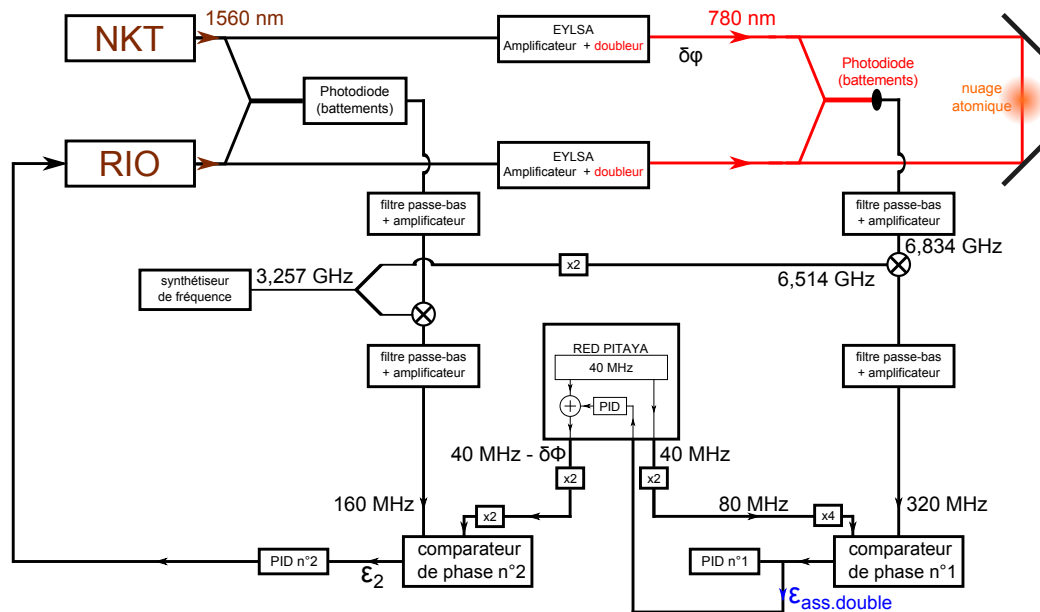


Fig. IV.11 Schéma électronique « double » pour l'asservissement des faisceaux Raman. L'asservissement issu du signal de battements des faisceaux à 780 nm agit sur l'asservissement issu du signal de battements des lasers à 1560 nm, afin de réguler le bruit de phase $\delta\phi$ issu des modules EYLSA tout en garantissant une grande bande passante.

IV.4 Mesure préliminaire sur le dispositif « h/m »

Nous souhaitons tester le nouveau banc laser Raman réalisé. Pour cela, nous envoyons les faisceaux à 780 nm par une fibre optique à maintien de polarisation sur le dispositif expérimental « h/m ».

Les faisceaux Raman sont envoyés sur l'axe vertical, comme illustré en Figure IV.13. Ils sont en polarisations linéaires croisées, dès leur recombinaison sur le cube séparateur de polarisations (voir Figure IV.3). Nous effectuons une transition d'horloge $\pi/2 - \pi/2$ avec les faisceaux Raman en configuration copropageante. Ainsi, le déphasage mesuré est insensible à la vitesse des atomes et fait donc apparaître d'autant mieux le bruit de phase des lasers.

Nous effectuons la mesure avec l'asservissement simple utilisant le signal de battements des faisceaux à 780 nm, puis avec le double asservissement utilisant les battements des lasers à 780 et 1560 nm. Les spectres observés sont reproduits en Figure IV.14. Nous effectuons plusieurs mesures pour un même désaccord δ . Dans le premier cas, l'incertitude sur le centre des franges est de 0,049 Hz, à un

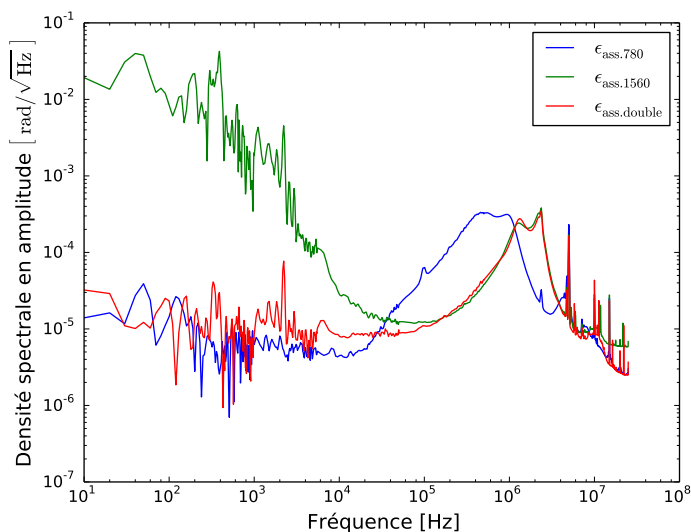


Fig. IV.12 Densités spectrales de bruit des signaux d'erreur $\epsilon_{\text{ass.780}}$, $\epsilon_{\text{ass.1560}}$ sans action du RedPitaya et $\epsilon_{\text{ass.double}}$ avec PID du RedPitaya actif (acquisition à 500 kSamples/s). Cette dernière situation est la plus favorable, à la fois à basses et hautes fréquences.

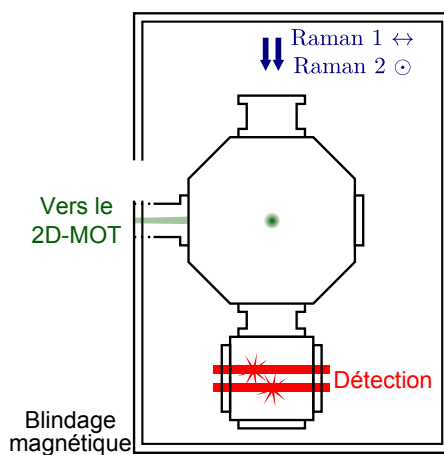


Fig. IV.13 Vue schématique de profil de l'enceinte à vide du dispositif expérimental « h/m » : configuration des faisceaux Raman. Celle-ci permet de placer les lasers Raman en configuration contrapropageante ou copropageante. Figure inspirée de [Andia, 2015].

niveau comparable, si ce n'est mieux, à celle issue du dispositif « h/m » dans les mêmes conditions. Dans le second cas, l'incertitude est même deux fois plus faible que dans le premier cas (0,028 Hz contre 0,049 Hz). Cela prouve, sur les

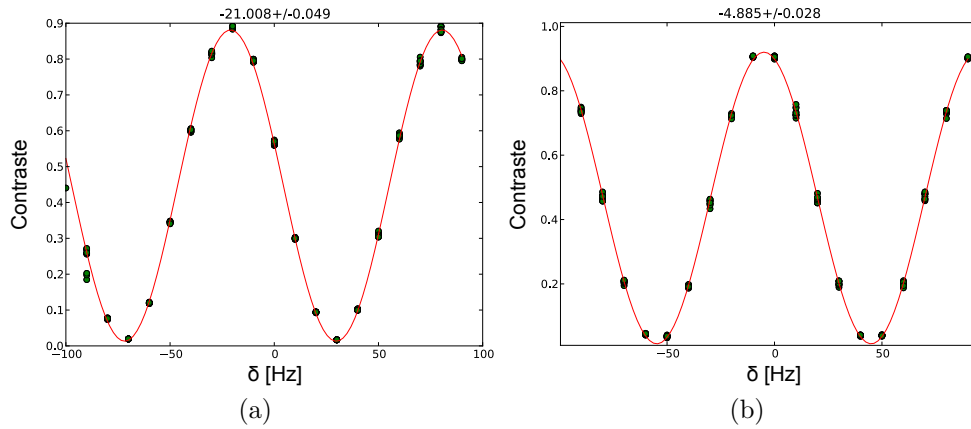


Fig. IV.14 *Franges d'interférences sur le dispositif « h/m » en configuration Ramsey avec l'asservissement : IV.14a) simple, fondé sur le signal de battements des faisceaux à 780 nm ; IV.14b) double, fondé sur les battements aux deux longueurs d'onde. L'incertitude du fit sur la position du centre des franges est meilleure dans le second cas que dans le premier. Mesures effectués avec un temps Ramsey de 10 ms et des impulsions Raman de 225 μ s.*

atomes, l'intérêt du double asservissement pour le nouveau banc laser que nous avons développé.

Conclusion

Nous avons mis en place un nouveau système laser et son asservissement afin de disposer d'une puissance Raman plus importante que sur le dispositif expérimental « h/m » préexistant.

Nous avons profité du développement technologique des télécommunications en utilisant des sources laser à 1560 nm comme sources primaires pour générer des faisceaux à 780 nm à l'aide d'un module qui amplifie et double en fréquence. Néanmoins, ce module présente deux inconvénients : il limite la bande passante à environ 100 kHz, et augmente le bruit basses fréquences. Un simple asservissement à partir de battements des fréquences des lasers à 780 nm pour corriger ce bruit basses fréquences aurait été insuffisant lors de la mise en oeuvre de l'interférométrie atomique à cause de la limitation de la bande passante. Un asservissement fondé sur un signal de battements des lasers à 1560 nm pour augmenter la bande passante ne régule pas, quant à lui, le bruit basses fréquences. Nous avons donc proposé un nouveau schéma d'asservissement double, utilisant

les signaux de battements des lasers à 780 nm et à 1560 nm afin de bénéficier des avantages des deux pris séparément. Une preuve de principe du fonctionnement de ce nouveau système laser a été obtenue en effectuant une séquence d'horloge atomique sur le dispositif « h/m ».

Ce système laser est désormais prêt à être utilisé sur notre nouveau dispositif expérimental afin de mettre en oeuvre l'interférométrie atomique Ramsey-Bordé à l'aide d'impulsions Raman sur une source atomique refroidie par évaporation. Il servira à court terme pour la mesure de l'effet du champ moyen sur le nouveau dispositif expérimental.

Conclusion et perspectives

Mon travail de recherche, transcrit dans le présent manuscrit de thèse, s'est inscrit dans le déploiement d'efforts internationaux pour repousser les limites actuelles de la métrologie par interférométrie atomique. Nous avons conçu et réalisé un nouveau dispositif expérimental qui permettra d'ouvrir de nouvelles voies pour la mesure de la constante de structure fine α , de l'accélération de la pesanteur g et du gradient de celle-ci. Par rapport au dispositif expérimental « h/m » existant, deux changements fondamentaux ont été apportés lors de la conception du nouveau dispositif expérimental : production d'une source atomique ultra-froide par évaporation dans un piège dipolaire optique et système laser asservi en phase.

Le manuscrit s'ouvre par une présentation des enjeux actuels de la métrologie par interférométrie atomique et les motivations qui ont conduit à l'élaboration du nouveau dispositif expérimental. Celui-ci est destiné à améliorer l'incertitude sur la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium. D'autre part, il a été conçu pour permettre son utilisation en tant que gravimètre. Pour cela, nous devons recourir à une source atomique ultra-froide et à des faisceaux laser de grand waist pour l'interférométrie. L'objectif est également de mettre en place le schéma de séparatrices à grand transfert d'impulsions combinées au schéma de double diffraction.

Ainsi, nous avons entièrement conçu et construit un nouveau dispositif expérimental dont la source atomique est un nuage d'atomes de rubidium refroidi par évaporation dans un piège dipolaire tout-optique. La première partie du travail a été d'obtenir une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar dans la zone des pièges de la nouvelle enceinte à vide, de réaliser le banc laser à 780 nm permettant de réaliser les pièges magnéto-optiques à deux et trois dimensions après amplification des faisceaux maître et repompeur, pour obtenir un nuage de près d'un milliard

d'atomes au centre du PMO3D observé par absorption. La seconde partie du travail a eu pour but de piéger un maximum de ces atomes après refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire à 1070 nm. Nous avons ainsi proposé plusieurs schémas optiques et nous sommes arrêtés sur la configuration suivante : un double faisceau réservoir de 93 μm de waist chargé de collecter un grand nombre d'atomes lors des phases de compression, mélasse et dark-MOT, ainsi qu'un faisceau dimple croisé de waist 20 μm appliqué pour piéger les atomes au centre et provoquer un taux de collisions suffisamment important pour enclencher le processus de refroidissement évaporatif. Nous avons caractérisé ce processus d'évaporation en considérant la pente dans le diagramme (température, nombre d'atomes) et avons étudié l'évolution au cours du refroidissement de la densité dans l'espace des phases et du taux de collisions élastiques. Nous avons finalement obtenu un condensat de Bose-Einstein d'environ 50000 atomes à 35 nK. Nous avons présenté plusieurs preuves de l'obtention d'un condensat.

Quant au système laser pour l'interférométrie Raman, nous avons mis en place un nouveau système laser fondé sur des sources primaires à 1560 nm doublées en fréquence. Un asservissement double, utilisant les signaux de battements des faisceaux à la fois à 780 nm et à 1560 nm, a été nécessaire pour contrôler la phase relative des lasers et s'affranchir du bruit de phase accumulé dans les amplificateurs à fibre. Notre nouveau système laser a été testé à basse puissance sur le dispositif expérimental « h/m » et s'annonce prometteur pour réaliser l'interférométrie atomique sur notre nouveau dispositif expérimental.

Les perspectives à court terme sont de réaliser l'interférométrie atomique sur le condensat de Bose-Einstein, ainsi que de mesurer précisément l'effet systématique induit par les interactions inter-atomiques pour valider le modèle théorique précédemment développé dans notre équipe. Cela constituera un résultat très important pour la précision et l'exactitude des mesures réalisées dans le monde. Dans un second temps, il s'agira de réaliser une mesure locale de l'accélération de la pesanteur g en « jonglant » avec les atomes, ainsi que de déplacer précisément le nuage atomique pour effectuer la gravimétrie à différentes hauteurs espacées de plusieurs dizaines de centimètres, pour former ainsi un gradiomètre. Par la suite, il s'agira de mettre en place le schéma de séparatrices à grand transfert d'impulsion par oscillations de Bloch, combinées au schéma de double diffraction permis par les impulsions Raman. A plus long terme, l'équipe a pour objectif de

mesurer, sur ce nouveau dispositif expérimental, la constante de structure fine α par une mesure de la vitesse de recul communiquée aux atomes en utilisant les oscillations de Bloch.

Bibliographie

- [Abbott et al., 2016] Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., Abernathy, M., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., et al. (2016). Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, 116(6). [I.4.4](#)
- [Altin et al., 2013] Altin, P. A., Johnsson, M. T., Negnevitsky, V., Dennis, G. R., Anderson, R. P., Debs, J. E., Szigeti, S. S., Hardman, K. S., Bennetts, S., McDonald, G. D., Turner, L. D., Close, J. D., and Robins, N. P. (2013). Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction. *New Journal of Physics*, 15(2) :023009. [I.4.3](#)
- [Andia, 2015] Andia, M. (2015). *Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids : application aux mesures de haute précision*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie. [I.1](#), [I.2](#), [I.6](#), [IV.1](#), [IV.1](#), [IV.13](#)
- [Andia et al., 2013] Andia, M., Jannin, R., Nez, F., Biraben, F., Guellati-Khélifa, S., and Cladé, P. (2013). Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice. *Physical Review A*, 88(3). [I.2.3](#), [I.7](#), [I.8](#), [I.9](#)
- [Aoyama et al., 2012] Aoyama, T., Hayakawa, M., Kinoshita, T., and Nio, M. (2012). Tenth-order qed contribution to the electron $g-2$ and an improved value of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :111807. [I.4.1](#)
- [Azuma et al., 2015] Azuma, Y., Barat, P., Bartl, G., Bettin, H., Borys, M., Busch, I., Cibik, L., D'Agostino, G., Fujii, K., Fujimoto, H., Hioki, A., Krumrey, M., Kuetgens, U., Kuramoto, N., Mana, G., Massa, E., Meeß, R., Mizushima, S., Narukawa, T., Nicolaus, A., Pramann, A., Rabb, S. A., Rienitz, O., Sasso, C., Stock, M., Jr, R. D. V., Waseda, A., Wundrack, S., and Zakel, S. (2015). Improved measurement results for the avogadro constant using a 28 si-enriched crystal. *Metrologia*, 52(2) :360. [I.4.5](#)

- [Baillard et al., 2006] Baillard, X., Gauguet, A., Bize, S., Lemonde, P., Laurent, P., Clairon, A., and Rosenbusch, P. (2006). Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2) :609–613. [II.6](#)
- [Bali et al., 1999] Bali, S., O’Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., and Thomas, J. E. (1999). Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss. *Physical Review A*, 60(1) :R29. [II.1.1](#)
- [Barrett et al., 2001] Barrett, M. D., Sauer, J. A., and Chapman, M. S. (2001). All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters*, 87(1). [II](#)
- [Battesti et al., 2004] Battesti, R., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Grémaud, B., Nez, F., Julien, L., and Biraben, F. (2004). Bloch Oscillations of Ultracold Atoms : A Tool for a Metrological Determination of h / m Rb. *Physical Review Letters*, 92(25). [I.1.2](#)
- [Bidel et al., 2013] Bidet, Y., Carraz, O., Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., and Bresson, A. (2013). Compact cold atom gravimeter for field applications. *Applied Physics Letters*, 102(14) :144107. [I.4.3](#)
- [Bordé, 1989] Bordé, C. J. (1989). Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A*, 140 :10–12. [I.1.1](#)
- [Bouchendira et al., 2011] Bouchendira, R., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., and Biraben, F. (2011). New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics. *Physical Review Letters*, 106(8). [I.2.1](#), [I.3](#), [I.4.1](#)
- [Bouchendira et al., 2013] Bouchendira, R., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., and Biraben, F. (2013). State of the art in the determination of the fine structure constant : test of Quantum Electrodynamics and determination of h/μ . *ANNALEN DER PHYSIK*, 525(7) :484–492. [I.11](#)
- [Cadoret et al., 2008] Cadoret, M., de Mirandes, E., Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Nez, F., Julien, L., and Biraben, F. (2008). Combination of Bloch Oscillations with a Ramsey-Bordé Interferometer : New Determination of the Fine Structure Constant. *Physical Review Letters*, 101(23). [I.2.1](#)
- [Canuel et al., 2016] Canuel, B., Pelisson, S., Amand, L., Bertoldi, A., Cormier, E., Fang, B., Gaffet, S., Geiger, R., Harms, J., Holleville, D., and others (2016). MIGA : Combining laser and matter wave interferometry for mass distribution

- monitoring and advanced geodesy. In *SPIE Photonics Europe*, pages 990008–990008. International Society for Optics and Photonics. [I.4.4](#)
- [Castin and Dum, 1996] Castin, Y. and Dum, R. (1996). Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Physical Review Letters*, 77(27) :5315. [III.2.2](#)
- [Charrière et al., 2012] Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., Bidet, Y., and Bresson, A. (2012). Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations. *Physical Review A*, 85(1). [I.2.3](#)
- [Chu et al., 1986] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A., and Cable, A. (1986). Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, 57(3) :314. [II](#)
- [Cladé, 2005] Cladé, P. (2005). *Oscillations de Bloch d’atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine*. PhD thesis, UPMC Université Paris VI. [I.2](#)
- [Cladé et al., 2009] Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., and Biraben, F. (2009). Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations. *Physical Review Letters*, 102(24). [I.2.2](#), [I.4](#)
- [Cladé et al., 2006] Cladé, P., de Mirandes, E., Cadoret, M., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Nez, F. m. c., Julien, L., and Biraben, F. m. c. (2006). Precise measurement of h/m_{rb} using bloch oscillations in a vertical optical lattice : Determination of the fine-structure constant. *Phys. Rev. A*, 74 :052109. [I.2](#), [I.2.1](#)
- [Cladé et al., 2010] Cladé, P., Plisson, T., Guellati-Khélifa, S., Nez, F., and Biraben, F. (2010). Theoretical analysis of a large momentum beamsplitter using bloch oscillations. *The European Physical Journal D*, 59(3) :349–360. [I.5](#), [I.2.2](#)
- [Clément et al., 2009] Clément, J.-F., Brantut, J.-P., Robert-de Saint-Vincent, M., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T., and Bouyer, P. (2009). All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Physical Review A*, 79(6). [III.1.3](#)
- [Cohen-Tannoudji, 1997] Cohen-Tannoudji, C. (1997). Atomes ultrafroids - piègeage non dissipatif et refroidissement évaporatif. *Notes de cours, Collège de France*. [III.1.1](#)
- [Dalibard, 2006] Dalibard, J. (2006). Atomes ultra-froids. *Notes de cours, Ecole Normale Supérieure*. [III.1.1](#)

- [Davis, 2003] Davis, R. (2003). The SI unit of mass. *Metrologia*, 40(6) :299. [I.4.5](#)
- [Dickerson et al., 2013] Dickerson, S. M., Hogan, J. M., Sugarbaker, A., Johnson, D. M. S., and Kasevich, M. A. (2013). Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry. *Physical Review Letters*, 111(8). [I.4.2](#)
- [Estey et al., 2015] Estey, B., Yu, C., Müller, H., Kuan, P.-C., and Lan, S.-Y. (2015). High-Resolution Atom Interferometers with Suppressed Diffraction Phases. *Physical Review Letters*, 115(8). [I.2.1](#)
- [Faber, 2011] Faber, A. (2011). Diplmoa thesis. *Department of Physics and Astronomy, University of Heidelberg*. [II.3.4](#), [III.3.1](#), [III.4.2](#)
- [Fauquembergue, 2007] Fauquembergue, M. (2007). *Réalisation d'un dispositif de condensation de Bose-Einstein et de transport d'un échantillon cohérent d'atomes*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI. [II.1.1](#)
- [Gabrielse et al., 2006] Gabrielse, G., Hanneke, D., Kinoshita, T., Nio, M., and Odom, B. (2006). New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron g Value and QED. *Physical Review Letters*, 97(3). [I.4.1](#)
- [Gillot et al., 2016] Gillot, P., Cheng, B., Imanaliev, A., Merlet, S., and Dos Santos, F. P. (2016). The LNE-SYRTE cold atom gravimeter. In *2016 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, pages 1–3. IEEE. [I.4.3](#)
- [Grimm et al., 1999] Grimm, R., Weidemüller, M., and Ovchinnikov, Y. B. (1999). Optical dipole traps for neutral atoms. *arXiv preprint physics/9902072*. [II.3.1](#)
- [Hanneke et al., 2008] Hanneke, D., Fogwell, S., and Gabrielse, G. (2008). New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant. *Physical Review Letters*, 100(12). [I.11](#)
- [Hilico, 2014] Hilico, A. (2014). *Capteur de force à atomes piégés dans un réseau optique. Caractérisation des performances*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure. [II.1.4](#)
- [Hu et al., 2013] Hu, Z.-K., Sun, B.-L., Duan, X.-C., Zhou, M.-K., Chen, L.-L., Zhan, S., Zhang, Q.-Z., and Luo, J. (2013). Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Physical Review A*, 88(4). [I.4.3](#)

- [Jannin, 2015] Jannin, R. (2015). *Interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein : effet des interactions internes*. PhD thesis, UPMC Université Paris VI. [II.3](#), [II.26](#)
- [Jannin et al., 2015] Jannin, R., Cladé, P., and Guellati-Khélifa, S. (2015). Phase shift due to atom-atom interactions in a light-pulse atom interferometer. *Physical Review A*, 92(1). [I.3.2](#), [I.10](#)
- [Kasevich and Chu, 1991] Kasevich, M. and Chu, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical review letters*, 67(2) :181. [I.2.1](#)
- [Kasevich and Chu, 1992] Kasevich, M. and Chu, S. (1992). Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 54(5) :321–332. [I.4.3](#)
- [Kinoshita et al., 2005] Kinoshita, T., Wenger, T., and Weiss, D. S. (2005). All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap. *Physical Review A*, 71(1). [III.3.3](#)
- [Landragin, 2010] Landragin, A. (2010). *Interférométrie atomique : applications aux capteurs inertiels*. *Habilitation à diriger les recherches*. [I.4.3](#)
- [Leclerc, 1997] Leclerc, J. (1997). Techniques du vide - introduction. *Techniques de l'ingénieur*, Machines hydrauliques, aérodynamiques et thermiques(bm4000). [II.1.1](#)
- [Léonard et al., 2014] Léonard, J., Lee, M., Morales, A., Karg, T. M., Esslinger, T., and Donner, T. (2014). Optical transport and manipulation of an ultracold atomic cloud using focus-tunable lenses. *New Journal of Physics*, 16(9) :093028. [III.3.3](#)
- [MacAdam, 1992] MacAdam (1992). A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *American Journal of Physics*, 60(1098). [II.9](#)
- [Metzdorff, 2014] Metzдорff, R. (2014). Optimisation d'un collimateur pour 3d-mot - réalisation d'un piège dipolaire à l'aide de lentilles à focale variable. *Rapport de stage, Laboratoire Kastler Brossel*. [II.20](#)
- [Müller et al., 2006] Müller, H., Chiow, S.-W., Long, Q., Vo, C., and Chu, S. (2006). A new photon recoil experiment : towards a determination of the fine structure constant. *Applied Physics B*, 84(4) :633–642. [I.2.1](#)

- [Mohr et al., 2016] Mohr, P., Taylor, B., and Newell, D. (2016). The 2014 CODATA recommended values of the fundamental physical constants. *Web Version 7.1*. This database was developed by J. Baker, M. Douma, and S. Kotochigova. Available : <http://physics.nist.gov/constants> [Saturday, 16-Jul-2016 10:58:59 EDT]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899. [I.2.1](#)
- [O'Hara et al., 2001] O'Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., and Thomas, J. E. (2001). Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A*, 64(5). [III.1.1](#)
- [Peters et al., 2001] Peters, A., Chung, K. Y., and Chu, S. (2001). High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1) :25. [I.4.3](#)
- [R. L. Jepsen, 1960] R. L. Jepsen, A. B. Francis, S. L. R. . B. E. K. (1960). Stabilized air pumping with diode type getter-ion pumps. *Trans. 7th Nat'l. Sym. on Vacuum Tech., Am. Vacuum Soc. (1960) 45-50 (Pergamon Press, New York, 1961)*. [II.1.4](#)
- [Reinaudi, 2008] Reinaudi, G. (2008). *Manipulation et refroidissement par évaporation forcée d'ensembles atomiques ultra-froids pour la production d'un jet intense dans le régime de dégénérescence quantique : vers l'obtention d'un "laser à atomes continu"*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI. [II.2.6](#)
- [Rosi et al., 2014] Rosi, G., Sorrentino, F., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M., and Tino, G. M. (2014). Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms. *Nature*, 510(7506) :518–521. [I.4.3](#)
- [Steck, 2001] Steck, D. A. (2001). *Rubidium 87 D line data*. available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.0.1, 2 May 2008). [II.2.4](#), [II.2.5](#), [II.3.3](#)
- [Stock, 2013] Stock, M. (2013). Watt balance experiments for the determination of the Planck constant and the redefinition of the kilogram. *Metrologia*, 50(1) :R1–R16. [I.4.5](#)
- [Storey and Cohen-Tannoudji, 1994] Storey, P. and Cohen-Tannoudji, C. (1994). The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial. *Journal de Physique II, EDP Sciences*, 4(11). [I.1.1](#)
- [Sugarbaker, 2014] Sugarbaker, A. (2014). *Atom interferometry in a 10 m fountain*. PhD thesis, STANFORD UNIVERSITY. [I.3.2](#), [I.4.2](#), [I.4.2](#)

- [Sugarbaker et al., 2013] Sugarbaker, A., Dickerson, S. M., Hogan, J. M., Johnson, D. M. S., and Kasevich, M. A. (2013). Enhanced Atom Interferometer Readout through the Application of Phase Shear. *Physical Review Letters*, 111(11). [I.4.2](#)
- [Wang et al., 2012] Wang, M., Audi, G., Wapstra, A., Kondev, F., MacCormick, M., Xu, X., and Pfeiffer, B. (2012). The ame2012 atomic mass evaluation. *Chinese Physics C*, 36(12) :1603. [I.2.1](#)
- [Weiss et al., 1993] Weiss, D. S., Young, B. C., and Chu, S. (1993). Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry. *Physical review letters*, 70(18) :2706. [I.2.1](#)
- [Wodey, 2014] Wodey, E. (2014). Développement de nouveaux instruments pour simplifier et fiabiliser une expérience d'interférométrie atomique. *Rapport de stage, Laboratoire Kastler Brossel*. [II.11](#), [II.12](#)
- [Yoshimura, 2007] Yoshimura, N. (2007). Vacuum technology : Practice for scientific instruments. [II.1.4](#)

Sujet : Condensat de Bose-Einstein par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire pour la métrologie par interférométrie atomique

Résumé : Le travail de recherche réalisé dans le cadre de mon projet de doctorat a consisté à concevoir, construire et caractériser un nouveau dispositif expérimental fondé sur une source atomique refroidie par évaporation dans un piège dipolaire optique. Il vise à améliorer l'incertitude sur la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium, en réduisant l'effet de la phase de Gouy et de courbure du front d'onde.

Dans un premier temps, nous avons étudié différentes configurations optiques pour optimiser le taux de chargement du piège dipolaire : le faisceau de 50 W à 1070 nm est mis en forme pour constituer un double faisceau réservoir de 93 μm de waist, ainsi qu'un faisceau fin croisé de waist 20 μm . Après avoir optimisé et caractérisé le processus d'évaporation, nous avons obtenu un condensat de Bose-Einstein.

Par ailleurs, nous avons mis en place, pour l'interférométrie Raman, un nouveau système laser utilisant des sources primaires à 1560 nm doublées en fréquence. Nous avons conçu un double asservissement : il permet d'une part d'asservir en phase les deux sources laser et, d'autre part, de corriger le bruit de phase accumulé dans les amplificateurs à fibres.

Le nouveau dispositif expérimental est aujourd'hui prêt à réaliser l'interférométrie atomique sur le condensat de Bose-Einstein.

Mots clés : Métrologie, interférométrie atomique, constante de structure fine, gravimètre compact, refroidissement évaporatif, piège dipolaire, condensat de Bose-Einstein, contrôle de la phase laser.

Subject : Bose-Einstein condensate by evaporative cooling in a dipole trap applied to metrology by atom interferometry

Abstract: This research work fulfilled as part of my PhD project involved to design, build and characterise a new experimental setup based on an atom source by evaporative cooling in an optical dipole trap. It goes after the improvement of the uncertainty on the measurement of the ratio h/m between Planck's constant and the rubidium atom mass, reducing the Gouy phase and wavefront curvature.

In a first step we have studied several optical configurations to optimise the dipole trap loading: the 50 W beam at 1070 nm is shaped in a double 93 μm waist reservoir and one crossed 20 μm waist dimple. After having optimised and characterised the evaporative process, we obtained one Bose-Einstein condensate.

Furthermore, for Raman interferometry, we set up a new laser system at 1560 nm based on frequency doubling. We developed a double servo loop: on the one hand, it allows to phase lock the two laser sources, and on the other hand to correct phase noise accumulated in fibered amplifiers.

Today, our new experimental setup is ready to perform atom interferometry on a Bose-Einstein condensate.

Keywords : Metrology, atom interferometry, fine structure constant, compact gravimeter, evaporative cooling, dipole trap, Bose-Einstein condensate, laser phase control.