



HAL
open science

Condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable

Franck Pereira dos Santos

► **To cite this version:**

| Franck Pereira dos Santos. Condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT : . tel-00002267

HAL Id: tel-00002267

<https://theses.hal.science/tel-00002267>

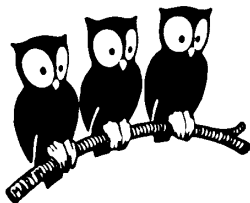
Submitted on 14 Jan 2003

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

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

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



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

présentée par
Franck PEREIRA DOS SANTOS

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

Sujet de la thèse :

CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN DE L'HELIUM METASTABLE

Soutenue le 17 janvier 2002 devant le jury composé de :

| | | |
|-----|--------------------|--------------------|
| M. | J. BAUDON | Rapporteur |
| M. | W. ERTMER | Examineur |
| M. | C. COHEN-TANNOUDJI | Président |
| M. | R. COMBESCOT | Examineur |
| Mme | M. LEDUC | Directeur de thèse |
| M. | P. PILLET | Rapporteur |

Remerciements

J'ai effectué ce travail de thèse dans l'équipe "Atomes Froids" du Laboratoire Kastler-Brossel, au Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Je voudrais ici remercier Michèle Leduc, Elisabeth Giacobino et Franck Lalöe, qui ont assuré successivement la direction du laboratoire, pour m'y avoir accueilli. J'ai pu y jouir de conditions de travail privilégiées et d'un environnement exceptionnel à plus d'un titre.

Je voudrais remercier Michèle Leduc pour m'avoir proposé ce sujet de thèse alors que j'étais étudiant en DEA, et pour m'avoir encadré pendant ces trois années de thèse malgré ses grandes responsabilités, d'abord comme directrice du laboratoire, puis comme conseillère au ministère. J'ai apprécié l'enthousiasme dont elle a toujours fait preuve, le soutien qu'elle m'a apporté aux moments les plus difficiles, et la confiance qu'elle m'a témoignée.

J'ai eu le privilège de travailler sous la supervision bienveillante de Claude Cohen-Tannoudji. Il a toujours témoigné un vif intérêt pour les progrès de l'expérience, aussi bien dans les moments peu gratifiants où il s'agissait essentiellement de serrer des boulons, que lorsque nos efforts se voyaient récompensés par de beaux résultats. J'ai pu apprécié ses grandes qualités scientifiques, d'analyse et de rigueur, au cours des nombreuses réunions que nous avons pu avoir dans son bureau, et je le remercie chaleureusement pour les encouragements qu'il n'a pas manqué de prodiguer.

Je remercie les membres de mon jury de thèse, Jacques Baudon, Wolfgang Ertmer, Pierre Pillet et Roland Combescot, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Les résultats que je vais présenter dans ce mémoire sont le fruit d'un travail considérable, qui n'a pu être effectué que grâce à l'association de nombreux talents, qu'ils soient ceux d'étudiants, de post-docs ou de visiteurs.

Lorsque j'ai commencé ma thèse, la première "équipe Helium" était constituée d'Ernst Rasel, Francesco Pavone, C. S. Unnikrishnan et Francisco Perales. J'avais déjà eu le plaisir de travailler avec Ernst pendant mon stage de DEA, alors qu'il mettait au point notre source, tout seul, dans ce qui est devenu depuis le bureau de Michèle. Le couloir du premier étage s'en souvient encore. J'ai beaucoup apprécié les qualités d'Ernst, aussi bien scientifiques qu'humaines, son enthousiasme, son esprit de camaraderie, ses talents d'expérimentateur, le soin méticuleux avec lequel il accomplit toute chose. J'ai beaucoup appris avec lui. Il formait avec Francesco Pavone un tandem facétieux, mais très efficace. Leurs compétences se complétaient au mieux, et le dispositif expérimental qui a été conçu pour cette expérience leur doit beaucoup. Je n'oublierai pas l'ambiance bon enfant qui régnait dans ce petit bureau qu'ils partageaient alors dans l'atelier d'électronique. Il était rare d'en sortir sans avoir entendu une de ces blagues que Francesco ne pouvait pas s'empêcher de raconter.

Unni est venu chaque année passer une bonne partie de son été au laboratoire, au cours de ses visites en France. Sa douceur et sa patience en font un collaborateur très

agréable, et j'ai toujours éprouvé beaucoup de plaisir à travailler avec lui. Je le remercie pour sa participation active à ce travail.

Francisco Perales a été mon compagnon de manip pendant plus de deux années. C'était un plaisir de travailler avec lui. Ses talents d'expérimentateur nous ont été précieux, surtout dans la phase de construction de l'expérience. Il m'a prouvé plusieurs fois qu'il faut persévérer, essayer encore une fois, même au moment où on est prêt à tout abandonner. J'ai aussi apprécié les discussions à la machine à café, pour l'indispensable pause-clope, sur tout et n'importe quoi, mais beaucoup sur l'inépuisable beauté des atomes métastables et l'interférométrie Stern-Gerlach. Et aussi les sorties au resto, les bières au café Oz, les parties de tarot du bout de la nuit ...

D'autres personnes sont ensuite venues prendre le relais. Alice Sinatra est restée dans notre équipe pendant un an, et a participé à la mise au point de l'imagerie et aux expériences sur le piège magnéto-optique. Son expérience de théoricienne s'est révélée très utile pour mettre au point un certain nombre de petits modèles, comme celui qui nous a permis d'interpréter quantitativement les images prises dans le PMO avec notre ancienne caméra. Junmin Wang a participé aux expériences sur la condensation pendant son séjour post-doctoral d'un an et demi dans notre équipe. Nous avons aussi eu le plaisir d'accueillir pendant un an Carl Barrelet, entre son masters à Stanford et sa thèse à Harvard. J'ai beaucoup apprécié sa bonne humeur et sa tranquillité, ainsi que la persévérance dont il a su faire preuve lorsqu'il fallait recabler un circuit électronique pour la énième fois. Nous avons aussi reçu comme visiteur pendant trois semaines Martin Zinner, qui travaille dans le groupe de Wolfgang Ertmer, à l'Université d'Hanovre, sur une expérience dont le but est de condenser le néon métastable. Je les tous remercie vivement pour leur contribution à ce travail.

Tous nos résultats doivent beaucoup à Jérémie Léonard, qui nous a rejoint comme scientifique du contingent alors que j'étais en deuxième année de thèse, et qui a pris ma succession comme thésard. C'est un "co-manip" très agréable, et très efficace. Il a su prendre en main très rapidement l'ensemble d'un dispositif expérimental relativement complexe, qui n'a pratiquement plus de secrets pour lui. Je lui souhaite, ainsi qu'à Erwan Jahier, qui a récemment rejoint l'équipe pour son année d'ATER à Paris 6, bonne chance pour la suite des expériences, qui donneront, j'en suis convaincu, de très beaux résultats.

Notre expérience n'aurait pas pu aboutir à la condensation à l'échelle de temps d'une thèse sans l'aide et l'expertise des autres équipes du laboratoire. Nous avons utilisé les programmes d'interfaçage de l'expérience et d'acquisition des images développés par Florian Schreck, qui était toujours disponible pour nous aider à déboguer ses programmes quand nous y insérions des modifications. Ses compétences en informatique sont vraiment impressionnantes. Nous nous sommes aussi beaucoup inspirés du piège magnétique construit pour l'expérience de condensation du rubidium et de l'électronique de coupure des courants développée par l'équipe lithium. A cet égard, travailler au laboratoire Kastler-Brossel et pouvoir profiter de la grande expérience qui

y a été acquise dans les domaines du refroidissement laser et du piégeage magnétique fut réellement une chance.

Je remercie tous les “grouillots” de la mezzanine pour la bonne humeur qui y a toujours régné, et pour toutes les discussions que nous avons pu avoir ensemble, qu’il s’agisse de discussions sur la physique, l’enseignement et la politique, ou de délires sans queue ni tête. Merci donc à Frédéric Chevy, Kirk Madison, Vincent Bretin, Peter Rosenbuch, à Marc-Oliver Mewes, Gabriele Ferrari, Florian Schreck, Kristan Corwin, Lev Kaikovitch, Thomas Bourdel, Julien Cubizolles. Merci aussi à Isabelle Bouchoule, Markus Holzmann et aux autres que j’oublie.

Merci à l’équipe de Pierre-Jean Nacher, à qui nous avons emprunté mille choses, que nous avons souvent gardé trop longtemps. Merci particulièrement à Emmanuel Courtade pour sa bonne humeur, ses blagues, et pour les discussions que nous avons pu avoir sur les laser et l’hélium métastable.

Un grand merci aux services techniques et administratifs du laboratoire. La réalisation du dispositif expérimental doit beaucoup aux techniciens des ateliers de mécanique, qu’ils aient participé au grand chantier qu’a constitué la construction d’une partie de l’enceinte à vide, ou qu’ils aient réalisé une des mille petites bricoles qui sont indispensables à la manip. Je voudrais remercier en premier lieu Pascal Travers, qui s’est toujours montré extrêmement disponible, puis tous les techniciens du département de physique, Xavier Dollat, Michel Quidu, Jean-Claude Paindorge, Rémi Fert, ainsi que ceux de l’atelier du LKB, Benoît Lemaire, Franck Dutertre, Stefano Lun-Kwong-Leon et Yvon Cabirou. Merci aux ingénieurs Jack Olejnik et Denis Douillet pour leur aide précieuse dans la conception des pièces qui ont été réalisées par les ateliers. Merci tout particulièrement à Didier Courtiade et Jean-François Point, sur lesquels on peut toujours compter en cas de nécessité, et qui ont toujours fait preuve d’une extraordinaire efficacité.

L’ensemble de l’électronique de l’expérience a été réalisée par l’atelier du laboratoire. Je voudrais remercier André Clouqueur et Patrick Giron pour la conception et la réalisation de nos boîtes. Et surtout Lionel Pérennes, qui s’est toujours montré très disponible, en dépit du planning souvent très chargé de l’atelier, et qui m’a toujours témoigné sa sympathie, ce que j’ai particulièrement apprécié.

Je tiens aussi à remercier l’ensemble des secrétaires du laboratoire, Geneviève Piard, Zohra Ouassyoun, Corinne Palescandolo et Nicole Neveux, pour leur disponibilité, pour l’aide qu’elles m’ont toujours apportée dans mes démarches administratives, et pour la patience infinie dont elles font preuve à l’égard des gens qui oublient pour la énième fois de monter un bon de livraison.

Pendant ma thèse, j’ai eu la chance d’enseigner en première année de DEUG à Paris 6, en tant que moniteur. Je voudrais remercier les professeurs Lucile Julien, puis Marguerite Quilichini pour m’avoir accueilli dans leur équipe.

Je tiens aussi à remercier mes parents, pour m’avoir donné le goût des études,

et m'avoir toujours soutenu dans mes choix. Je voudrais remercier plus largement l'ensemble de ma famille, que j'ai eu le plaisir de voir assister à ma soutenance. Je remercie aussi mes amis pour leur soutien, et pour l'intérêt (incompréhensible!) qu'ils éprouvent pour les condensats de Bose-Einstein.

Merci surtout à Céline.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 13 |
| 1 Les collisions froides entre atomes d'He* | 19 |
| 1.1 L'hélium métastable | 19 |
| 1.2 Interaction entre atomes métastables | 21 |
| 1.3 Les collisions élastiques | 22 |
| 1.3.1 Calcul de la section efficace de collision | 23 |
| 1.3.2 Collisions élastiques et refroidissement évaporatif | 25 |
| 1.4 Les collisions Penning | 27 |
| 1.4.1 Les collisions S-S | 27 |
| 1.4.2 Influence de la polarisation des spins | 29 |
| 1.4.3 Les collisions S-P | 29 |
| 1.5 Autres collisions élastiques et inélastiques | 31 |
| 1.5.1 Les collisions à trois corps | 31 |
| 1.5.2 Les collisions secondaires | 32 |
| 1.5.3 Phénomènes d'avalanche | 32 |
| 1.6 Conclusion | 33 |
| 2 Le dispositif expérimental | 35 |
| 2.1 La source d'atomes métastables | 35 |
| 2.1.1 Principe de fonctionnement | 35 |
| 2.1.2 Dessin de la source utilisée | 37 |
| 2.1.3 Mesure du flux et de la distribution de vitesse longitudinale | 39 |
| 2.1.4 Choix du courant de décharge et de la pression d'hélium | 40 |
| 2.2 Le système à vide | 42 |
| 2.3 Le système laser | 42 |
| 2.3.1 La source laser | 43 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.3.2 | L'amplificateur à fibre | 43 |
| 2.3.3 | Le dispositif laser | 44 |
| 3 | Manipulation du jet d'atomes métastables | 47 |
| 3.1 | Géométrie de l'expérience et trajet du jet atomique | 47 |
| 3.2 | Collimation | 48 |
| 3.2.1 | Configuration des faisceaux laser | 48 |
| 3.2.2 | Temps de vol du jet collimaté | 49 |
| 3.2.3 | Profil transverse du jet collimaté | 50 |
| 3.2.4 | Influence du courant et de la pression de la source | 50 |
| 3.2.5 | Gain en fonction du courant de la décharge | 52 |
| 3.2.6 | Efficacité de la collimation | 52 |
| 3.2.7 | Gain en fonction de la puissance des faisceaux laser | 53 |
| 3.3 | Déflexion du jet | 54 |
| 3.3.1 | Utilisation de la pression de radiation | 54 |
| 3.3.2 | Influence du rayon de courbure | 55 |
| 3.3.3 | Efficacité de la déflexion | 55 |
| 3.3.4 | Temps de vol du jet collimaté et défléchi | 56 |
| 3.4 | Ralentissement | 56 |
| 3.4.1 | Les deux ralentisseurs | 56 |
| 3.4.2 | Mesure de la distribution en vitesse du jet atomique | 58 |
| 3.4.3 | Effet des faisceaux du PMO | 59 |
| 3.4.4 | Utilisation du faisceau repompeur | 64 |
| 3.5 | Conclusion | 65 |
| 4 | Le piège magnéto-optique | 69 |
| 4.1 | Dispositif expérimental | 69 |
| 4.2 | La détection | 70 |
| 4.2.1 | L'imagerie d'absorption | 70 |
| 4.2.2 | Dispositif expérimental de détection | 71 |
| 4.2.3 | Remarques | 71 |
| 4.3 | Performances | 72 |
| 4.3.1 | Paramètres du PMO | 72 |
| 4.3.2 | Caractéristiques du PMO | 72 |
| 4.3.3 | Effet du repompeur | 75 |
| 4.4 | Un jeu de paramètres plus exotiques | 76 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.5 | Les collisions Penning | 77 |
| 4.5.1 | Protocole expérimental | 78 |
| 4.5.2 | Mesure de la constante de taux de pertes β | 83 |
| 4.5.3 | Un modèle simple | 85 |
| 4.5.4 | Conclusion | 85 |
| 5 | Piègeage magnétique et refroidissement évaporatif | 87 |
| 5.1 | Le piègeage magnétique | 87 |
| 5.1.1 | Principe | 87 |
| 5.1.2 | Piège de Ioffé-Pritchard | 88 |
| 5.1.3 | Piège harmonique contre piège semi-linéaire | 89 |
| 5.1.4 | Le suivi adiabatique | 89 |
| 5.1.5 | L'adaptation du piège | 90 |
| 5.1.6 | La compression adiabatique | 91 |
| 5.2 | Le refroidissement évaporatif | 92 |
| 5.2.1 | Principe | 93 |
| 5.2.2 | Critère d'emballement | 93 |
| 5.2.3 | Réalisation pratique | 94 |
| 6 | Le piège magnétique | 95 |
| 6.1 | Dispositif expérimental | 95 |
| 6.1.1 | Les bobines du piège | 95 |
| 6.1.2 | Mesure du champ magnétique | 99 |
| 6.1.3 | Le circuit électrique | 99 |
| 6.1.4 | Le champ parasite induit | 101 |
| 6.1.5 | Comment réaliser les mesures d'absorption ? | 102 |
| 6.2 | Le transfert à partir du PMO | 105 |
| 6.3 | Les fréquences d'oscillation du piège | 110 |
| 6.4 | Le temps de vie du nuage dans le piège | 112 |
| 6.4.1 | Une première mesure | 112 |
| 6.4.2 | Influence de la pression résiduelle d'hélium | 113 |
| 6.4.3 | Mesure avec une vanne UHV fermée | 114 |
| 6.4.4 | Temps de vie dans les conditions typiques | 115 |
| 7 | La condensation | 119 |
| 7.1 | Thermalisation | 119 |

| | | |
|--|---|------------|
| 7.2 | La rampe d'évaporation | 121 |
| 7.3 | La mesure du nombre d'atomes | 125 |
| 7.4 | Le condensat | 126 |
| 7.4.1 | Mise en évidence | 126 |
| 7.4.2 | Température critique | 129 |
| 7.4.3 | Calibration du nombre d'atomes | 130 |
| 7.4.4 | Mesure de la longueur de diffusion | 132 |
| 7.4.5 | Temps de vie du condensat | 133 |
| 7.5 | Conclusion et perspectives | 135 |
| Conclusion | | 137 |
| A Appendice : Absorption dans l'onde stationnaire | | 139 |
| B Appendice : Piège semi-linéaire | | 145 |
| B.1 | Quelques considérations d'ordre thermodynamique | 145 |
| B.2 | Potentiel magnétique | 146 |
| B.3 | Piège harmonique | 146 |
| B.4 | Piège semi-linéaire | 147 |
| B.5 | Compression adiabatique | 147 |
| B.5.1 | Température finale | 148 |
| B.5.2 | Densité atomique | 148 |
| B.5.3 | Taux de collisions élastiques | 149 |
| C Appendice : Refroidissement évaporatif | | 151 |
| C.1 | Dynamique de l'évaporation | 151 |
| C.2 | Evaporation dans un piège semi-linéaire | 153 |
| C.3 | Remarques | 153 |

Introduction

La condensation de Bose-Einstein d'un gaz dilué a été observée pour la première fois sur des atomes alcalins en 1995 [1, 2, 3], presque simultanément par trois groupes américains qui ont atteint le régime quantique dégénéré sur des échantillons gazeux de ^{87}Rb , de ^{23}Na , et de ^7Li . Trois ans plus tard, l'hydrogène [4] franchissait à son tour le seuil, tout comme le potassium ^{41}K , tout récemment [5]. En quelques années seulement, ce champ de recherche s'est développé d'une façon spectaculaire, aussi bien du point de vue expérimental que théorique, et s'est élargi à la recherche de manifestation des effets de dégénérescence aussi bien avec les fermions [6, 7, 8] qu'avec les bosons. Comparés à l'hélium superfluide, ces gaz dégénérés présentent l'avantage de constituer des systèmes relativement simples. Cependant, même si le gaz est très dilué, la densité atomique est en général suffisamment élevée pour que les interactions entre atomes jouent un rôle fondamental. Il est toutefois possible de décrire l'effet de ces interactions à l'aide d'une théorie de champ moyen, alors que dans l'hélium superfluide, la présence de fortes interactions rend la description du système beaucoup plus difficile. De nombreuses expériences ont illustré le caractère particulier de ce nouvel état de la matière. Une application spectaculaire de ces condensats de Bose-Einstein est la réalisation de jets de matière cohérents, analogues matériels du laser, qui peuvent se révéler d'intéressantes sources pour l'optique atomique [9, 10, 11, 12].

L'importance de ce nouveau domaine de recherche a été consacrée tout récemment par l'académie Nobel, qui a attribué le Prix Nobel de physique 2001 à Eric Cornell, Carl Wieman, et Wolfgang Ketterle pour leur découverte de la condensation de Bose-Einstein dans les gaz dilués.

La condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable : un pari

Jusqu'à peu, seuls des atomes alcalins avaient été condensés, mais de nombreux laboratoires dans le monde tentent d'appliquer à d'autres éléments les techniques utilisées pour atteindre la condensation de Bose-Einstein avec les alcalins. Parmi ceux là, les gaz rares dans leurs états métastables se révèlent des candidats intéressants et originaux. Leur spécificité, qui les rend attirants mais aussi difficiles à manipuler, réside en la très grande énergie interne qu'ils possèdent, de l'ordre de plusieurs eV. Pour des atomes

dans un nuage ultra-froid, cette énergie électronique est très grande devant l'énergie externe, liée au mouvement : à une température de l'ordre du μK , le rapport entre énergie interne et énergie cinétique est de l'ordre de 10^{10} . Cette énergie peut être libérée quand l'atome métastable entre en collision avec une surface, qu'elle soit métallique ou diélectrique. Un électron peut ainsi être arraché de la surface par effet Auger. Cette propriété rend possible une détection des atomes métastables avec une très grande efficacité, puisqu'on peut multiplier les électrons ainsi arrachés avec un multiplicateur d'électrons ("channeltron"), ou une galette à micro-canaux. On peut alors détecter les atomes un par un, avec une assez bonne résolution spatiale (de l'ordre de quelques dizaines de microns) et une très bonne résolution temporelle (quelques ns typiquement). Cela ouvre la voie à des expériences difficiles à mener avec des atomes alcalins, comme par exemple l'étude expérimentale directe des fonctions de corrélation qui permettent de caractériser les propriétés de cohérence des condensats [10, 13, 14, 15, 16, 17], ou encore l'étude de condensats contenant un petit nombre d'atomes, afin d'étudier les effets de champ moyen ou de nombre fini de particules.

Les atomes d'hélium métastable (He^*) ont une énergie interne tellement élevée, de l'ordre de 20 eV, qu'ils peuvent ioniser très efficacement tout atome ou molécule à l'état fondamental lors d'une collision, à l'exception de l'hélium et du néon, dont les seuils d'ionisation sont plus grands que 20 eV. Lorsqu'un atome d'hélium métastable rencontre un autre partenaire, il peut lui arracher un électron, et se désexciter, conformément à la réaction (1), où X peut être un autre atome d'hélium métastable, une molécule ou un atome quelconque.



Cette réaction est appelée ionisation Penning.

On peut tirer parti de cette forte réactivité pour utiliser les atomes métastables comme sonde de surface [18]. Ils peuvent aussi se révéler intéressants pour des expériences de lithographie atomique, parce qu'on peut les utiliser pour détruire sélectivement des molécules [19, 20, 21] et imprimer ainsi des surfaces sensibles. Mais cette fragilité des atomes métastables vis-à-vis de collisions entre eux ou avec d'autres partenaires pose la question de la stabilité d'un gaz dense d'atomes métastables : survit-il assez longtemps pour qu'on puisse l'amener au seuil de condensation ?

Parmi les gaz rares, l'hélium 4 est un candidat particulièrement intéressant. Cet atome dans son état métastable triplet 2^3S_1 possède une durée de vie exceptionnellement longue, de l'ordre de 8000 s : on peut le considérer comme stable vis-à-vis de la désexcitation radiative à l'échelle de temps où nous l'observons. Mais ce qui a fait de lui un bon candidat, c'est d'abord l'existence de prédictions théoriques relatives aux taux de collisions élastiques et inélastiques.

Il existe des prédictions théoriques prévoyant que les collisions inélastiques entre deux atomes métastables d'hélium, qui peuvent se révéler une importante source de pertes dans les expériences où le gaz est piégé, se produisent à des taux suffisamment

faibles pour rendre l'obtention d'un condensat possible, dès lors que l'échantillon gazeux est polarisé de spin. C'est là un point particulièrement remarquable, lié à la conservation du spin pendant la collision. Si le spin électronique était un bon nombre quantique, les collisions Penning entre atomes métastables seraient totalement interdites dans un échantillon polarisé, parce que le spin électronique total dans le membre de gauche de la réaction (1) est 2, alors que le spin total des produits de la réaction est au plus 1. On s'attend donc à observer une réduction du taux de collision Penning dans un échantillon polarisé. En 1972, des mesures à température ambiante dans une cellule à décharge [22] ont montré que le taux de collision entre atomes d'hélium métastable est réduit d'au moins un ordre de grandeur lorsque les atomes sont polarisés par pompage optique. Cet argument de conservation de spin est a priori valable pour tous les atomes de gaz rares dans leurs états métastables. Mais, le spin électronique n'est pas forcément conservé pendant la collision, parce que les atomes interagissent par l'intermédiaire de couplages de type spin-spin ou spin-orbite. Des mesures de taux de collisions dans des pièges magnéto-optiques de xénon [23], et de krypton [24] ont révélé qu'il n'y a pas de réduction notable du taux de collisions lorsque les atomes sont polarisés. Dans le système He^*-He^* , le spin total n'est pas conservé dans la collision, parce que les spins électroniques peuvent relaxer, principalement à cause d'une faible interaction de type spin-spin. Les références [25, 26] prédisent, compte tenu de cette interaction, que les constantes de taux de collisions inélastiques entre atomes métastables polarisés sont tout de même réduites de quatre ordres de grandeur par rapport au cas où ils ne sont pas polarisés.

En outre, la longueur de diffusion, paramètre qui caractérise complètement les collisions élastiques à basse température, a été calculée dans [25, 26]. Elle a été trouvée positive et relativement grande, ce qui devrait assurer d'une part la stabilité du condensat, et d'autre part la possibilité d'appliquer la seule technique connue qui permette d'atteindre le régime dégénéré, le refroidissement évaporatif.

Il faut mentionner que plusieurs équipes ont relevé le défi de la condensation de Bose-Einstein de gaz rares. La première fut celle de Wim Vassen et Wim Hogervorst, à Amsterdam, qui a commencé à construire une expérience sur l'hélium métastable dès 1995 [27, 28]. Deux équipes lui ont emboîté le pas un ou deux ans plus tard, celle d'Alain Aspect à l'Institut d'Optique, à Orsay, et la nôtre, au laboratoire Kastler-Brossel, à Paris. D'autres équipes ont le projet de condenser le néon métastable, comme celle de Wolfgang Ertmer, à Hanovre, et celle de Hermann Beijerinck, à Eindhoven. L'atome de néon métastable a comme propriété d'avoir une durée de vie relativement longue, de l'ordre de 20 s, ce qui peut suffire pour atteindre la condensation. Et il existe aussi des prédictions théoriques encourageantes sur l'inhibition des collisions inélastiques pour ces atomes s'ils sont polarisés [29]. Par contre, la longueur de diffusion n'est pas connue : il n'existe ni mesure, ni prédiction théorique.

Un autre intérêt de l'hélium est qu'il existe sous deux formes isotopiques stables, ${}^4\text{He}$, bosonique, et ${}^3\text{He}$, fermionique. Il peut être intéressant d'étudier aussi les pro-

priétés collisionnelles de ^3He , ou du mélange ^3He - ^4He , de réaliser le refroidissement sympathique de ^3He par ^4He , et d'atteindre le régime dégénéré pour ^3He . Toutefois, il semble qu'il faille renoncer à l'idée d'atteindre la transition BCS avec un gaz dégénéré d' ^3He , puisqu'il faudrait former des paires d'atomes dans des états de spins opposés, qui sont instables à cause des collisions Penning, dont les taux sont extrêmement élevés pour des atomes non polarisés.

Mentionnons enfin le fait que l'atome d'hélium est un atome relativement simple, ce qui le rend intéressant d'un point de vue métrologique. Des mesures précises des transitions entre différents niveaux de la structure fine des niveaux triplets 2P de l'hélium 4 ont été réalisés [30, 31, 32], ce qui permet d'établir des comparaisons avec des prédictions théoriques, et fournit une mesure de la constante de structure fine α . L'équipe hollandaise de Wim Hogervorst s'est lancée dans la conception d'une horloge à ^3He , afin de réaliser une mesure précise de l'écart hyperfin de l'état fondamental.

Notre équipe à l'ENS, actuellement dirigée par Michèle Leduc et Claude Cohen-Tannoudji, a en fait commencé à travailler sur l'atome d'hélium métastable il y a déjà plus de 10 ans. L'hélium, par sa faible masse, et donc sa grande énergie de recul, était le candidat idéal pour l'étude du refroidissement sub-recul, par la méthode du Piégeage Cohérent de Populations Sélectif en Vitesse, plus connue sous l'acronyme anglais de VSCPT. Cette technique de refroidissement a permis d'obtenir les températures les plus basses jamais atteintes, de l'ordre de quelques nK [33]. Malheureusement, cette technique est relativement peu efficace lorsqu'elle est appliquée à un gaz en trois dimensions : seul un petit nombre d'atomes peut être refroidi jusqu'à ces températures extrêmes. Le gain dans l'espace des phases par rapport à un simple piège magnéto-optique est alors relativement faible [34], de l'ordre de 70 [35, 36], ce qui est insuffisant pour atteindre la condensation de Bose-Einstein.

Malgré le peu de crédit qu'on peut en général accorder aux prédictions théoriques relatives aux taux de collisions élastiques et inélastiques, le pari de la condensation de Bose-Einstein méritait d'être tenté. Nous avons donc conçu une nouvelle expérience, qui utilise les mêmes techniques que celles développées pour condenser les atomes alcalins : le piégeage magnétique et le refroidissement évaporatif. Pour que le refroidissement évaporatif se montre efficace, il faut typiquement démarrer avec un échantillon de gaz piégé magnétiquement dans lequel le taux de collisions moyen est de l'ordre de quelques collisions par seconde. Si l'on se fie à la prédiction théorique de [25] sur la longueur de diffusion, et qu'on admet que la température initiale du gaz est de l'ordre de 1mK, il faut une densité initiale de l'ordre de 10^{10} at/cm³, ce qui nécessite, dans un piège magnétique de raideur standard, un nombre d'atomes piégés de l'ordre de 10^8 . Afin d'obtenir un piège magnéto-optique contenant le plus grand nombre d'atomes possible, il a fallu alors reconstruire le dispositif expérimental dans son intégralité. L'ancien dispositif ne permettait de capturer que quelques 10^5 atomes, ce qui était insuffisant [37]. Pour disposer d'un jet atomique plus intense, une nouvelle source d'hélium métastable a été développée en 1997-1998. Nous avons commencé à assembler cette expérience en

octobre 1998. Après deux ans et demi de travail, nous avons obtenu la condensation de l'hélium métastable [38], quelques jours après sa première observation à l'Institut d'Optique dans l'équipe d'Alain Aspect [39]. C'est ce travail que je vais maintenant présenter dans ce mémoire de thèse.

Plan de la thèse

Ce mémoire se compose de plusieurs parties. La première est consacrée à la présentation de l'hélium métastable, à la physique des collisions élastiques et inélastiques à basse température. La deuxième présente le dispositif expérimental de l'expérience, de la mise au point d'une source d'atomes métastables à l'obtention d'un jet intense ralenti, et détaille le système à vide et le dispositif laser que nous avons utilisés. Puis le troisième chapitre est consacré au piège magnéto-optique. On y trouvera des détails sur sa conception, des résultats sur ses performances, ainsi qu'une étude des taux de pertes que nous y avons mesurés. Le chapitre suivant aborde quelques aspects théoriques relatifs au piégeage magnétique et au refroidissement évaporatif. Nous présentons ensuite le piège magnétique que nous avons conçu, et les résultats obtenus sur le transfert et sur la durée de vie du nuage dans le piège. Enfin, le dernier chapitre est consacré aux résultats du refroidissement évaporatif, et aux premières mesures que nous avons faites sur le condensat de Bose-Einstein ainsi obtenu.

Chapitre 1

Les collisions froides entre atomes d'He métastables

1.1 L'hélium métastable

Pour les gaz rares, à la différence des alcalins, les isotopes les plus abondants ont un spin nucléaire nul, et donc pas de structure hyperfine, comme c'est le cas pour l'isotope 4 de l'hélium, qui est un boson. Les premiers niveaux électroniques de l'hélium 4 sont représentés sur la figure 1.1. L'excitation des atomes de gaz rares par des transitions optiques à partir de l'état fondamental est difficile, parce qu'elle nécessiterait l'utilisation de laser émettant dans l'UV lointain. Elle peut néanmoins se faire par bombardement électronique. Ces atomes de gaz rares ont la particularité de posséder parmi leurs premiers niveaux excités des états de très longue durée de vie, et qu'on appelle pour cette raison métastables. Ils peuvent être utilisés comme des niveaux fondamentaux effectifs pour des expériences de refroidissement laser.

L'hélium 4 possède deux niveaux métastables, un niveau triplet 2^3S_1 , et un niveau singulet 2^1S_0 . Ici, nous nous intéressons plus particulièrement au niveau métastable 2^3S_1 , qui se trouve 19.8 eV au dessus de l'état fondamental, 1^1S_0 . Moos et Woodworth ont mesuré un taux de transition de cet état métastable 2^3S_1 vers l'état fondamental de $1.10(33) \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ [41]. Cette mesure est en accord avec des calculs théoriques qui prédisent un taux de transition de $1.272 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ [42, 43], ce qui correspond à une durée de vie de 7860 s. Cet état ne peut se désexciter radiativement que par une transition de type dipolaire magnétique, ce qui explique sa très longue durée de vie. Mais, en raison de sa très grande énergie interne, supérieure au seuil d'ionisation de presque tous les atomes, il peut aussi se désexciter par collisions avec un autre atome, ou une molécule, ou encore une surface. On trouvera des détails sur ces collisions un peu plus loin. Au dessus de cet état triplet, se trouve le premier état triplet P, 2^3P , qui possède une structure fine, 2^3P_2 , 2^3P_1 et 2^3P_0 . Le refroidissement laser s'effectue sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$. La longueur d'onde correspondant à cette transition

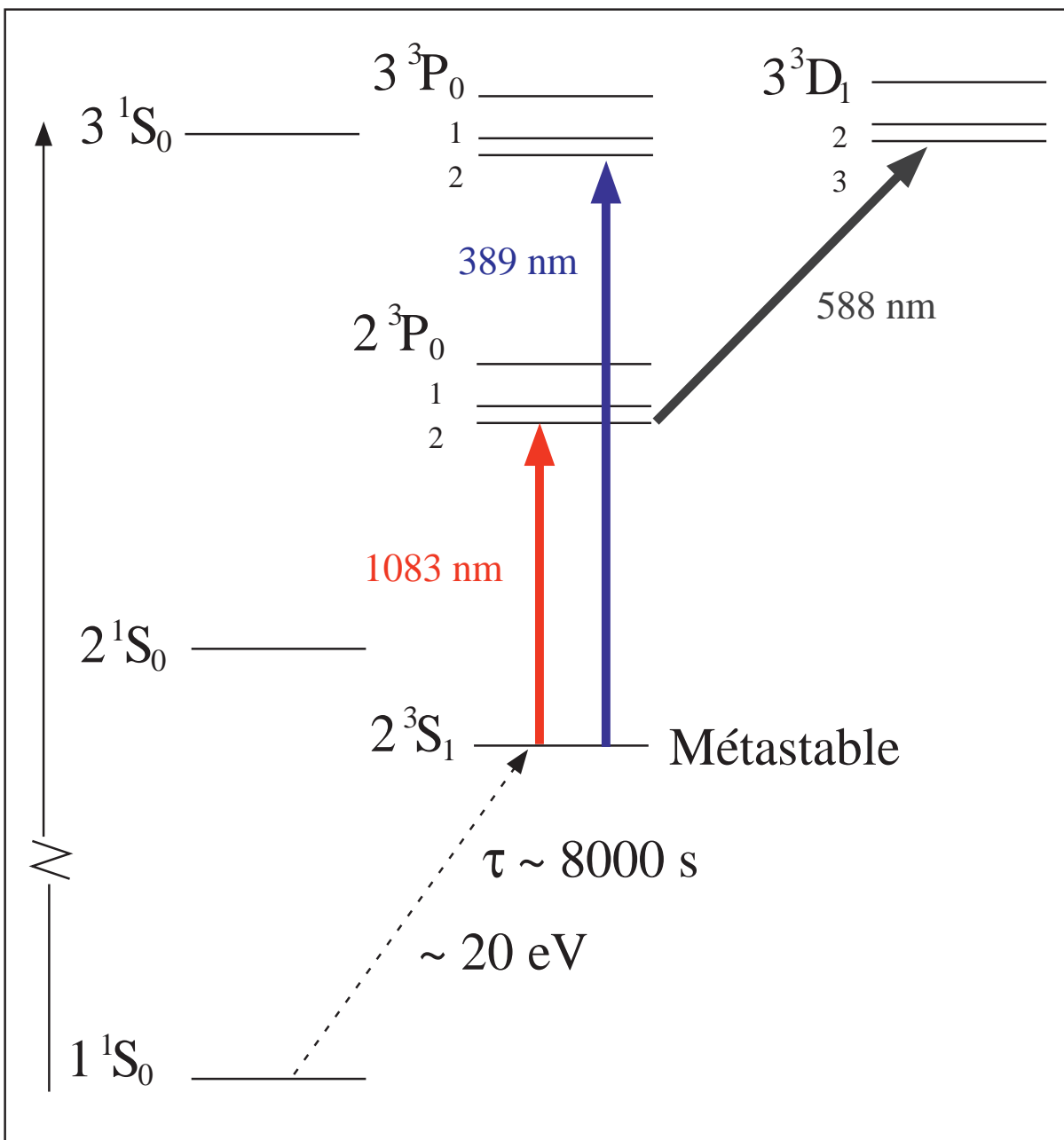


FIG. 1.1 – Quelques niveaux de la structure électronique de l'hélium 4.

est $1.083\mu\text{m}$. La durée de vie de l'état excité est de $\tau = 98$ ns, ce qui correspond à une largeur naturelle $\Gamma/2\pi = 1.6$ MHz. La transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ a aussi été utilisée pour des expériences de refroidissement sub-recul (VSCPT), pratiquées à l'ENS sur le montage expérimental que nous avons remplacé au début de cette thèse.

Notons qu'on peut aussi exciter l'état métastable triplet avec la raie $2^3S_1 \rightarrow 3^3P$ à 389 nm, ou encore exciter le niveau 2^3P vers le niveau 3^3D , à 588 nm : c'est ce qu'a fait une équipe japonaise [40] pour mesurer la fluorescence d'un piège magnéto-optique d'hélium métastable.

1.2 Interaction entre atomes métastables

Une paire d'atomes d'hélium métastables dans l'état 2^3S_1 est constituée de deux atomes de spin électronique 1. Elle possède donc un spin total 0, 1 ou 2. Elle interagit par l'intermédiaire de trois potentiels inter-atomiques, $^5\Sigma_g^+$, $^3\Sigma_u^+$ et $^1\Sigma_g^+$, qui correspondent à l'énergie d'interaction d'états électroniques différents. Ces états ont tous les trois une projection du moment angulaire électronique le long de l'axe des noyaux qui est nulle. Ils diffèrent cependant par leur spin électronique total et leurs propriétés de symétrie. Les trois potentiels d'interaction sont représentés sur la figure 1.2.

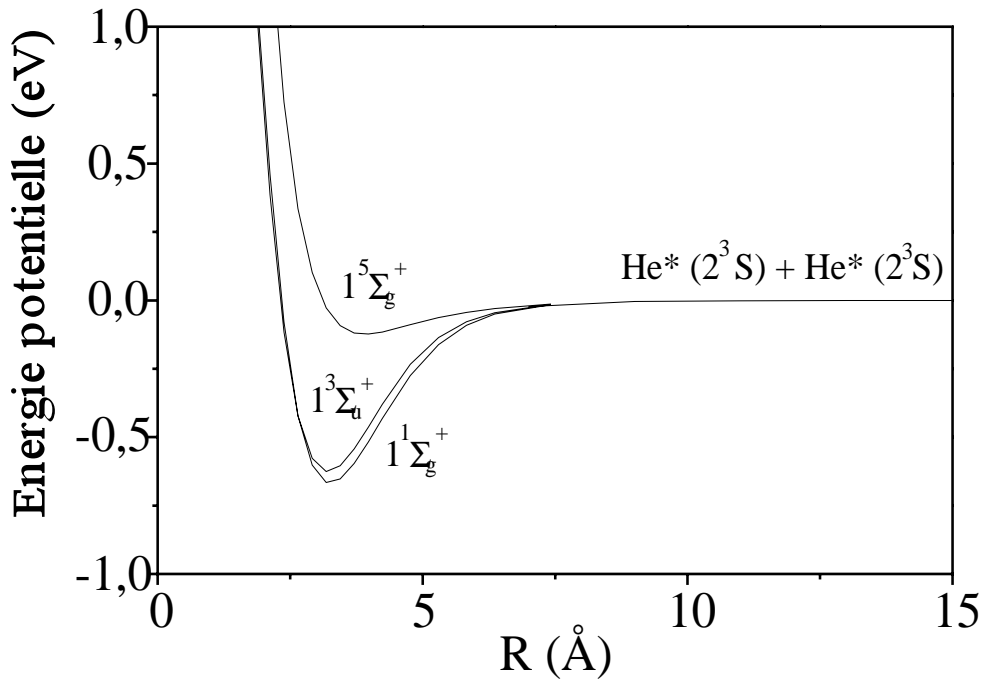


FIG. 1.2 – Les trois potentiels d'interaction pour une paire d'atomes métastables. R est la distance inter-atomique.

Des expériences de collisions entre atomes métastables ont été effectuées en 1987 par Müller *et al.* [44]. Les auteurs ont utilisés deux jets thermiques croisés d'atomes d'hélium métastable, ce qui permet d'étudier les collisions à une énergie moyenne de $E = 61$ meV. Ils ont aussi étudié les collisions entre atomes métastables au sein du même jet, ce qui permet d'accéder à des énergies de collision plus faibles, $E = 1.6$ meV en moyenne. Les mesures des sections efficaces différentielles permettent alors de déterminer avec une précision relativement bonne (de l'ordre de 1 %) les potentiels inter-atomiques. On trouve aussi dans la littérature des données provenant de calculs purement théoriques : Stärck et Meyer ont calculé le potentiel ${}^5\Sigma_g^+$ avec une précision de 0.5 % pour la partie répulsive et 1 % pour la partie attractive [45].

A longue distance, les trois potentiels inter-atomiques se confondent. La forme asymptotique du potentiel est de la forme

$$V(R) = -\frac{C_6}{R^6} - \frac{C_8}{R^8} - \frac{C_{10}}{R^{10}} \quad (1.1)$$

où R est la distance inter-atomique. Les coefficients du développement multipolaire les plus précis qui soient disponibles pour le système $\text{He}(2^3S_1)+\text{He}(2^3S_1)$ proviennent de calculs théoriques effectués par Yan et Babb [46] : $C_6 = 3276.680$ u.a., $C_8 = 210566.55$ u.a. et $C_{10} = 21786760$ u.a.. Le terme en C_6/R^6 , dominant à longue distance, est le terme d'attraction de Van der Waals.

On peut déterminer à l'aide de ce potentiel asymptotique la hauteur de la barrière centrifuge pour l'onde partielle $l = 1$. Pour en obtenir un ordre de grandeur, on peut négliger les termes en C_8/R^8 et C_{10}/R^{10} . On trouve que la hauteur de la barrière centrifuge correspond à une énergie de l'ordre de 10 mK. Or, la température de l'échantillon d'hélium métastable que nous manipulons est au plus de l'ordre du mK. L'énergie de collision est plus petite que la barrière centrifuge de l'onde partielle $l = 1$, seule l'onde partielle $l = 0$ contribue à la section efficace de collision : les collisions (élastiques ou inélastiques) ont lieu dans le régime des collisions en onde s.

En outre, dans le régime de l'onde s, il n'y a pas d'interaction par le potentiel ${}^3\Sigma_u^+$. En effet, la fonction d'onde électronique des deux atomes est impaire sous l'échange des deux noyaux, et la parité de la fonction d'onde relative des deux noyaux est $(-1)^l$ pour l'onde partielle l . Or, d'après le postulat de symétrisation, la fonction d'onde totale doit être paire sous l'échange des deux noyaux parce que ce sont des bosons identiques de spin 0. Cela impose que l soit impair. Donc, dans le régime de l'onde s, les atomes n'interagissent que par l'intermédiaire des potentiels ${}^1\Sigma_g^+$ et ${}^5\Sigma_g^+$.

1.3 Les collisions élastiques

Les collisions élastiques entre atomes métastables jouent un rôle important dans les expériences décrites dans cette thèse. Dans le régime des collisions en onde s, la section efficace de collision entre atomes métastables est isotrope. A la limite d'une énergie

de collision nulle, elle est donnée par $\sigma_0 = 8\pi a^2$, où a est la longueur de diffusion. Si l'hélium métastable apparaît comme un bon candidat, c'est entre autre parce qu'il existe une prédiction théorique sur la longueur de diffusion.

1.3.1 Calcul de la section efficace de collision

La référence [26] calcule la constante de taux de collisions en fonction de la température pour des atomes d'hélium métastable polarisés. Cette constante de taux de collision est définie par $\alpha_{el} = \langle \sigma v_r \rangle$, c'est-à-dire le produit de la section efficace de collision par la vitesse relative entre deux atomes moyenné sur la distribution en énergie.

$$\alpha_{el} = \langle \sigma v_r \rangle = \left(\frac{m}{4\pi k_b T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{mv_r^2}{4k_b T}\right) \sigma(v_r) v_r 4\pi v_r^2 dv_r \quad (1.2)$$

On a reproduit ici sur la figure 1.3 certains des résultats de la référence [26]. On y trouve notamment le résultat du calcul de la constante de taux de collisions élastiques α_{el} en fonction de la température.

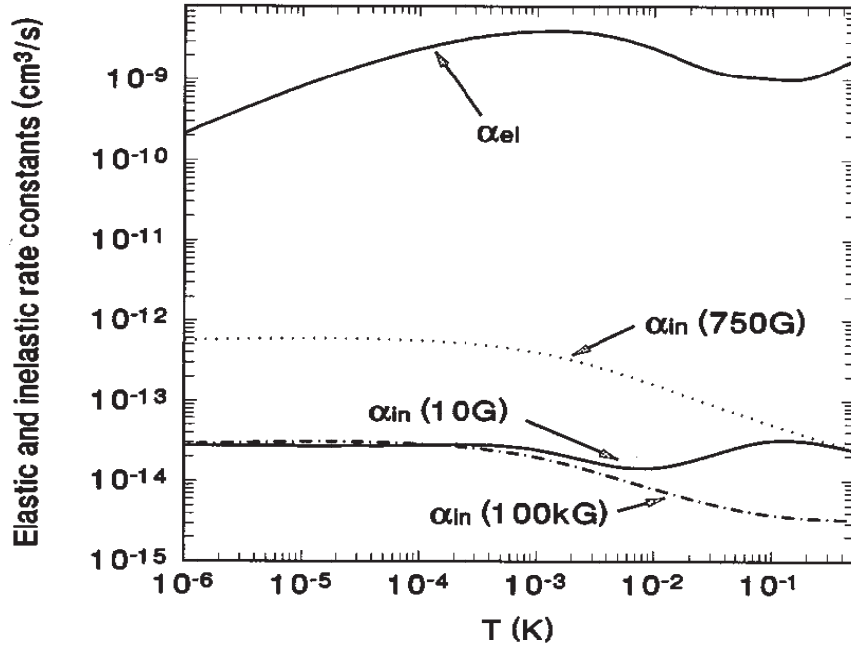


FIG. 1.3 – Constantes de taux de collisions élastiques (α_{el}) et inélastiques (α_{in}) en fonction de la température T pour des atomes polarisés. La courbe du haut correspond à α_{el} , et les trois courbes du bas à α_{in} dans des champs magnétiques $B = 10$ G, $B = 750$ G, et $B = 100$ kG. Avec la permission des auteurs de la référence [26].

Le calcul de la constante de taux de collisions élastiques donne $\alpha_{el} \simeq 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ à une température de $1 \mu\text{K}$. A cette température, la section efficace est pratiquement constante (elle ne dépend pas de l'énergie de collision) et vaut σ_0 , si bien que $\alpha_{el} = \sigma_0 \langle v_r \rangle$. On en tire une valeur de la longueur de diffusion $a \simeq 8.8 \text{ nm}$. Cette valeur élevée de la longueur de diffusion est due à la présence d'un niveau faiblement lié dans le potentiel ${}^5\Sigma_g^+$ (son énergie de liaison est de l'ordre de quelques mK), ce qui conduit à une résonance de diffusion à basse énergie. Aux énergies de collision plus élevées ($E > 100 \mu\text{K}$), la section efficace de collision acquiert une dépendance en énergie, et s'écrit

$$\sigma(k) = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (1.3)$$

où k est le vecteur d'onde relatif et vaut $k = mv_r/2\hbar$. La constante de taux de collisions élastiques α_{el} varie comme \sqrt{T} à suffisamment basse température, est maximale pour une température $T \simeq 2 \text{ mK}$, puis décroît en $1/\sqrt{T}$ pour des températures plus élevées (voir figure 1.3), conformément à ce qu'on attend pour une résonance de diffusion à basse énergie. Elle continue de décroître jusqu'à environ 100 mK , en dépit du fait que pour de telles énergies de collision, comparable à l'énergie de la barrière centrifuge pour $l = 2$, la contribution de l'onde partielle d est importante.

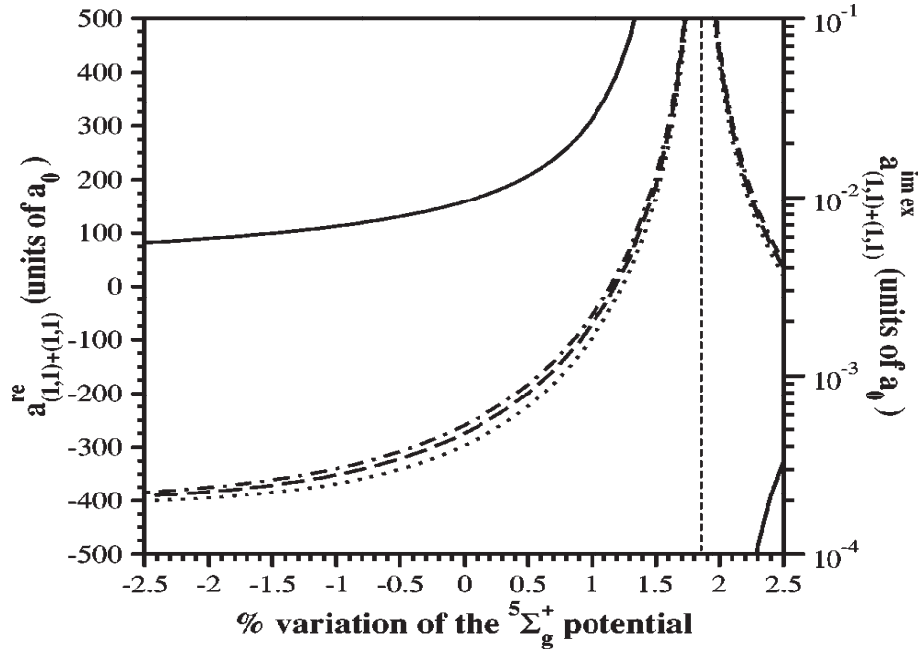


FIG. 1.4 – Longueur de diffusion en fonction de la variation du potentiel inter-atomique ${}^5\Sigma_g^+$. La courbe en trait plein est la partie réelle de la longueur de diffusion, celles en traits pointillés la partie imaginaire de la longueur diffusion pour différents potentiels modèles. Cette figure est tirée de la référence [48].

Il faut cependant considérer cette prédiction théorique avec précaution. Il est notoire que la valeur de la longueur de diffusion peut dépendre de manière critique des paramètres des potentiels inter-atomiques, qui ne sont dans le cas présent pas connus avec une précision très grande. Les auteurs de [47] ont calculé la sensibilité de la longueur de diffusion pour des variations de l'ordre du % du potentiel, et trouvent en particulier que a est compris entre 5.4 et 23.2 nm, quand le potentiel inter-atomique à courte portée change de plus ou moins 1 %. Comme on peut le voir sur la figure 1.4, on s'attend même à voir la longueur de diffusion changer de signe si on change le potentiel d'environ 2 % [48]. On comprend alors que se lancer dans la condensation d'une nouvelle espèce est toujours un pari risqué lorsqu'on ne dispose pas de données suffisamment précises pour calculer la valeur exacte de la longueur de diffusion.

1.3.2 Collisions élastiques et refroidissement évaporatif

La condensation de Bose-Einstein se produit quand la densité dans l'espace des phases devient de l'ordre de 1, ce qui correspond à une situation où la longueur d'onde de de Broglie des atomes est de l'ordre de grandeur de la distance qui les sépare les uns des autres. Pour un échantillon piégé dans un potentiel harmonique, on peut montrer que la transition de phase se produit quand la densité dans l'espace des phases dépasse 2.612 [49].

Avec les techniques désormais conventionnelles de refroidissement laser, on peut pré-refroidir un échantillon de 10^9 à 10^{10} atomes à des températures de l'ordre de quelques centaines de μK et à des densités de 10^{10} à 10^{12} atomes par cm^3 . Les phénomènes de réabsorption de photons empêchent d'augmenter davantage la densité, ou de diminuer davantage la température : il est en fait difficile de concilier température extrêmement basse (de l'ordre du μK), et densité élevée (de l'ordre de 10^{12} atomes par cm^3). La densité dans l'espace des phases est alors au mieux de l'ordre de 10^{-3} au prix d'utilisation de techniques de refroidissement plus raffinées. Elle est typiquement de 10^{-6} dans un piège magnéto-optique. Plusieurs ordres de grandeurs restent encore à gagner. C'est là qu'intervient le refroidissement évaporatif [50, 51].

Il faut d'abord transférer les atomes dans un piège non dissipatif, comme un piège magnétostatique par exemple. Ce piège doit être le plus confinant possible, afin d'obtenir au sein du gaz piégé le taux de collisions élastiques le plus grand possible. Ce sont les collisions élastiques qui conditionnent l'efficacité de l'évaporation. Cette technique de refroidissement consiste à tronquer la profondeur du potentiel, ce qui laisse les particules les plus chaudes s'échapper. Puis les collisions élastiques permettent à l'échantillon de se thermaliser, et d'atteindre une température finale plus basse. En baissant progressivement la hauteur du potentiel de piégeage, on peut diminuer la température de façon très efficace, c'est le refroidissement évaporatif forcé [52, 53, 54]. Ce qui est remarquable avec cette technique, c'est qu'en dépit d'une perte d'atomes assez importante, la densité dans l'espace des phases augmente de plusieurs ordres de grandeur.

On compense plus que largement la perte d'atomes occasionnée par l'évaporation grâce à la diminution des dispersions de vitesse et de position.

C'est en utilisant cette technique sur des atomes confinés dans un piège magnétostatique que la plupart des condensats ont été obtenus. La clé de la réussite est de disposer d'un taux de collisions élastiques initial assez grand pour obtenir des temps de thermalisation plus courts que le temps caractéristique pendant lequel l'échantillon est piégé. Ce dernier est lié aux collisions que font les atomes piégés avec le gaz résiduel ou entre eux. Le taux de collisions élastiques détermine le temps caractéristique de thermalisation d'un nuage atomique dense. Le refroidissement évaporatif d'un échantillon d'atomes ayant une grande longueur de diffusion, par exemple le rubidium 87, est plus rapide que celui d'un gaz d'atomes dont la longueur de diffusion est petite, comme par exemple l'hydrogène. Le signe de la longueur de diffusion est lui aussi important pour la stabilité du condensat. Une longueur de diffusion positive, qui correspond à des interactions globalement répulsives, permet l'obtention d'un condensat stable. Un condensat d'atomes de longueur de diffusion négative, où les interactions entre atomes sont globalement attractives, n'est quant à lui stable que pour un nombre limité d'atomes condensés [55]. Avec une valeur de 8 nm, on peut être optimiste : c'est une valeur positive, et supérieure aux longueurs de diffusion des alcalins qui ont été condensés jusqu'à présent (5.5 nm pour le ^{87}Rb , 2.75 nm pour le ^{23}Na , -1.4 nm pour le ^7Li , et seulement 0.07 nm pour l'hydrogène).

Pour une température de 1 mK, le calcul de [26] prévoit une constante de taux de collisions élastiques $\alpha_{el} \simeq 4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$. Supposons qu'on soit capable de préparer un échantillon dont la densité au centre \bar{n} serait de $10^{10} \text{ atomes}/\text{cm}^3$, et la température de 1 mK, le taux moyen de collisions élastiques $\bar{\gamma} = \bar{n}\alpha_{el}$ serait de 14 collisions par seconde. C'est un taux de collisions initial relativement élevé, qui devrait permettre un refroidissement évaporatif efficace. Il existe en effet un critère sur les taux respectifs de collisions élastiques $\bar{\gamma}$ et inélastiques Γ_{in} initiaux qui permet de déterminer si l'évaporation permettra d'atteindre la condensation ou pas [56]. On peut montrer que si le rapport $\bar{\gamma}/\Gamma_{in} > 150$, le refroidissement évaporatif peut rentrer dans un régime dit d'emballement, où le taux de collisions élastiques et la densité dans l'espace des phases divergent exponentiellement. Pour une pression de gaz résiduel de l'ordre de 10^{-11} torr , on peut espérer un temps de vie du nuage confiné dans le piège magnétique de l'ordre de la minute, ce qui correspond à un taux de collisions inélastiques $\Gamma_{in} = 1/60 \text{ s}^{-1}$. Le rapport $\bar{\gamma}/\Gamma_{in}$, vaudrait alors 840, ce qui est plus grand que la valeur critique.

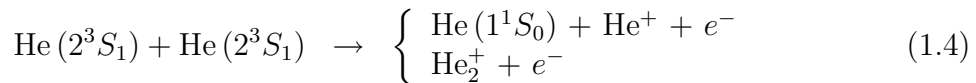
Mais, en faisant ce calcul, on suppose que les collisions inélastiques ne sont dues qu'aux collisions avec le gaz résiduel. Or, d'autres sources de pertes sont possibles : les collisions inélastiques entre particules piégées, dont le taux augmente avec la densité. Ces taux de pertes peuvent être assez grands pour rendre difficile, voire impossible la condensation par refroidissement évaporatif, comme dans le cas de l'atome de Cesium, par exemple [57]. Il y a donc là une inconnue d'une importance capitale pour l'obtention du condensat, et c'est pourquoi il est important d'étudier dans la suite les collisions

inélastiques.

1.4 Les collisions Penning

1.4.1 Les collisions S-S

L'énergie interne des états métastables de gaz rares est toujours assez grande pour provoquer, lors d'une collision entre deux atomes métastables, l'ionisation d'un des deux atomes. Pour l'hélium 4 dans l'état 2^3S_1 , l'énergie interne est de 19.8 eV, alors que l'énergie d'ionisation est 24.6 eV. Quand un atome métastable rencontre un autre atome métastable, la quasi-molécule qui se forme peut alors s'auto-ioniser selon les réactions suivantes :



La première réaction est appelée ionisation Penning, et donne naissance à un ion et à un atome dans l'état fondamental. Dans la deuxième réaction, appelée ionisation associative, un ion moléculaire se forme, qui contient de l'énergie interne sous forme vibrationnelle. Les deux réactions donnent aussi naissance à un électron, qui possède une énergie de l'ordre de 15 eV. La réaction dominante est l'ionisation Penning : le rapport de branchement de l'ionisation associative a été mesuré à une température de 1 mK par les auteurs de [58] qui ont trouvé 3 %.

La figure 1.5 donne les potentiels d'interaction entre atomes métastables, ainsi que les potentiels d'interaction entre un ion et un atome d'hélium dans l'état fondamental. Une paire d'atomes métastables accélérée par le potentiel d'interaction subit une ionisation de type Penning si les deux particules s'approchent suffisamment près l'un de l'autre. Les références [25, 26] considèrent qu'en dessous d'une distance de l'ordre de $7a_0$ la paire a 100 % de chances d'être ionisée.

C'est en utilisant les potentiels déterminés par [44] que la constante de taux de collisions β_{SS} pour les réactions (1.4), dites S-S, a été calculée [58, 59, 60] : les différents calculs donnent un taux voisin de 2×10^{-10} cm³/s, constant sur la gamme des températures inférieures à 1 mK, ce qui est en accord raisonnable avec des mesures faites dans des pièges magnéto-optiques (PMO) [37, 58, 61].

C'est une constante de taux de collisions extrêmement élevée : un échantillon de gaz à une densité de 10^{13} atomes/cm³, qui est la densité typique qu'on doit atteindre pour observer la condensation de Bose-Einstein, a une durée de vie de l'ordre de seulement 1 ms. Avec un taux de pertes aussi important, il est clair que la condensation est impossible à atteindre.

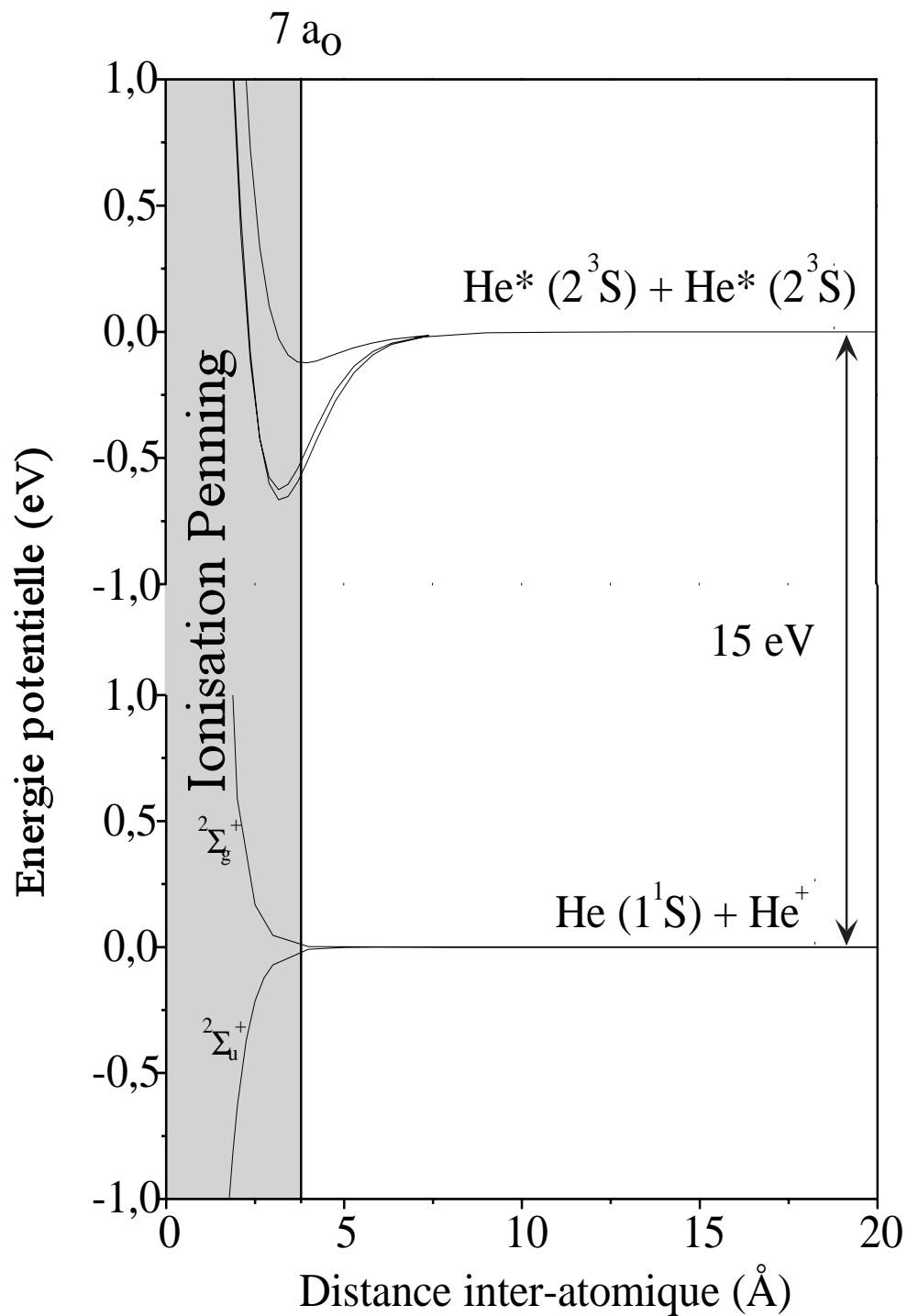


FIG. 1.5 – Les potentiels d'interaction S-S pour une paire d'atomes métastables et les potentiels ioniques.

1.4.2 Influence de la polarisation des spins

La situation est radicalement différente quand les atomes sont polarisés dans le sous niveau Zeeman $m_J = +1$, qui est l'état que l'on peut piéger magnétiquement. D'après les calculs de [26], le taux de collisions auto-ionisantes S-S (1.4) est réduit de quatre ordres de grandeur si les atomes sont polarisés. Cette réduction est la conséquence d'une règle de conservation du spin total au cours de la réaction. En effet, pour des atomes polarisés dans l'état de spin $2^3S_1, m_J = +1$, le spin électronique total dans le membre de gauche de la réaction (1.4) est $S = 1 + 1 = 2$, alors que celui du membre de droite est la somme de deux spins $1/2$ et d'un spin 0 pour les produits He^+ , He et e^- , et de deux spins $1/2$ pour les produits He_2^+ et e^- , ce qui ne peut produire qu'un spin $S = 0$ ou 1 . Cette réaction ne peut alors avoir lieu que si les spins des atomes ne sont pas conservés pendant la collision. Le spin électronique total n'est toutefois pas un bon nombre quantique : il peut relaxer à cause de l'interaction spin-spin, dont l'hamiltonien est

$$H_{int} = \frac{4\mu_B^2}{R^5} [(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2)R^2 - 3(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{R})(\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{R})] \quad (1.5)$$

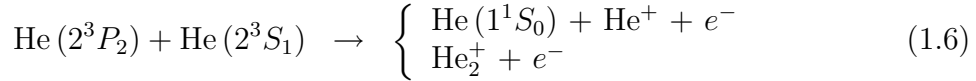
Cette interaction permet à la paire d'atomes de relaxer de l'état quasi-moléculaire initial $^5\Sigma_g^+$, de spin $S = 2$ vers l'état $^1\Sigma_g^+$, de spin $S = 0$ (voir figure 1.2). Deux mécanismes de pertes sont alors possibles. Le premier mécanisme est une auto-ionisation de type Penning induite par la relaxation des spins. Pendant la collision, l'interaction spin-spin modifie les spins des atomes, qui peuvent alors réagir selon le mécanisme standard d'ionisation Penning s'ils s'approchent suffisamment l'un de l'autre. Le deuxième est simplement une relaxation des spins. A l'issue de la collision, un des deux atomes de la paire, voire les deux, ne sont plus dans l'état $m_J = +1$. Ils ne sont alors plus piégés et s'échappent du piège.

Les références [25, 26] montrent que dans la gamme des températures inférieures au mK et pour des champs magnétiques inférieurs à 100 G, le mécanisme dominant est l'ionisation Penning induite par la relaxation des spins. Cependant, les constantes de taux de collisions inélastiques pour des atomes polarisés sont beaucoup plus faibles que pour des atomes non polarisés. Les auteurs de la référence [25] calculent une constante de taux de $3 \times 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$, dans un champ magnétique de 10 G (voir figure 1.3). Cette constante est indépendante de l'énergie de collision dans la gamme de température qui nous intéresse (inférieure à 1 mK). Avec un taux de collisions inélastiques de cet ordre de grandeur, la recherche d'un condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable est envisageable.

1.4.3 Les collisions S-P

En présence de lumière résonnante sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, il peut encore se produire une collision du même type quand un atome métastable rencontre un atome

excité dans l'état 2^3P_2 , conformément à la réaction (1.6)



Les constantes de taux de ces collisions, dites collisions assistées par la lumière, ou encore collisions S-P, ont été mesurées [37] et les sections efficaces qu'on en déduit sont très grandes par rapport celles qu'on mesure pour les alcalins [62].

En présence de lumière désaccordée vers le rouge, deux atomes s'approchant l'un de l'autre peuvent former une paire excitée. L'interaction laser est non résonnante quand la distance inter-atomique est grande, mais peut devenir résonnante quand le désaccord est négatif et que l'écart entre les niveaux d'énergie décroît (voir figure 1.6). Cette paire interagit alors par l'intermédiaire d'un potentiel S-P, dominé à longue portée par l'interaction dipole-dipole en C_3/R^3 . Ce potentiel S-P est beaucoup plus attractif que le potentiel d'interaction de deux atomes dans l'état métastable, qui est dominé par l'interaction de Van der Waals en C_6/R^6 . On trouvera sur la figure 1.6 l'allure relative des deux potentiels S-S et S-P à longue distance. A cause de l'accélération

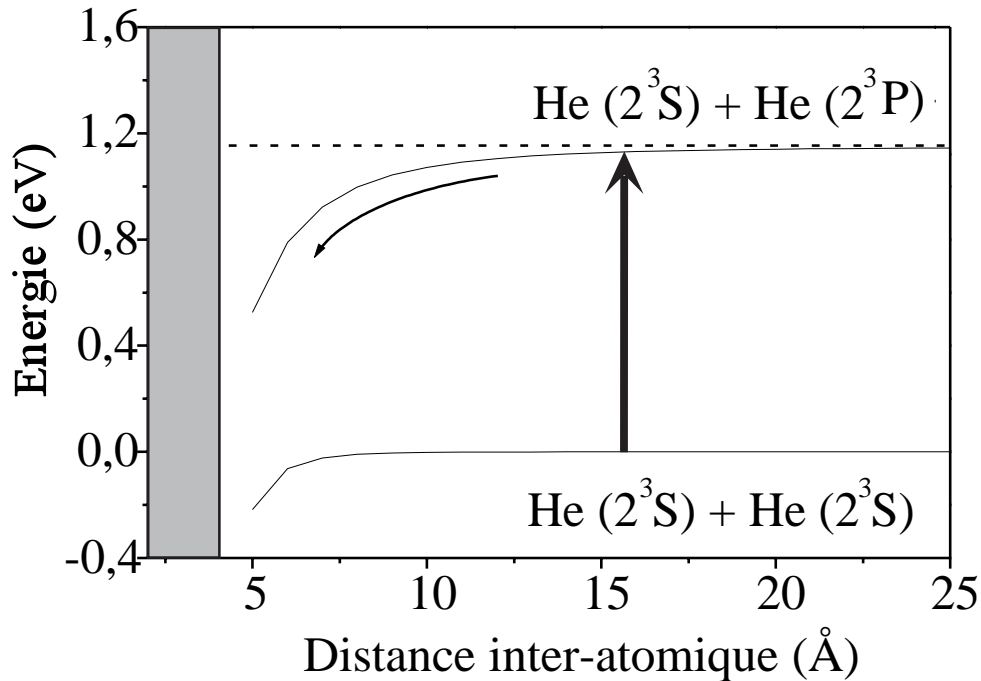


FIG. 1.6 – Les potentiels d'interaction S-S et S-P.

liée à la nature fortement attractive du potentiel S-P, les atomes de la paire excitée ont une grande chance de s'approcher suffisamment pour faire une collision ionisante. L'atome d'hélium métastable se distingue ici des autres atomes, qu'il s'agisse d'atomes

métastables plus lourds, ou d’alcalins. Une fois la paire excitée, elle se trouve fortement accélérée par le potentiel S-P, et la probabilité est relativement faible qu’elle se désexcite avant que les deux atomes de la paire ne s’approchent suffisamment pour que la quasi-molécule s’auto-ionise. En effet, l’atome d’hélium étant léger, la vitesse relative de collision est plus grande que pour des atomes plus lourds, pour une même température, si bien que la durée de la collision est plus courte. De plus, la durée de vie de l’état excité 2^3P_2 est relativement longue (98 ns). Une collision commencée dans l’état S-P se termine presque toujours dans l’état S-P. C’est ce qui explique que les taux d’ionisation que l’on observe sont beaucoup plus grands que pour les autres métastables plus lourds, ou que pour les atomes alcalins, pour lesquels une paire excitée peut se désexciter à relativement longue distance, et dès lors interagir par l’intermédiaire d’un potentiel beaucoup moins attractif. Dans le cas d’une interaction de type S-P, en C_3/R^3 , la barrière centrifuge de chaque onde partielle est plus faible que pour une interaction de type S-S, parce que l’interaction S-P est plus attractive. Pour une même énergie de collisions, davantage d’ondes partielles sont à prendre en compte. A une température de 1 mK, 10 ondes partielles contribuent à la section efficace de collision. On s’attend donc à avoir un taux de collision inélastique plus important [37].

L’étude des ces collisions “optiques” est importante, parce qu’elles sont responsables des pertes dans le piège magnéto-optique, et qu’elles y limitent la densité. Nous les avons étudiées d’un point de vue expérimental en détail, et on trouvera au chapitre 4 les résultats de nos mesures, également publiés dans [63].

1.5 Autres collisions élastiques et inélastiques

1.5.1 Les collisions à trois corps

Les collisions à trois corps sont souvent responsables des pertes dans les condensats de Bose-Einstein. La densité est suffisamment grande, typiquement de l’ordre de 10^{14} at/cm³, pour que les pertes par recombinaison à trois corps dominent sur les collisions à deux corps, comme dans le cas du ⁸⁷Rb par exemple [64]. La référence [65] prédit que la constante de taux de recombinaison à trois corps, calculée dans la limite où la longueur de diffusion est grande, vaut $\alpha_{rec} = 3.9\hbar a^4/m$, où a est la longueur de diffusion et m la masse de l’atome. L’atome ⁴He est léger, et la longueur de diffusion calculée dans [65] est grande de sorte qu’on attend une constante α_{rec} relativement importante, $\alpha_{rec} = 2.5 \times 10^{-28}$ cm⁶/s. On peut alors en comparant le taux de pertes lié aux collisions à trois corps (de l’ordre de $\alpha_{rec}n(\mathbf{0})^2$) avec celui qui est lié aux collisions à deux corps (de l’ordre de $\beta_{SS}n(\mathbf{0})$), déterminer que les pertes à trois corps domineront par rapport aux pertes à deux corps à partir d’une densité au centre $n(\mathbf{0}) > 10^{14}$ at/cm³, si l’on fait confiance aux calculs théoriques.

1.5.2 Les collisions secondaires

Enfin, pour des nuages très denses, la situation se complique encore, à cause de la possibilité d'avoir des collisions secondaires, c'est-à-dire des collisions entre les atomes piégés et les produits d'une collision ayant eu lieu dans le nuage. Ces produits, qui sont en général assez énergétiques, peuvent être ici de plusieurs natures. La référence [66] examine l'effet des collisions secondaires entre les atomes métastables piégés et les différents produits des collisions Penning : ions, électrons, atomes dans l'état fondamental, ou ions moléculaires. Ces particules ne sont pas piégées et sortent rapidement du nuage avec une énergie considérablement plus grande que celle des atomes piégés. Mais leur probabilité de faire une collision avec un atome piégé n'est pas complètement négligeable quand le nuage est suffisamment dense. Cela conduit à des pertes supplémentaires, ainsi qu'à un chauffage lié au transfert d'une partie de leur énergie aux atomes piégés pour les angles de collisions faibles (on appelle ces collisions à grand paramètre d'impact des collisions rasantes). Une étude quantitative de ces taux de chauffage indique cependant qu'ils ne sont pas suffisants pour empêcher le refroidissement évaporatif d'atteindre la transition [66].

1.5.3 Phénomènes d'avalanche

Une autre source de pertes et de chauffage est liée à un phénomène de collisions élastiques en avalanche qui peut se produire dans un nuage très dense. Dans l'expérience décrite dans [67], on trouve que la décroissance du nombre d'atomes dans un condensat de ^{87}Rb est plus rapide que ce qui est attendu si la décroissance est seulement liée aux collisions à trois corps. Les auteurs analysent cette décroissance grâce à un modèle de collisions en avalanche : si un atome thermique, d'énergie élevée, se trouve faire une collision élastique avec un atome piégé plus froid, l'énergie est alors partagée entre les deux atomes. Chacun d'entre eux peut à son tour faire une collision élastique avec un atome piégé, et lui transférer une partie de son énergie. Il se produit alors une réaction en chaîne, l'énergie moyenne transférée à chaque étape étant chaque fois plus faible. L'énergie de l'atome chaud initial peut se trouver intégralement dissipée dans le nuage. Quand la mesure du temps de vie du nuage, condensé ou non, est faite dans un piège de profondeur finie, ce chauffage engendre des pertes supplémentaires par évaporation. Ce phénomène d'avalanche se produit pour des nuages dans un régime collisionnel dit opaque, c'est-à-dire pour lesquels un atome chaud a une probabilité supérieure à 1/2 de faire une collision avec un atome piégé avant de sortir du piège. D'où viennent ces atomes chauds qui peuvent voir leur énergie dissipée dans le nuage piégé ?

Ils peuvent, par exemple, provenir du gaz de Oort. C'est un nuage d'atomes chauds qui sont encore piégés malgré l'évaporation, et dont l'énergie est beaucoup plus grande que l'énergie moyenne de l'échantillon qui a été évaporé. Il est le résidu d'une évaporation imparfaite, qui n'aurait pas expulsé avec une efficacité de 100% tous les atomes d'énergie supérieure à la hauteur du couteau radio-fréquence. Des mesures pratiquées sur un piège

de ^{87}Rb [68] ont pu mettre en évidence la présence de ce nuage et ont permis d'en mesurer la population. Suivant les conditions expérimentales, ce nuage est constitué d'une fraction de l'ordre du pour cent ou du pour mille des atomes initialement piégés. Ces atomes chauds peuvent aussi être les produits des collisions à trois corps, comme les atomes qui emportent l'énergie de liaison des molécules qui sont alors formées. Les atomes ou molécules qui constituent le gaz résiduel peuvent aussi au cours d'une collision élastique transférer aux atomes piégés une impulsion relativement élevée. Si leur énergie excède la profondeur du piège, ces atomes s'échappent du piège. Ils peuvent cependant déclencher des collisions en avalanche avant de sortir du nuage piégé.

1.6 Conclusion

Il n'existait, quand nous avons commencé cette expérience, aucune mesure des constantes de taux de collisions élastiques ou inélastiques, entre atomes polarisés. Mais, les prédictions théoriques étaient encourageantes. Nous savions que nous pourrions les vérifier, après avoir piégé le gaz magnétiquement, en essayant de pratiquer le refroidissement évaporatif et d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Piéger magnétiquement un gaz dense, de l'ordre de 10^{10} atomes/cm³, avec un temps de vie de l'ordre de la minute, devrait déjà permettre de placer une limite supérieure aux taux de collisions S-S entre atomes polarisés. Pour mesurer précisément une constante de taux de collisions de l'ordre de ce qui est prédit théoriquement, il faut avoir un échantillon dont la densité est supérieure à 10^{13} atomes/cm³, afin qu'une partie non négligeable des pertes soit effectivement due à des collisions entre atomes piégés, qu'il s'agisse de collisions à trois corps ou à deux corps. Il est alors nécessaire d'évaporer le nuage, afin d'augmenter sa densité. Pratiquer le refroidissement évaporatif, c'est aussi avoir accès à la longueur de diffusion, puisque le temps caractéristique du refroidissement est lié au taux de collision. Et si on arrive à obtenir un condensat, on pourra directement mesurer la longueur de diffusion à l'aide de la taille du condensat, qui dans le régime de Thomas-Fermi, dépend du champ moyen [69]. Obtenir un condensat nous donnera donc la possibilité de mesurer les constantes de taux de collisions, aussi bien élastiques qu'inélastiques.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Ce chapitre détaille les principaux éléments du dispositif expérimental, qu'on trouvera schématisé sur la figure 2.1. Nous y présentons d'abord la source à décharge qui excite les atomes d'hélium dans l'état métastable, puis le système à vide, qui doit permettre d'atteindre des pressions dans la gamme des 10^{-11} torr dans la cellule, et enfin le système laser que nous utilisons pour manipuler les atomes.

2.1 La source d'atomes métastables

2.1.1 Principe de fonctionnement

Le développement d'une source intense d'atomes métastables est nécessaire pour obtenir un taux de chargement élevé du piège magnéto-optique, et donc un nombre d'atomes piégés aussi grand que possible. Il faut donc réussir à exciter les atomes d'hélium dans l'état métastable le plus efficacement possible. Mais, il faut aussi que la vitesse moyenne des atomes soit suffisamment basse pour assurer le ralentissement longitudinal du jet sur une distance raisonnable, malgré la faible masse des atomes d'hélium. Dans l'expérience précédente [70], les atomes métastables étaient produits à un taux modéré par bombardement électronique d'un jet supersonique refroidi à la température de l'hélium liquide. Le ralentissement du jet était plus commode, puisque la vitesse longitudinale moyenne était de 400 m/s, mais le flux était relativement faible, de l'ordre de 10^{11} à 10^{12} atomes/s/sr. Avec un étage de collimation transverse du jet en aval de la source, le flux collimaté était d'environ 6×10^6 atomes/s.

La stratégie adoptée pour la présente expérience est différente : les atomes métastables sont produits par une décharge continue, dans un gaz refroidi à l'azote liquide, ce qui permet d'obtenir une vitesse longitudinale moyenne de l'ordre de 1000 m/s. La manière la plus efficace d'obtenir des forts taux de production de métastables est d'utiliser une décharge soit pulsée, soit continue, où les atomes sont excités par collisions

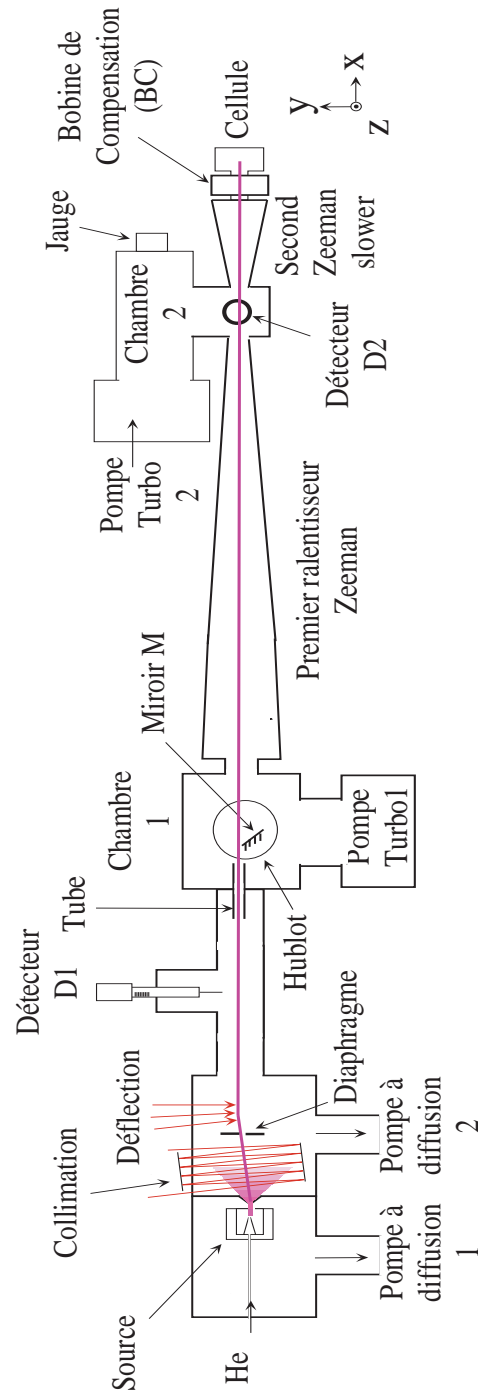


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental. Le jet d'hélium est “collimaté”, défléchi, ralenti et piégé dans une cellule en quartz.

électroniques, puis retombent pour certains d'entre eux dans les niveaux métastables triplets et singulets, de longue durée de vie. On peut ainsi exciter une fraction de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} du jet d'atomes d'hélium fondamental dans une décharge intense. Cependant, la chaleur produite par la décharge rend difficile la production d'un jet à la fois intense et froid. Différentes solutions ont été utilisées pour résoudre ce problème [71, 72, 27]. La source que nous avons développée est originale, et combine plusieurs des avantages des sources développées par d'autres groupes. Le dispositif est compact et robuste, et délivre un flux stable d'atomes relativement lents. Toutes les décharges conçues pour exciter les atomes métastables consistent en un réservoir de gaz rempli d'hélium à une pression de l'ordre de quelques dizaines de mbar. La décharge se produit entre d'une part une cathode disposée à l'intérieur du réservoir et d'autre part une anode, placée dans le vide, ou plus simplement un écorceur (cf figure 2.2). La source développée par Fahey [71] permet d'atteindre des températures assez basses en refroidissant simplement l'anode à l'azote liquide. La source développée par Kawanaka *et al.* [72] utilise un schéma plus élaboré pour refroidir l'ensemble de la source, et pomper le gaz incident de néon. Des performances relativement similaires sont atteintes avec ces deux types de décharge, vis-à-vis du flux, qui atteint 10^{14} atomes par seconde par stéradian. Les vitesses moyennes sont légèrement en dessous de 1000 m/s pour la source développée par [72], et légèrement au dessus de 1000 m/s pour celle de Fahey [71]. Dans le dispositif que nous avons développé, l'ensemble de la source, y compris les électrodes, est refroidi d'une façon simple et efficace, sans qu'il soit nécessaire de pomper le gaz chaud à la sortie de la source. La source est très compacte, et grâce à une conception particulière de la forme des électrodes, la décharge a lieu partiellement dans le vide, plutôt qu'à l'intérieur du réservoir, ce qui permet de produire un flux élevé de métastables, car les atomes ne rencontrent pas de parois là où ils sont produits, ce qui les détruirait. En outre, on obtient un fonctionnement stable pendant plusieurs semaines, sans intervention.

2.1.2 Dessin de la source utilisée

La source, représentée sur la figure 2.2 consiste en un réservoir de gaz cylindrique, fait entièrement de nitrure de bore, un matériau qui a une bonne conductivité thermique, mais qui est un bon isolant électrique. C'est ce matériau que Fahey *et al.* utilisaient pour la buse de leur source à décharge. La partie externe du réservoir de gaz est couverte de graisse à vide afin d'assurer un bon contact thermique avec le cylindre de cuivre, refroidi à l'azote liquide, dans lequel il est enchâssé. Une bride en cuivre, tenue par un support isolant en araldite, ferme le réservoir à l'arrière de façon étanche, grâce à un joint d'indium. C'est par cette bride, sur laquelle la cathode est montée, qu'on injecte le gaz d'hélium fondamental. La cathode est une pointe en acier dont on peut ajuster la position au montage de l'ensemble. Typiquement, la distance entre l'extrémité de la pointe et l'anode est de 2 à 3 mm, et n'est pas très critique. De par la conception de la source, cathode et anode sont auto-centrées quand on les monte sur le réservoir.

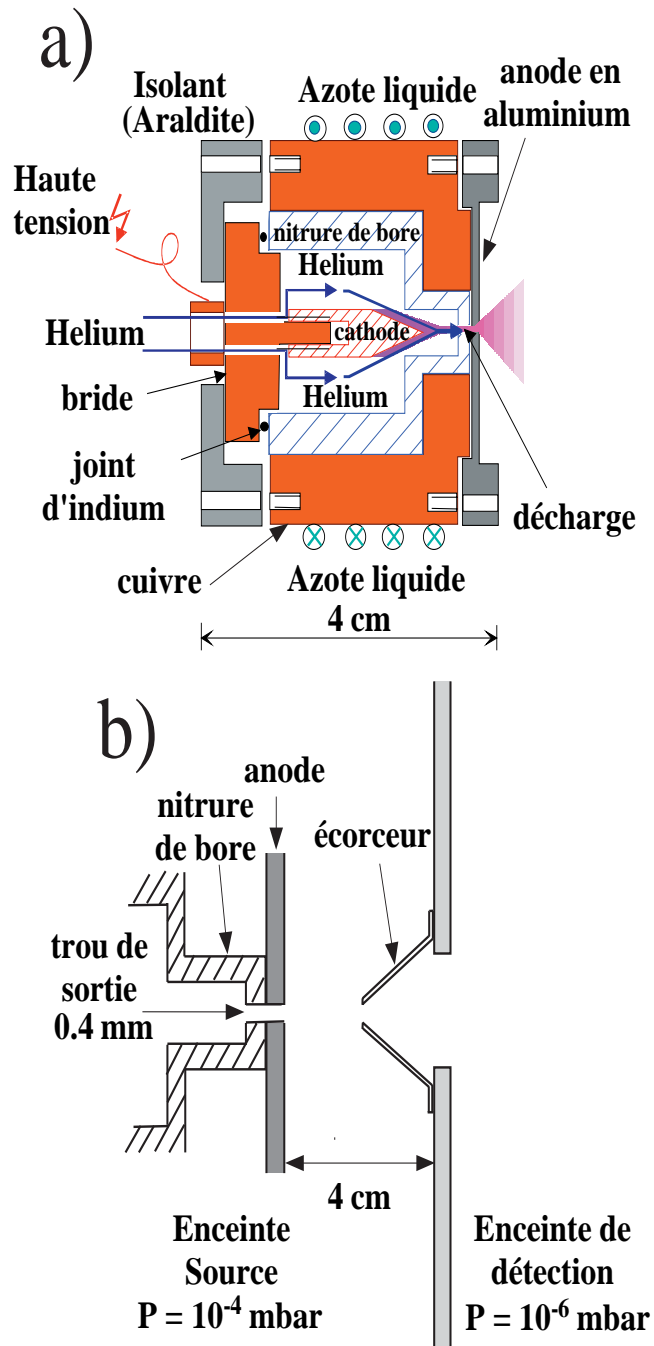


FIG. 2.2 – a) Schéma de la source d'atomes d'hélium métastables. La décharge se produit dans le canal de sortie, ainsi qu'après l'anode. L'ensemble de la source est refroidi à l'azote liquide. b) Zoom de la région du canal de sortie. La source est séparée de l'enceinte de manipulation des atomes par un écorceur.

Le canal de sortie, usiné dans le nitrure de bore, est long de 2 mm et possède un diamètre de 0.4 mm. Il est suivi immédiatement par l'anode, une plaque d'aluminium de 1 mm d'épaisseur, dans laquelle on a pratiqué un trou de 0.4 mm de diamètre. Un aspect remarquable de cette source est que l'anode est aussi refroidie à l'azote liquide, parce qu'elle se trouve au contact du cylindre de cuivre externe. Le diamètre du canal de sortie est choisi de façon à ce qu'une décharge stable et d'un haut flux se produise, même aux courants de décharge faibles, et pour des charges de gaz adaptées à la vitesse de pompage des pompes à diffusion. La propreté de la cathode et de l'anode se révèle être critique pour un fonctionnement stable. Pendant l'opération, ces deux parties se salissent aux contacts des impuretés du gaz ou de la vapeur d'huile des pompes, si bien qu'il est nécessaire de les nettoyer tous les trois mois environ. De par sa conception, le démontage de la source est simple, ce qui permet de nettoyer facilement les deux électrodes. Les caractéristiques de l'anode sont aussi critiques : le choix du matériau, aussi bien que la taille, l'épaisseur et l'alignement du trou par rapport au canal de sortie du nitrure de bore. Les meilleures performances sont atteintes pour une anode en aluminium, dont le trou est d'un diamètre au moins aussi grand que celui du canal de sortie du réservoir, typiquement 0.5 mm. La géométrie à symétrie cylindrique et la longueur du réservoir (30 mm) ont été choisies pour qu'aucune décharge parasite ne puisse se produire, concurrençant la décharge à la sortie, à la pression d'opération d'environ 10 torr. Le réservoir de la source est rempli de gaz par un petit tube en plastique, qui isole la source de la chambre à vide. Un petit obstacle dans le tube avant l'entrée du gaz dans le réservoir permet de maintenir une pression assez grande dans le tube, sans que puisse s'y produire de décharge parasite. La distance entre l'anode et l'écorceur, dont le trou a un diamètre de 1 mm, est de l'ordre de 2 cm, mais n'est pas très critique. Enfin, pour éviter la contamination de la source, le gaz est filtré par des charbons actifs, dans l'azote liquide, avant d'entrer dans la chambre à vide.

2.1.3 Mesure du flux et de la distribution de vitesse longitudinale

La source a été testée dans une chambre à vide préliminaire, constituée de deux enceintes (voir fig. 2.2), une pour la source, l'autre pour les mesures sur le jet. Les deux chambres étaient séparées par un écorceur, et pompées par des pompes à diffusion (dont les vitesses de pompage sont d'environ 800 l/s) équipées de pièges à azote liquide. Pendant l'opération de la source, la pression dans l'enceinte source montait à environ 10^{-4} mbar, et à environ 10^{-6} mbar dans l'enceinte d'analyse. Pour caractériser le jet atomique, nous avons construit un détecteur constitué d'un miroir doré et d'un multiplicateur tubulaire d'électrons (figure 2.3).

A la surface du détecteur, l'atome métastable se désexcite et retourne dans l'état fondamental, avec une très grande efficacité [73]. En supposant que chaque atome métastable heurtant la surface arrache un électron, on obtient une valeur inférieure

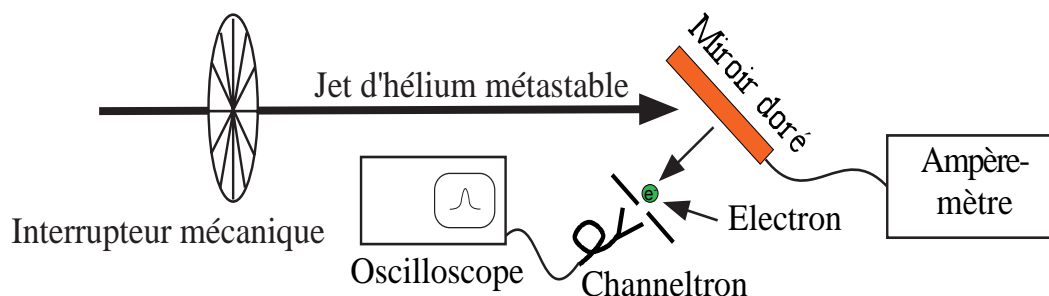


FIG. 2.3 – Détection in-situ du jet atomique. Les atomes du jet arrachent des électrons à la surface du miroir doré, qui sont amplifiés par le multiplicateur d'électrons. On recueille à la sortie du multiplicateur d'électrons un courant proportionnel au flux atomique.

du flux atomique en mesurant le courant ainsi créé avec un picoampèremètre. Le jet de métastables peut aussi être pulsé avec un interrupteur mécanique, afin de réaliser des mesures de temps de vol. Le courant sur le miroir doré est alors trop faible pour être facilement détecté : les électrons arrachés à la surface sont alors accélérés vers un multiplicateur d'électrons, qui amplifie le courant. Le signal pulsé est analysé à l'oscilloscope afin de visualiser la distribution des temps de vol. Afin de séparer les métastables triplets 2^3S_1 des autres produits de la source (lumière UV, ions, métastables singulets 2^1S_0), le faisceau est collimaté par des diaphragmes, et défléchi par un faisceau laser asservi sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$. Nous avons pu alors montrer en regardant les signaux de temps de vol avec et sans déflexion que la source produit essentiellement des atomes dans l'état triplet. Nous supposons dès lors que les atomes métastables singulets sont "quenchés" par collisions ou par la lumière émise par la source.

2.1.4 Choix du courant de décharge et de la pression d'hélium

L'efficacité de la source dépend d'un grand nombre de paramètres : la pression du gaz dans le réservoir, sa température, le courant de la décharge, la pureté du gaz et la géométrie de la décharge. Tous ces paramètres doivent être soigneusement optimisés pour obtenir un flux maximal pour un chauffage modéré. On trouvera sur la figure 2.4 les mesures du flux et de la vitesse moyenne du jet en fonction du courant de la décharge et de la pression dans le réservoir.

Pour une pression donnée, le taux de production de métastables augmente linéairement pour des courants allant jusqu'à 4 mA (figure 2.4 a). Pour des courants plus élevés le taux commence à saturer. Quand le courant augmente, la température augmente aussi au niveau de la région de la décharge par effet Joule, ce qui a tendance à augmenter la vitesse longitudinale du jet (voir figure 2.4 c). Un compromis entre un flux intense et une vitesse moyenne faible doit être trouvé. Nous avons longtemps fonctionné à des courants de l'ordre de 5 mA. Augmenter la pression dans le réservoir augmente aussi le

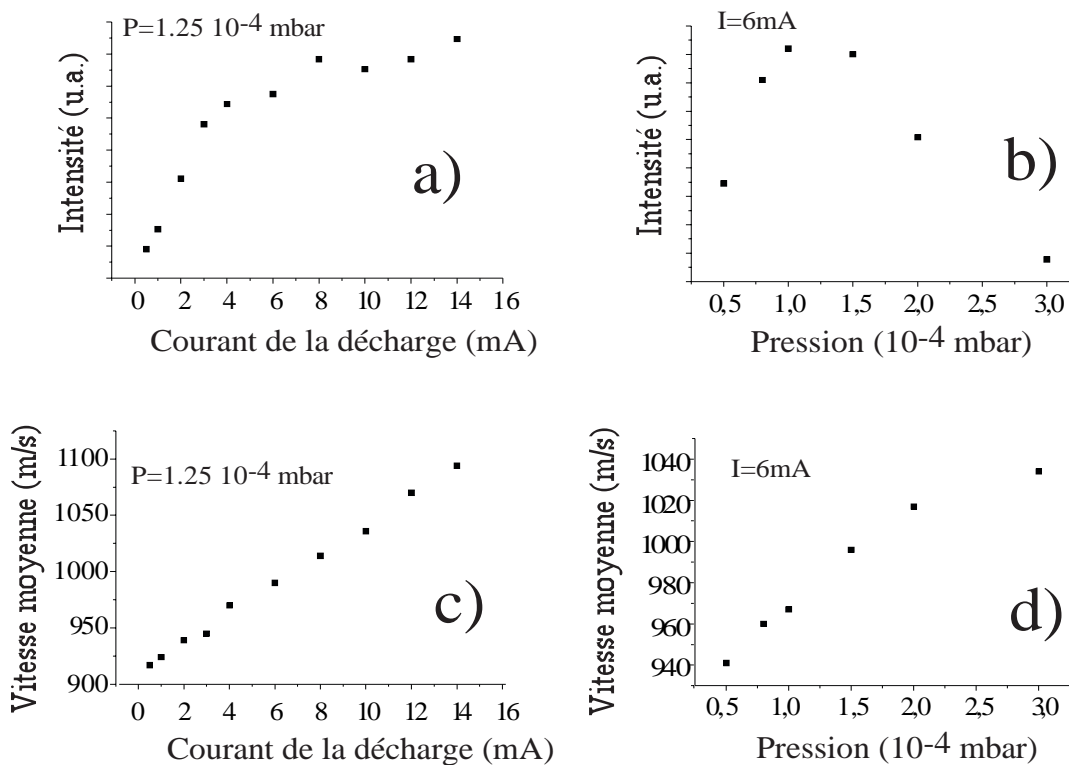


FIG. 2.4 – Les courbes a) et b) montrent le flux atomique en unités arbitraires en fonction du courant de décharge et de la pression dans l’enceinte source. Les courbes c) et d) montrent la vitesse moyenne correspondante en fonction du courant de la décharge et de la pression dans l’enceinte source. Les courbes a) et c) ont été prises à une pression de 1.25×10^{-4} mbar, les courbes b) et d) à un courant de 6 mA. Remarque : la pression dans l’enceinte source est proportionnelle à la pression dans le réservoir de la source (voir figure 1).

flux (voir figure 2.4 b), mais pour des pressions supérieures à 10^{-4} mbar, le flux décroît à cause des collisions entre atomes métastables dans la buse, ou avec le gaz résiduel, ce qui les désexcite. Le jet de métastables peut être complètement “quenché” si on augmente la pression au delà de 3×10^{-4} mbar.

Avec le dispositif décrit ici, un optimum d’opération correspond à environ 10^{-4} mbar. Après optimisation de tous les paramètres de la source, des flux de l’ordre de 2×10^{14} atomes/sec/steradian ont pu être obtenus, avec une vitesse moyenne de l’ordre de 1000 m/s. Ces performances sont comparables à celles d’autres sources développées par d’autres groupes [71, 72, 27], mais notre source a l’avantage d’être plus simple et plus compacte.

2.2 Le système à vide

Le dispositif expérimental final que nous avons commencé à assembler en octobre 1998 se compose de plusieurs enceintes à vide (voir figure 2.1). Dans la première se trouve la source décrite plus haut, montée sur un support mobile grâce à des platines de translation, afin d'assurer l'alignement de la source sur l'axe du dispositif. Elle est séparée de l'enceinte suivante par un écorceur, qui assure un pompage différentiel entre les deux enceintes. C'est dans cette deuxième chambre à vide que se fait la collimation et la déflexion du jet. Ces deux enceintes sont pompées par des pompes à diffusion, munies chacune d'un piège froid à azote liquide. Les pressions qui y règnent sont de l'ordre de 10^{-7} mbar, en l'absence du jet d'hélium, et de 2×10^{-5} et 10^{-6} mbar dans les enceintes source et collimation respectivement quand la source fonctionne.

L'enceinte de collimation est raccordée à une large enceinte ultra-haut vide (appelée chambre 1 sur la figure 2.1) par l'intermédiaire d'un long tube, de 1.5 m de longueur, afin de permettre la séparation entre le jet d'atomes collimaté, et le jet d'hélium à l'état fondamental. Au milieu de ce raccord, nous avons installé un premier détecteur (D1 sur la figure 2.1). Un petit tube de 10 cm de long et de 1 cm de diamètre à l'entrée de la chambre 1 assure le pompage différentiel entre les parties vide secondaire et UHV de l'expérience. Cette chambre 1 est évacuée par une pompe turbo-moléculaire de vitesse de pompage 1000 l/s.

Puis viennent le premier ralentisseur Zeeman suivi d'une croix, où nous avons installé un deuxième détecteur (D2 sur la figure 2.1). Au dessus de cette croix se trouve une enceinte évacuée par seconde pompe turbo-moléculaire de 450 l/s. Enfin, viennent le second ralentisseur Zeeman et la cellule en quartz. Le vide sans le jet est de l'ordre de 10^{-10} mbar dans la grosse enceinte UHV, et l'ordre de 10^{-11} mbar au dessus de la croix. Il est mesuré par une jauge qui se trouve près de la seconde pompe turbo-moléculaire, si bien que la pression dans la cellule est en fait plus grande que ce que la jauge indique. Lorsque le jet est présent, les pressions remontent respectivement à 5×10^{-9} et 5×10^{-11} mbar dans l'enceinte UHV et au dessus de la croix.

2.3 Le système laser

Les précédentes expériences menées au laboratoire sur le refroidissement laser de l'hélium métastable à 1083 nm ont été faites avec un laser LNA en anneau, pompé par un laser Argon [74]. Récemment, sont apparues sur le marché des diodes laser DBR (fabriquées par SDL) à 1083 nm dont l'utilisation est beaucoup plus simple, mais dont la puissance est limitée à quelques dizaines de mW. Sont aussi disponibles commercialement des amplificateurs à fibres, qui permettent d'obtenir des puissances de plusieurs centaines de mW, voire plusieurs Watts. Pour cette expérience, nous utilisons un amplificateur à fibre dopée à l'Ytterbium, fabriqué par IRE-POLUS, et injecté par une diode laser.

2.3.1 La source laser

Le dispositif laser utilisé sur notre expérience est représenté sur la figure 2.5. Le

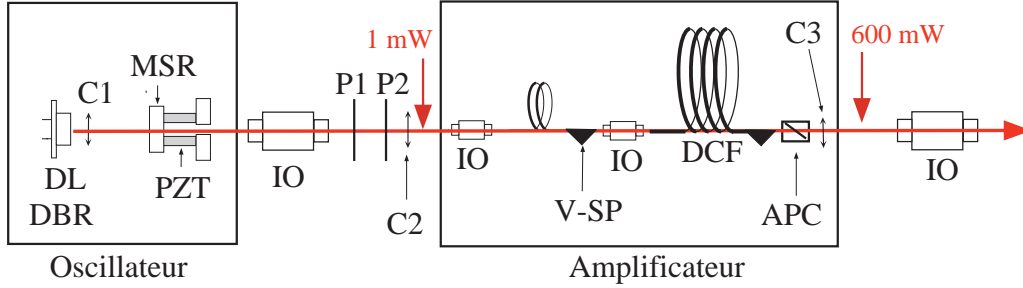


FIG. 2.5 – Schéma du laser à 1083 nm. Une diode laser DBR, en cavité étendue, injecte l’amplificateur à fibre dopé Yb qui délivre une puissance maximale de 600 mW. MSR est un miroir semi-réfléchissant, PZT un transducteur piézo-électrique, IO des isolateurs optiques, P1 et P2 des lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$, C1, C2 et C3 des lentilles. DCF est une fibre à double gaine, APC un coupleur et V-SP désigne la cannelure en V pratiquée dans la fibre par où la lumière de pompe est injectée.

laser d’injection est une diode laser DBR monomode (SDL-6702-H1) émettant à 1083 nm, qui délivre une puissance maximale de 50 mW, et dont la largeur de raie est d’environ 3 MHz, lorsqu’elle fonctionne librement. Cette largeur peut être réduite à typiquement 300 kHz quand la diode fonctionne en cavité étendue, à l’aide d’un miroir semi-réfléchissant de transmission 80 %, comme démontré dans [77]. A la sortie de la diode, nous avons disposé deux isolateurs optiques, qui donnent un pouvoir d’isolation total de 60 dB, afin d’éliminer le retour de la lumière dans la diode. Puis, la lumière émise par la diode laser est couplée dans l’amplificateur par une fibre au moyen d’un objectif. Nous avons encore un isolateur optique à la sortie de l’amplificateur parce qu’il est lui aussi sensible au retour de la lumière. Pour obtenir un maximum de transmission à travers cet isolateur optique, la polarisation de sortie de l’amplificateur à fibre doit être linéaire. Pour s’en assurer, nous avons disposé avant l’objectif d’entrée de l’amplificateur deux lames, une quart d’onde, l’autre demi-onde, afin d’ajuster la polarisation en sortie de l’amplificateur. Ce jeu de lames doit de temps à autres être réajusté afin d’optimiser la polarisation de sortie, et compenser les effets de biréfringence de l’amplificateur, qui changent avec la température ou les contraintes mécaniques.

2.3.2 L’amplificateur à fibre

Les premiers amplificateurs à fibre ont été développés à partir de fibre dopée à l’Erbium en raison de leurs applications dans le domaine des télécommunications. Le premier amplificateur dopé à l’Ytterbium a été conçu en 1996 [75]. Il ne comportait

alors qu'un seul étage d'amplification. Puis, un prototype plus puissant a été développé par S.V. Chernikov [76] avec une fibre à double gaine. L'amplificateur fabriqué par IRE-POLUS consiste en deux étages d'amplification, tous deux pompés par des diodes laser de puissance à 970 nm. L'insertion de la lumière de pompe se fait au niveau d'une cannelure en V pratiquée dans la fibre ("V-groove side pumping"). Le deuxième étage d'amplification (appelé "booster") est conçu pour délivrer 600 mW en régime saturé. Il consiste en une fibre double gaine (DCF), avec un pompage bidirectionnel optimisé. Un connecteur de sortie de type APC ("angle polished connector") évite à l'amplificateur d'osciller. Un niveau de puissance d'entrée de 1 mW suffit à saturer l'amplificateur. Le faisceau de sortie de l'amplificateur est un faisceau collimaté, avec un mode TEM₀₀ dont le col est de 0.4 mm.

Une étude préliminaire du bruit de fréquence de cette source laser a été faite à l'aide d'un dispositif d'autocorrélation. Nous avons trouvé que l'amplificateur n'ajoute aucun bruit de fréquence au spectre de la diode laser quand cette dernière fonctionne en cavité étendue.

2.3.3 Le dispositif laser

La diode laser est asservie par absorption saturée dans une cellule basse pression d'hélium, dans laquelle une décharge RF est entretenue. Le désaccord par rapport à la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ est de -240 MHz. C'est donc le même désaccord pour le faisceau laser issu de l'amplificateur.

Le faisceau de sortie de l'amplificateur est divisé en plusieurs bras : le premier pour la collimation-déflexion du jet de métastables, le deuxième pour le faisceau ralentisseur, le troisième pour le piège magnéto-optique. Les fréquences et puissances de chacun de ces faisceaux sont contrôlées par des modulateurs acousto-optiques en configuration double passage.

Nous avons en outre monté sur une petite table optique une diode laser dont la puissance est partagée en trois : quelques mW pour la boucle d'asservissement par absorption saturée dans une cellule à décharge d'hélium métastable, environ 5 mW pour fabriquer un faisceau de pompage optique qu'on utilise pour augmenter l'efficacité de transfert dans le piège magnétique, et le reste pour le faisceau sonde, dont on mesure l'absorption par le nuage afin de mesurer sa taille et le nombre d'atomes qu'il contient. Les faisceaux de pompage optique et de sonde sont injectés dans deux fibres, dont les extrémités sont ensuite installées sur la table optique principale. Faisceaux de sonde et de pompage optique sont alors dirigés sur les atomes, chacun d'entre eux étant en fait constitué de deux faisceaux contrapropageants.

On trouvera sur la figure 2.6 un schéma de l'ensemble de notre dispositif laser. On notera en particulier que dans la direction du jet atomique six faisceaux laser sont superposés : deux pour le PMO, deux pour le pompage optique, un pour le ralentisseur, un pour le repompeur. La fonction de ce dernier sera explicitée dans le chapitre suivant.

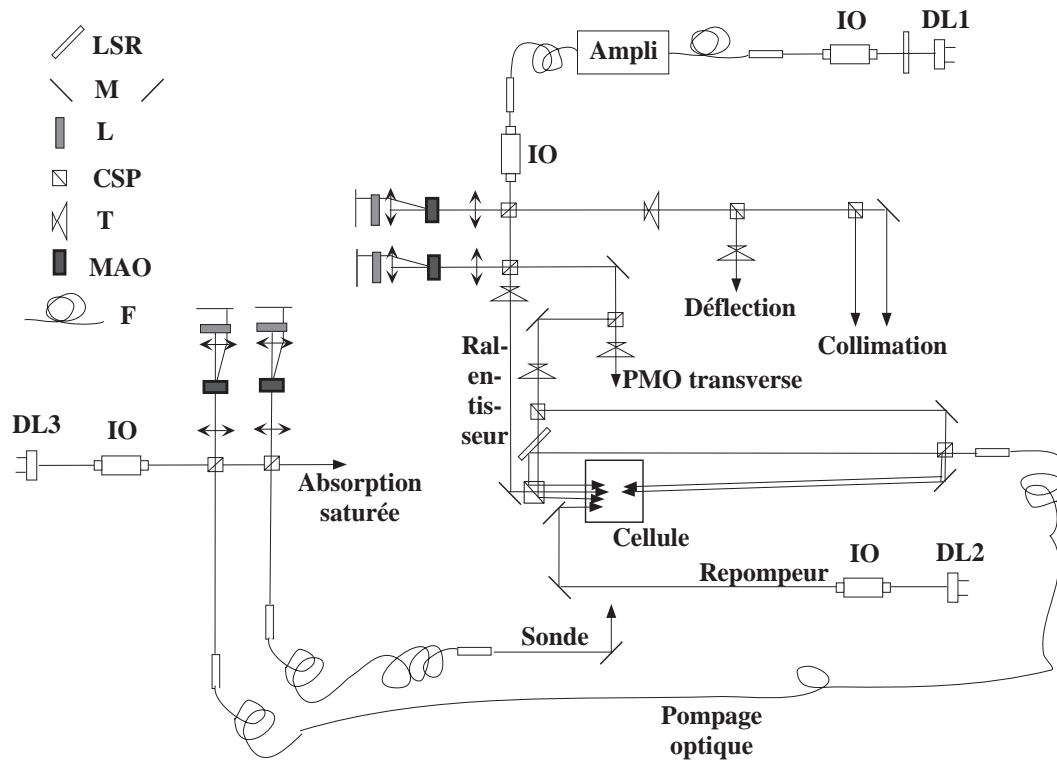


FIG. 2.6 – Schéma du dispositif laser. Nous disposons d'un amplificateur à fibre injecté par une diode (DL1) pour la collimation, la déflexion, le ralentisseur et le PMO. Nous avons en outre deux autres diodes laser, la première (DL2) pour le repompeur, la deuxième (DL3) pour le pompage optique et la sonde. LSR désigne une lame semi-réfléchissante, M un miroir, L une lame $\lambda/4$, CSP un cube séparateur de polarisation, T un télescope, MAO un modulateur acousto-optique, DL une diode laser, IO un isolateur optique, F une fibre.

Chapitre 3

Manipulation du jet d'atomes métastables

La vitesse moyenne des atomes métastables produits par la source à décharge est relativement élevée, de l'ordre de 1000 m/s, si bien que la distance minimale nécessaire pour les ralentir est grande, de l'ordre de 1 m. Comme le jet d'atomes métastables délivré par la source à décharge est très divergent, il est nécessaire de collimater le jet si l'on veut obtenir un bon taux de chargement du piège magnéto-optique. En outre, la nécessité d'obtenir un vide très poussé pour l'expérience rend nécessaire d'empêcher le jet intense d'hélium à l'état fondamental d'arriver directement dans la cellule. Le jet de métastables, initialement confondu avec le jet de fondamentaux, doit en être séparé spatialement, et être dirigé vers la cellule selon un axe qui n'est pas l'axe buse-écorceur. Cette séparation est effectuée au moyen d'un faisceau lumineux qui défléchit uniquement le jet d'atomes métastable. Nous avons étudié en détail différentes techniques de collimation et de déflexion au début de ce travail de thèse, sur un dispositif expérimental provisoire. Cette étude détaillée a donné lieu à la publication d'un article [78] que l'on trouvera dans l'annexe ??.

Nous donnerons dans ce chapitre des détails portant uniquement sur le dispositif expérimental utilisé ici (voir figure 2.1). Nous décrivons comment le jet d'hélium métastable est préparé avant d'être utilisé pour charger notre piège magnéto-optique, qui est décrit dans le chapitre suivant. Nous détaillons les différentes étapes de cette préparation : la collimation, la déflexion et enfin le ralentissement du jet atomique.

3.1 Géométrie de l'expérience et trajet du jet atomique

Le jet atomique sortant de la source est assez divergent (0.1 rad), et son profil transverse d'intensité est relativement uniforme. La collimation est effectuée suivant un

axe légèrement orienté vers le haut, écarté de 1° par rapport à l'axe horizontal. Deux ouvertures circulaires (un trou et un tube), placées délibérément hors-axe bloquent le jet fondamental, mais permettent le passage du jet de métastables défléchi (voir figure 2.1). Le trou circulaire ($\varnothing_c = 5$ mm), et le tube de pompage différentiel ($\varnothing_t = 1$ cm, longueur 10 cm), espacés de 1.2 m, définissent le nouvel axe de l'expérience, 5 mm au dessus de l'axe buse-écorceur. Pour détecter le jet atomique, nous utilisons le détecteur D1 situé à une distance $D = 1.15$ m de l'écorceur (cf. figure 2.1). Ce détecteur est en fait constitué de deux détecteurs différents, disposés l'un à coté de l'autre. Ils sont fixés sur une tige qu'on peut translater le long de la direction verticale, et donc perpendiculairement au jet. Il est composé d'une coupe de Faraday de diamètre $\varnothing_d = 7$ mm, et d'un multiplicateur tubulaire d'électrons ("channeltron"), devant lequel nous avons placé une fente horizontale de 0.5 mm de large, et 4 mm de long. Quand un atome métastable rencontre la surface de la coupe de Faraday, il se désexcite et lui arrache un électron. La coupe de Faraday délivre donc un courant proportionnel au flux d'hélium métastable, intégré sur sa surface, comme le miroir doré du chapitre précédent.

3.2 Collimation

3.2.1 Configuration des faisceaux laser

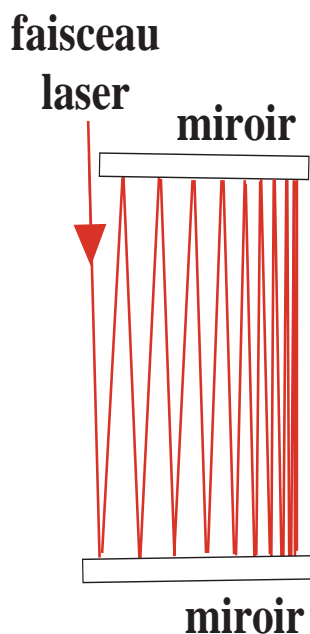


FIG. 3.1 – Schéma de la collimation. Un faisceau laser de 1 cm de diamètre est rétro-réfléchi entre deux miroirs de 15 cm de long, qu'on a disposés légèrement non parallèles.

Pour la collimation du jet, nous utilisons la configuration dite "zig-zag" [79]. Pour chacune des deux directions transverses, nous utilisons un faisceau laser résonnant de 1 cm de diamètre, et dont la puissance est de l'ordre de 30 mW. Il est réfléchi plusieurs fois entre deux miroirs de 15 cm de long, légèrement non parallèles, et croise le jet atomique une dizaine de fois. Le non-parallélisme des miroirs permet aux réflexions successives du faisceau de constituer un champ lumineux équivalent à celui de deux faisceaux laser convergents contrapropageants, dont les fronts d'onde sont courbés (voir figure 3.1).

3.2.2 Temps de vol du jet collimaté

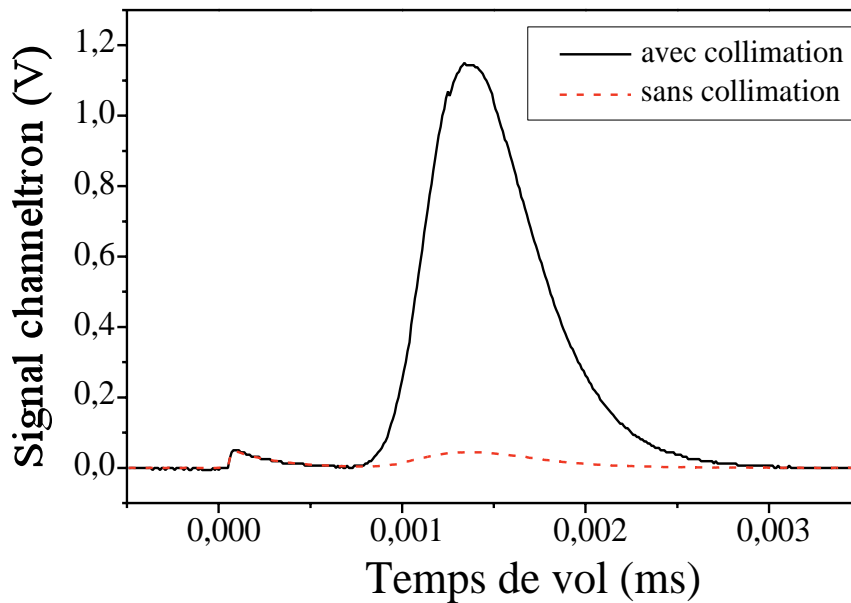


FIG. 3.2 – Temps de vol du jet avec et sans collimation au centre du jet atomique. La source fonctionne en régime pulsé, typiquement $50 \mu\text{s}$ toutes les 10 ms. On observe la présence d'un petit pic à l'instant zéro, synchrone avec l'impulsion de haute-tension, qu'on attribue à des photons UV émis par la source. Un peu plus d'une ms plus tard arrivent les atomes métastables. La collimation augmente considérablement le flux d'atomes que l'on détecte dans la fente placée au centre du jet.

On peut faire fonctionner la source en régime pulsé, en appliquant sur la source des créneaux de haute-tension, dont la durée est typiquement $50 \mu\text{s}$ et le taux de répétition de l'ordre de 100 Hz. On peut alors enregistrer le profil de vitesse longitudinal du jet, en mesurant les temps d'arrivée des atomes sur le multiplicateur d'électrons de D1.

La figure 3.2 présente les signaux de temps de vol que l'on obtient avec ou sans collimation à deux dimensions, avec le multiplicateur d'électrons placé au centre du jet atomique. On distingue un pic au temps très court que l'on attribue aux pho-

tons UV émis par la décharge pendant l'impulsion de haute-tension, et qui arrivent immédiatement. Puis, un peu moins d'1 ms après arrivent les atomes métastables les plus rapides. On peut quantifier le gain sur le flux atomique, intégré selon une direction, et mesuré au centre du jet, en faisant le rapport des aires des signaux de temps de vol correspondant aux atomes métastables. On trouve un gain sur le flux mesuré dans la fente de l'ordre de 25.

3.2.3 Profil transverse du jet collimaté

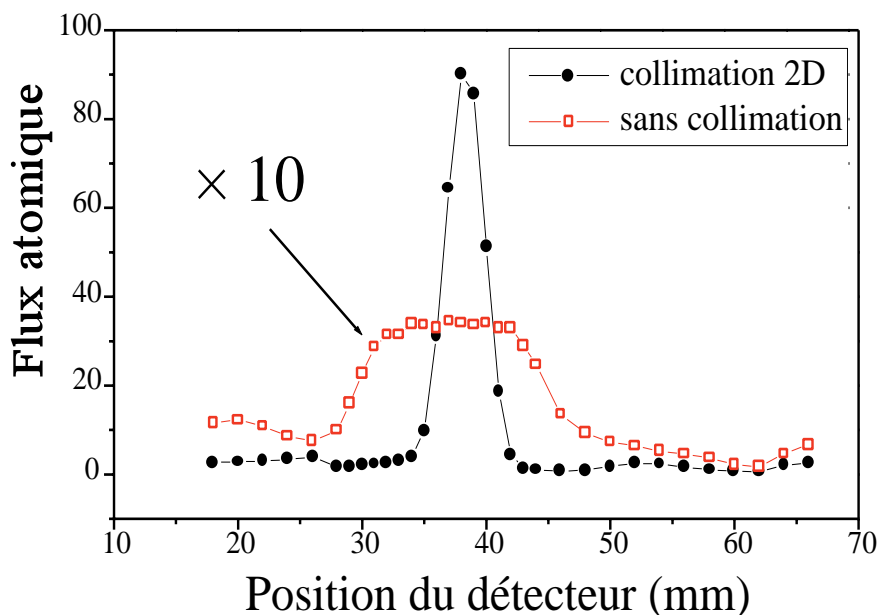


FIG. 3.3 – Profil transverse du jet “collimaté”, mesuré en déplaçant le multiplicateur d’électrons le long de la direction verticale, perpendiculairement à l’axe du jet.

En déplaçant le détecteur perpendiculairement au jet, on peut reconstituer le profil spatial du jet atomique. Pour chaque position du détecteur, on enregistre le signal de temps de vol et on mesure l’aire de la courbe correspondant aux atomes métastables. La figure 3.3 présente les profils du jet atomique que l’on obtient ainsi, avec ou sans la collimation dans les deux directions. On mesure une largeur à mi-hauteur du jet collimaté d’environ 4 mm.

3.2.4 Influence du courant et de la pression de la source

Le flux collimaté total est mesuré en utilisant la coupe de Faraday. Pour mesurer le courant qu’elle délivre, on utilise un picoampèremètre (Keithley). Les figures 3.4 et 3.5

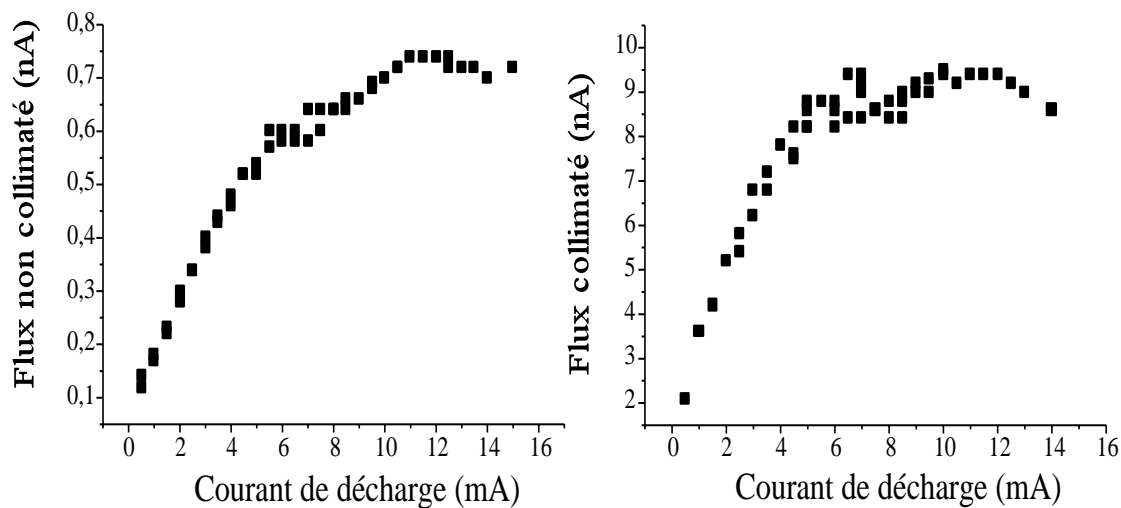


FIG. 3.4 – Flux avec et sans collimation en fonction du courant de décharge pour une pression dans l’enceinte source de 4×10^{-5} mbar.

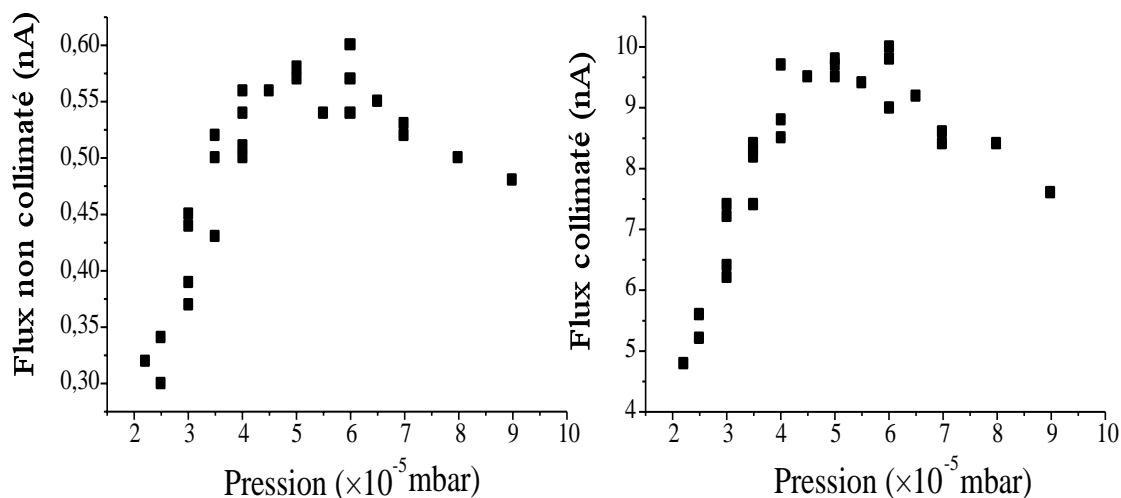


FIG. 3.5 – Flux avec et sans collimation en fonction de la pression dans l’enceinte source pour un courant de décharge de 5 mA.

présentent les flux mesurés sur la coupe de Faraday de D1, avec et sans la collimation, en fonction de la pression et du courant de décharge. On remarquera que la dépendance du flux sans la collimation en fonction de la pression (figure 3.5) est différente de celle de la figure 2.4. Cette dernière représente des mesures que nous avons effectuées avec une version antérieure de la source. Sa conception était sensiblement la même, mais elle se trouvait placée dans une enceinte à vide différente, qui était pompée par une pompe

à diffusion moins performante. C'est pourquoi la pression optimale de fonctionnement de la source est ici deux fois plus basse.

3.2.5 Gain en fonction du courant de la décharge

A partir des courbes de flux avec et sans collimation, on peut déterminer comment le gain de la collimation dépend du courant ou de la pression. Il est sensiblement indépendant de la pression, de l'ordre de 16 pour un courant de 5 mA, alors qu'il dépend nettement du courant de la décharge, comme le montre la figure 3.6.

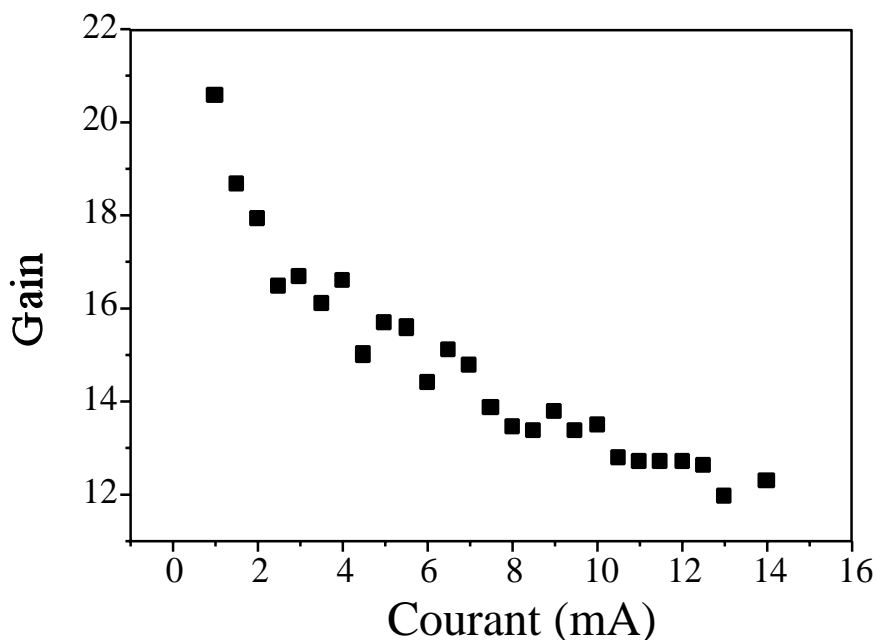


FIG. 3.6 – Gain de la collimation pour une pression de 4×10^{-5} mbar en fonction du courant de décharge. Quand on augmente le courant, le gain diminue parce que la vitesse longitudinale des atomes augmente.

On trouve que le gain décroît quand le courant augmente, ce qui peut s'expliquer par le fait que la vitesse moyenne des atomes augmente avec le courant de la décharge (cf figure 2.4). Moins les atomes métastables passent de temps dans la zone de collimation, plus la vitesse de capture est faible, moins la collimation est efficace.

3.2.6 Efficacité de la collimation

Le gain typique qu'on mesure sur le flux détecté avec la collimation 2D est de l'ordre de 16. Le courant mesuré au picoampèremètre est 0.6 nA sans la collimation, et 10 nA avec. On peut déterminer un ordre de grandeur de la vitesse de capture transverse

de la collimation à l'aide de la mesure du gain sur le flux atomique. En l'absence de collimation, les atomes détectés par D1 sont ceux qui sont émis par la source, qu'on considérera pour simplifier comme ponctuelle, avec un angle $\theta = \varnothing_d/2D$, où \varnothing_d est le diamètre du détecteur, et D la distance entre la source et le détecteur. Si on mesure un gain sur le flux détecté de G , c'est que les atomes détectés quand la collimation est présente sont ceux qui sont émis par la source avec un angle $\theta' = \sqrt{G}\theta$. Pour une vitesse longitudinale moyenne v_l , les vitesses transverses des atomes émis dans l'angle θ' sont inférieures à la vitesse $v_c = \theta'v_l$. Si on admet que le diamètre du détecteur est assez grand pour que tous les atomes du jet collimaté soient détectés, la vitesse de capture transverse de la collimation est v_c . Avec $\varnothing_d = 7$ mm, $v_l = 1000$ m/s, $D = 1.15$ m et $G = 16$, on trouve $v_c \simeq 12$ m/s.

3.2.7 Gain en fonction de la puissance des faisceaux laser

Enfin, la figure 3.7 présente le flux collimaté en fonction de la puissance laser totale que nous envoyons dans les faisceaux de collimation horizontaux et verticaux. Nous utilisons typiquement 60 mW de puissance.

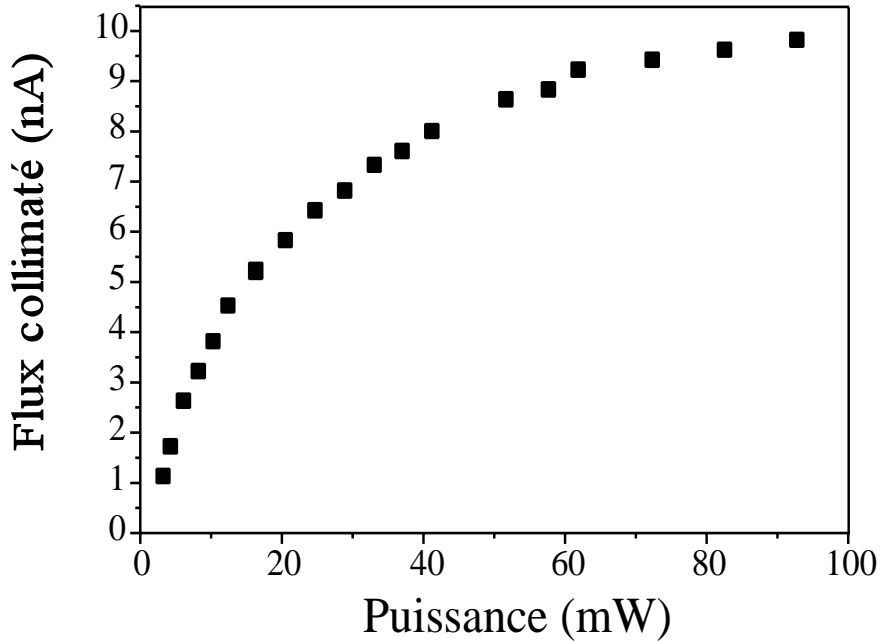


FIG. 3.7 – Flux “collimaté” en fonction de la puissance laser pour une pression de 4×10^{-5} mbar et un courant de décharge de 5 mA.

3.3 Déflexion du jet

3.3.1 Utilisation de la pression de radiation

Pour défléchir efficacement le jet, nous utilisons la technique dite du front d'onde courbé [80, 74]. Un faisceau laser résonnant passe dans un télescope cylindrique, qui l'étire suivant la direction du jet, et le rend légèrement convergent : son front d'onde est alors courbé (voir figure 3.8).

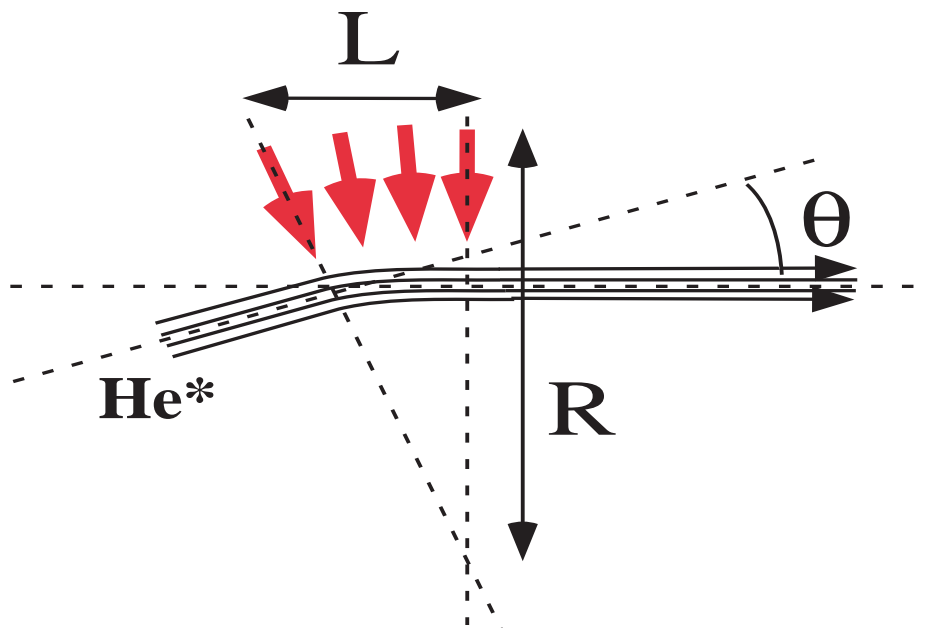


FIG. 3.8 – Schéma de principe de la déflexion par une onde convergente. Les atomes entrent dans l'onde laser perpendiculairement à la direction des vecteurs d'onde du laser : ils sont poussés. Si la pression de radiation est suffisante pour compenser la force centrifuge, leur trajectoire s'ajuste sur la courbure du champ lumineux. Nous utilisons un faisceau de longueur $L \sim 8$ cm dont le rayon de courbure est $R = 5$ m, ce qui permet d'obtenir un angle de déflexion $\theta \sim L/R \sim 1.6 \times 10^{-2}$ rad. La puissance dans le faisceau de déflexion est de l'ordre de 25 mW.

Grâce à la convergence du faisceau, la condition de résonance est maintenue pendant tout le temps d'interaction des atomes avec le faisceau laser et la trajectoire des atomes s'ajuste alors sur le front d'onde du laser, à condition que la pression de radiation soit suffisante pour compenser la force centrifuge. La pression de radiation s'exerce de façon plus efficace que dans une onde progressive où l'atome, parce qu'il est poussé, sort de résonance par effet Doppler avec le faisceau laser qui le défléchit. Afin de séparer spatialement le jet d'atomes métastables collimaté des atomes à l'état fondamental émis par la source, une déflexion d'environ 16 mm est nécessaire au niveau du détecteur D2, ce qui correspond à un angle de 1.6×10^{-2} rad.

3.3.2 Influence du rayon de courbure

On installe le détecteur D2 16 mm en dessous de la position où on détecte le jet collimaté. Pour un rayon de courbure donné du faisceau laser de déflexion, on mesure le flux sur le détecteur. En comparant ce flux à celui du jet collimaté non-défléchi, on peut mesurer l'efficacité de la déflexion en fonction du rayon de courbure. Le rayon de courbure optimal est alors de 5 m, comme le montre la figure 3.9.

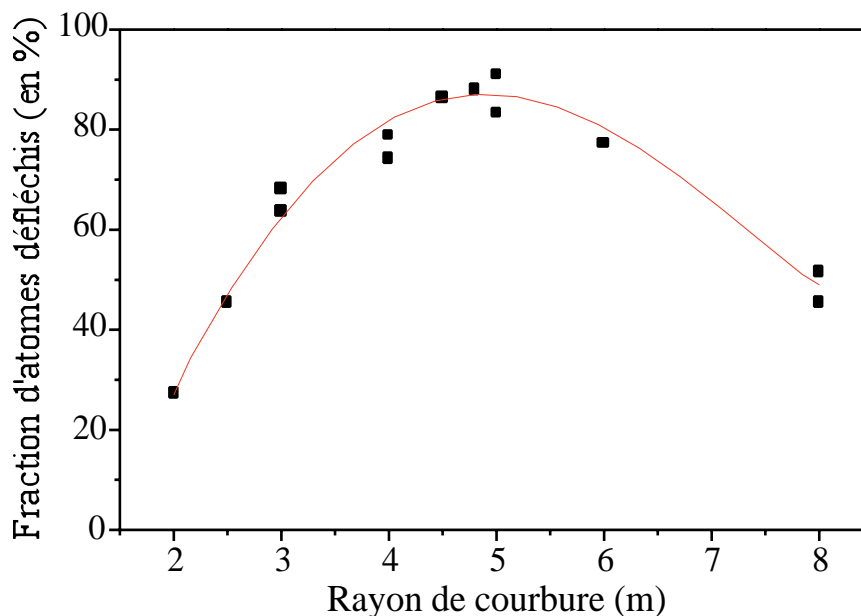


FIG. 3.9 – Efficacité de la déflexion en fonction du rayon de courbure de l'onde convergente. La longueur d'interaction dans le faisceau laser de déflexion est de 8 cm. On détecte le jet défléchi à 16 mm du jet collimaté, sur la coupe de Faraday de D1, soit 1 m après la zone de déflexion. On obtient une efficacité de déflexion maximale pour un rayon de courbure de 5 m.

3.3.3 Efficacité de la déflexion

Le jet d'atomes métastables est défléchi avec une efficacité voisine de 100 %, et le profil reste celui d'un jet collimaté : sa largeur est peu affectée par la déflexion, comme le montre la figure 3.10.

Nous disposons d'une deuxième coupe de Faraday, montée sur le détecteur D2, de diamètre $\varnothing = 8$ mm, et située à 2.4 m de l'entrée du tube (voir figure 2.1). Nous l'utilisons pour détecter le jet défléchi après son passage dans le tube du ralentisseur Zeeman, et pour optimiser l'alignement du faisceau laser de déflexion. Le courant typique mesuré sur D2 est de 10 nA, à comparer avec 0.6 nA mesuré sur D1 quand le jet n'est ni collimaté ni défléchi. Cela correspond à un flux de l'ordre de 10^{11} atomes/s.

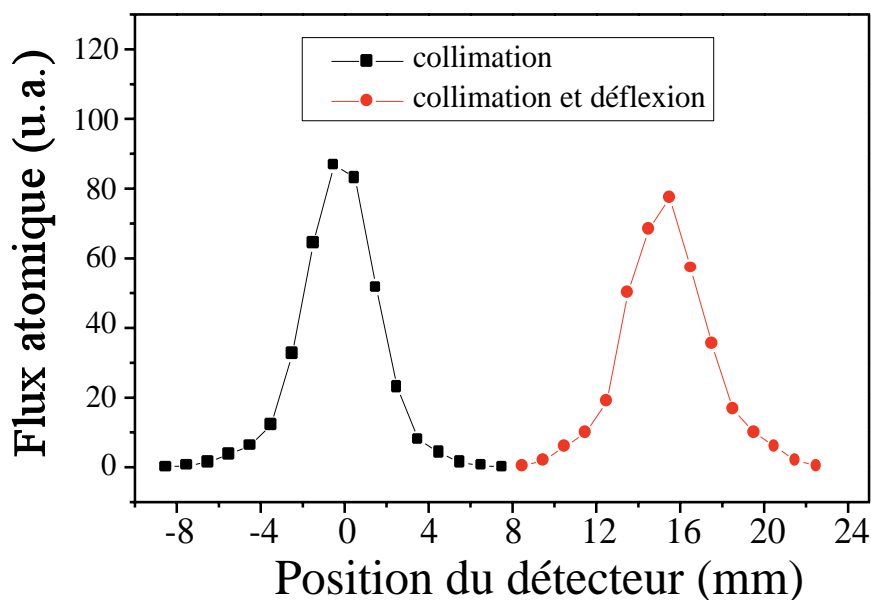


FIG. 3.10 – Profils verticaux des jets collimaté et défléchi, mesuré sur le multiplicateur d'électrons de D1, 1 m après la déflexion. Le jet défléchi a la même largeur que le jet collimaté.

3.3.4 Temps de vol du jet collimaté et défléchi

Pour caractériser la vitesse du jet collimaté et défléchi, nous avons fait une mesure de temps de vol. Nous avons utilisé un faisceau laser pousseur ($\varnothing = 1$ cm), coupé par une roue et qui croise le jet à angle droit afin de pulser le jet. Le faisceau laser est bloqué pendant un court intervalle de temps ($50\mu\text{s}$), toutes les 10 ms. Nous enregistrons alors sur le multiplicateur d'électrons monté à côté de la coupe de Faraday D2 le temps de vol des atomes. Nous avons trouvé une vitesse moyenne de 930 m/s et une largeur de la distribution des vitesses de l'ordre de 30%, ce qui est significativement plus faible que pour le jet émis par la source sans collimation-déflexion. Cela montre que la collimation-déflexion agit plus efficacement sur les atomes les plus lents, pour lesquels le temps d'interaction avec les faisceaux laser est plus grand.

3.4 Ralentissement

3.4.1 Les deux ralentisseurs

Les atomes du jet sont ensuite décélérés par la technique du ralentissement Zeeman [81]. Nous utilisons un faisceau laser de 15 mW de puissance et de 2 cm de diamètre environ. Il est polarisé circulairement et sa fréquence est décalée de 240 MHz dans

le rouge par rapport à la transition atomique. Le faisceau ralentisseur entre dans le système par une face de la cellule en quartz et se propage le long du jet atomique. Il est résonnant avec des atomes de vitesse de l'ordre de 1000 m/s à l'entrée du premier ralentisseur Zeeman, où règne un champ magnétique de 540 G (cf figure 3.11).

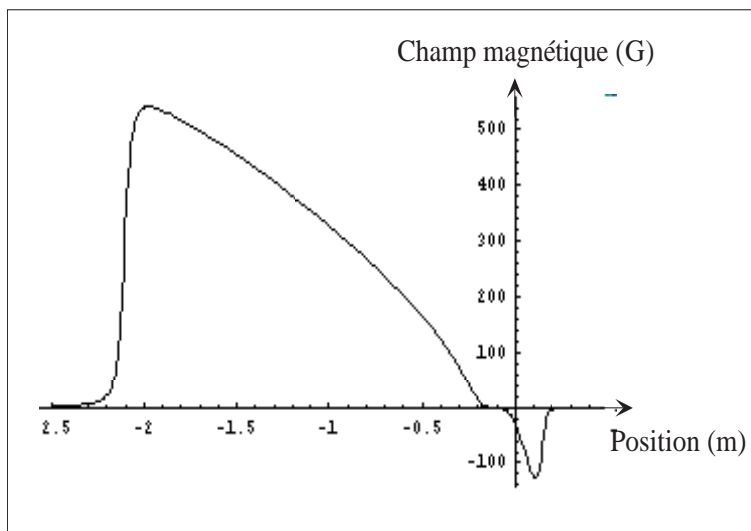


FIG. 3.11 – Champ magnétique des ralentisseurs, calculé par la loi de Biot et Savart. Le champ à l'entrée du premier ralentisseur est de l'ordre de 540 G, contre -140 G à la sortie du deuxième ralentisseur.

A la fin de ce premier ralentisseur Zeeman, la vitesse des atomes est de l'ordre de 250 m/s, ce qui est encore trop rapide pour être capturé par le piège magnéto-optique. Un deuxième ralentisseur de 15 cm de long, et de 10 cm de diamètre moyen est nécessaire. Il crée un champ qui varie de 0 à -140 G, afin d'obtenir une vitesse finale de 40 m/s.

Le premier ralentisseur est constitué d'une succession de 20 couches indépendantes de fil de cuivre émaillé de diamètre 2 mm. Les longueurs des couches successives vont en diminuant afin de créer un champ magnétique de forme parabolique. Le deuxième ralentisseur est constitué de 10 couches de fil de cuivre recouvert de nickel, et d'une gaine thermorésistante à base de fibre de verre, afin de pouvoir être chauffé à 250°C pendant le dégazage.

Nous disposons en outre après le deuxième ralentisseur Zeeman d'une bobine supplémentaire, dite bobine de compensation (cf figure 2.1), qui est elle aussi concentrique par rapport à l'axe du jet. Elle contient 70 tours, son diamètre moyen est 12 cm. Nous l'utilisons pour compenser le champ de fuite du deuxième ralentisseur Zeeman. Comme ce ralentisseur a un diamètre important, le champ de fuite s'étend assez loin, jusque dans la cellule, où il crée un champ de l'ordre de quelques Gauss. On peut avec un courant de l'ordre de 3 A compenser presque parfaitement la décroissance lente du champ de fuite à l'extérieur du ralentisseur Zeeman.

Cette configuration à deux ralentisseurs présente quelques avantages par rapport à une solution à un seul ralentisseur. D'abord, le ralentissement se finissant dans un champ relativement élevé (de l'ordre de 100 G), le faisceau laser de ralentissement est loin de résonance, et ne pousse pas les atomes piégés dans le PMO. Ensuite la vitesse de sortie des atomes est bien déterminée, parce que le champ magnétique à la fin du second ralentisseur Zeeman décroît abruptement, et elle s'ajuste facilement en jouant sur le courant qui circule dans le second ralentisseur. Enfin, dans le cas particulier de l'hélium métastable, on peut montrer que dans un champ de l'ordre de 600 G, il y a un croisement dans le diagramme des niveaux Zeeman. Les raies $2^3S_1, m_J = 1 \rightarrow 2^3P_2, m_J = 2$ et $2^3S_1, m_J = 1 \rightarrow 2^3P_1, m_J = 0$ sont dégénérées. En principe, le faisceau ralentisseur est polarisé σ_+ si bien qu'il ne peut induire de transition à $\Delta m = -1$, et donc coupler $2^3S_1, m_J = 1$ à $2^3P_1, m_J = 0$, mais il est difficile d'assurer une polarisation σ_+ parfaite. Par conséquent, le champ initial dans le premier ralentisseur n'est que de 540 G, afin d'éviter que les atomes rencontrent cette valeur un peu dangereuse du champ magnétique. En contrepartie, il faut un deuxième ralentisseur parce qu'une différence de champ entre le début et la fin du ralentissement de 540 G est insuffisante pour ramener la vitesse des atomes de 1000 m/s à quelques dizaines de m/s.

3.4.2 Mesure de la distribution en vitesse du jet atomique

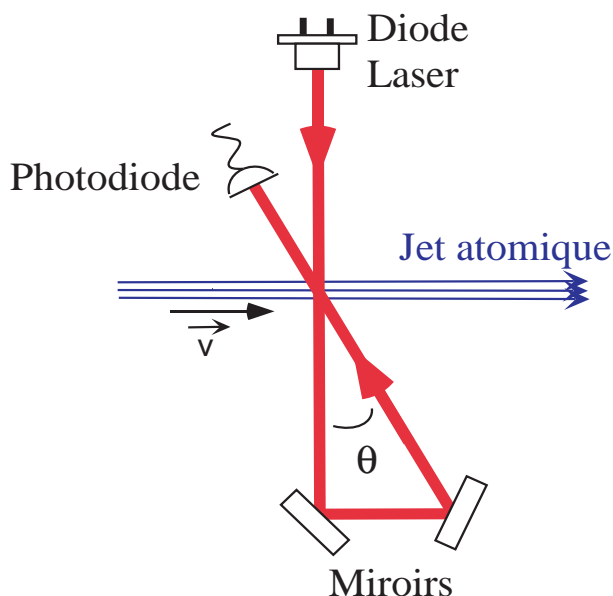


FIG. 3.12 – Dispositif de mesure de la vitesse moyenne des atomes. Un faisceau laser émis par une diode DBR traverse le jet deux fois, la première à angle droit, la seconde avec un angle variable. On mesure l'absorption du faisceau laser par le jet en fonction de la fréquence.

Nous avons contrôlé l'efficacité du ralentissement en mesurant la distribution des vitesses du jet avec et sans ralentissement par une méthode d'absorption Doppler. Nous utilisons un faisceau laser émis par une diode laser DBR qui traversait la cellule à deux reprises, d'abord perpendiculairement au jet, puis après réflexion sur deux miroirs, avec un angle θ . Nous avons utilisé suivant les conditions expérimentales des angles allant de 5° à 30° (cf figure 3.12). Nous avons aussi fait des mesures avec un faisceau laser qui ne rencontre qu'une fois le jet, et avec un angle. Le faisceau laser est résonnant avec les atomes du jet atomique quand la fréquence du laser est décalée pour compenser le décalage Doppler. L'absorption par le jet atomique a lieu quand le désaccord du faisceau laser vaut $\delta = kv\sin(\theta)$, où k est le vecteur d'onde et v la vitesse longitudinale des atomes.

Nous avons d'abord tenté de mesurer la fluorescence émise par le jet, mais nous ne disposons pour cela que d'un vieux photo-multiplieur dont le rendement était médiocre dans l'infra-rouge, si bien que nous n'avons pas réussi à détecter de signal exploitable. Nous avons alors décidé de mesurer l'absorption du faisceau laser dans le jet. L'absorption dans le jet étant très faible, de l'ordre du 0.1 %, nous avons utilisé une technique de modulation-démodulation par détection synchrone. Pour moduler la fréquence du faisceau laser, on applique une modulation sinusoïdale sur le courant de la diode laser dont la fréquence est 4 kHz. Le signal démodulé est alors la dérivée du signal d'absorption, d'où la forme dispersive des signaux observés.

La figure 3.13 présente la courbe obtenue pour le jet initial non ralenti, l'angle du faisceau laser était de 10.5° . On note deux structures, l'une pour un désaccord voisin de zéro, qui correspond à l'absorption dans le jet avec le faisceau laser traversant la cellule à angle droit, l'autre qui correspond à l'absorption dans le faisceau qui croise la cellule avec un angle, et qui se trouve donc décalée par rapport à la résonance.

La figure 3.14 présente les courbes obtenues pour le jet non ralenti, ralenti par le premier ralentisseur Zeeman, ralenti par les deux ralentisseurs. Elles confirment les vitesses attendues pour les paramètres du ralentissement (désaccord du laser, courant dans les bobines). Il faut noter que pour obtenir ces courbes, il est impératif d'ajouter au champ magnétique des ralentisseurs le champ produit par la bobine de compensation, afin de réduire le champ de fuite du second ralentisseur Zeeman. Ne pas s'affranchir de ce champ de fuite dans la cellule conduit à l'observation de plusieurs profils dispersifs, pour une même distribution en vitesses, liés à la levée de dégénérescence des transitions Zeeman.

3.4.3 Effet des faisceaux du PMO

Nous avons décidé de construire le piège magnéto-optique (PMO) avec des faisceaux laser qui entrent dans la cellule en quartz perpendiculairement à ses faces. Ceci impose de disposer deux faisceaux laser suivant la direction du jet atomique (cf figure 3.15).

Le faisceau σ_+ est dirigé vers la cellule par un miroir (M sur la figure 2.1) disposé à

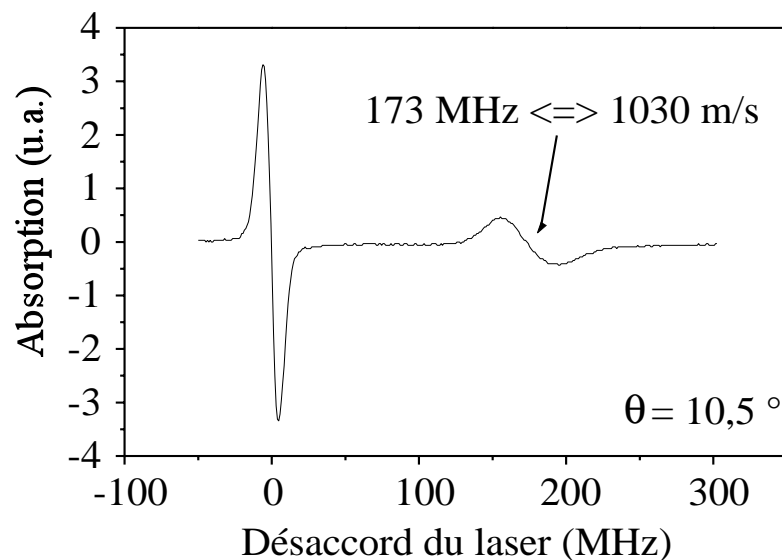


FIG. 3.13 – Profil d'absorption Doppler dans le jet non ralenti. On note la présence de deux structures dispersives, l'une à résonance, l'autre pour un désaccord de 173 MHz, qui correspond à une vitesse longitudinale moyenne de 1030 m/s.

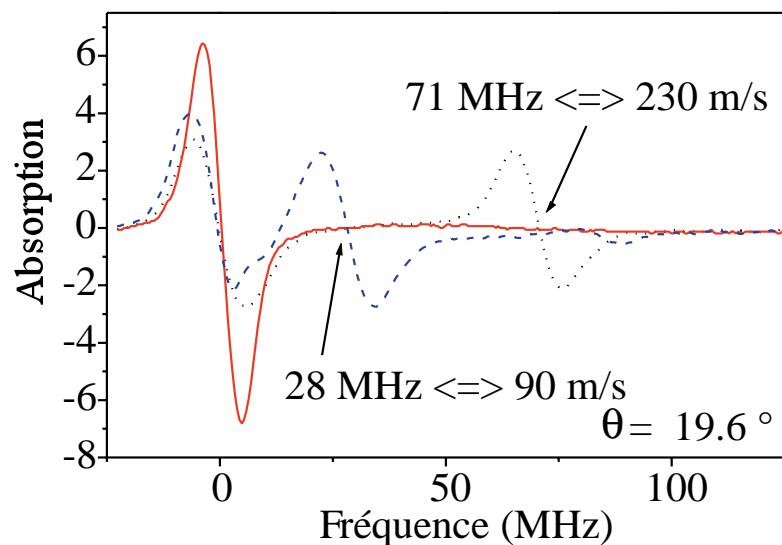


FIG. 3.14 – Profil d'absorption Doppler dans le jet non ralenti (trait plein), ralenti par le premier ralentisseur (trait pointillé), ralenti par les deux ralentisseurs (trait tireté). On note pour chaque courbe correspondant aux jets ralentis deux structures dispersives, l'une à résonance, l'autre désaccordée qui permet de mesurer la vitesse longitudinale moyenne du jet ralenti.

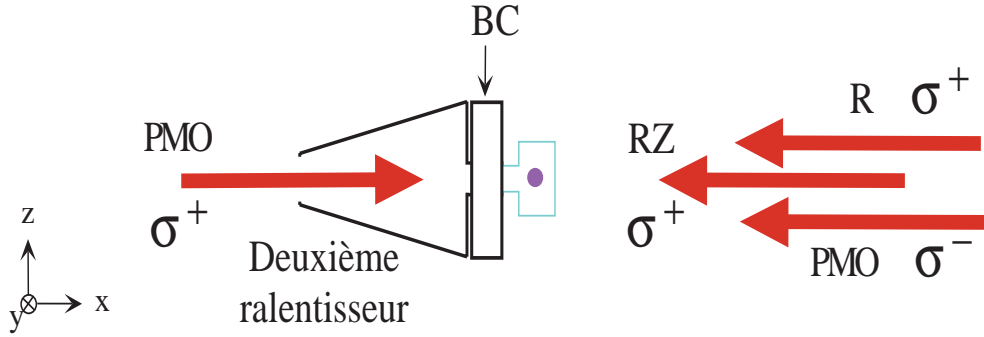


FIG. 3.15 – Schéma des faisceaux laser alignés sur l'axe du jet atomique. Les faisceaux du piège magnéto-optique sont perpendiculaires aux faces de la cellule. Deux des faisceaux du PMO sont donc alignés sur l'axe du jet et superposés avec le faisceau ralentisseur RZ. Un autre faisceau laser, le faisceau repompeur R, est superposé aux faisceaux longitudinaux. BC est la bobine qui compense le champ de fuite du second ralentisseur Zeeman.

45° à l'intérieur de la chambre 1. Il entre dans cette enceinte par un hublot (cf figure 2.1) et se propage le long de l'axe du jet. Le faisceau σ_- est superposé au faisceau ralentisseur, il entre dans la cellule par la face de sortie. Les deux faisceaux du PMO sont focalisés sur le miroir M, dont le bord est écarté de 1 cm du centre du jet.

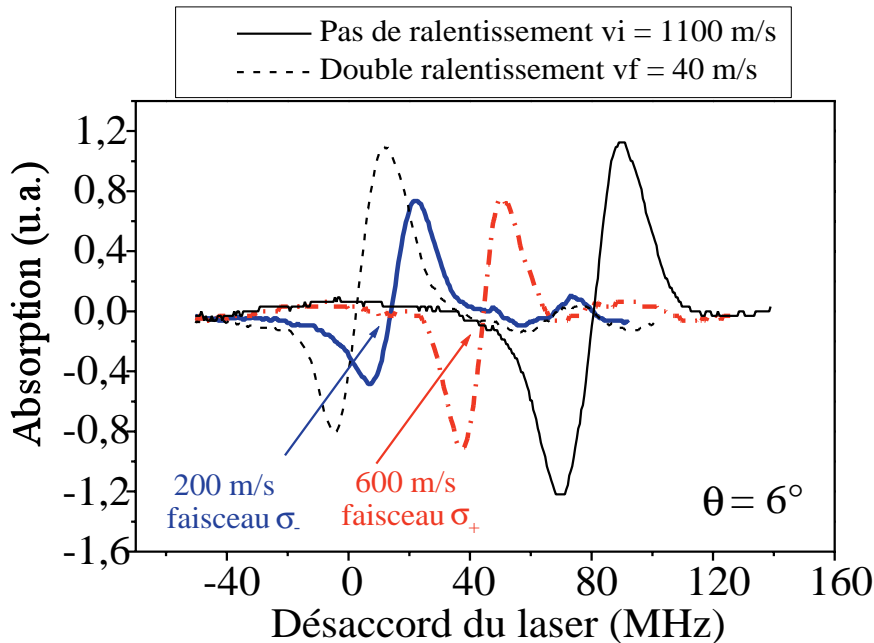


FIG. 3.16 – Profil d'absorption Doppler dans le jet ralenti avec les faisceaux du PMO présents. Sans les faisceaux du PMO, les atomes sont ralentis de $v_i = 1100$ m/s à $v_f = 40$ m/s. On note que la vitesse finale n'est que de 200 m/s quand le faisceau σ_- est présent, et de 600 m/s quand on ajoute le faisceau σ_+ . La polarisation du faisceau σ_+ du PMO n'est pas parfaite.

La figure 3.16 présente les premières courbes que nous avons observées pour le jet ralenti par les deux ralentisseurs lorsque nous avons aligné les deux faisceaux du piège magnéto-optique qui se propagent le long du jet atomique. Le ralentissement s'arrête à 600 m/s au lieu de 40 m/s en présence du faisceau σ_+ , et à 200 m/s en présence du faisceau σ_- .

Pour interpréter ces profils, il faut chercher à déterminer si les faisceaux du PMO sont résonnants avec les atomes pendant le ralentissement. Le faisceau σ_+ , s'il est résonnant avec les atomes à un instant donné pendant le ralentissement, s'oppose au ralentissement et accélère les atomes. Le faisceau σ_- , s'il est résonnant, peut dépomper les atomes du sous-niveau Zeeman $m_J = +1$, et c'est alors la fin du ralentissement. En outre, un défaut de polarisation du faisceau σ_+ peut aussi dépomper les atomes.

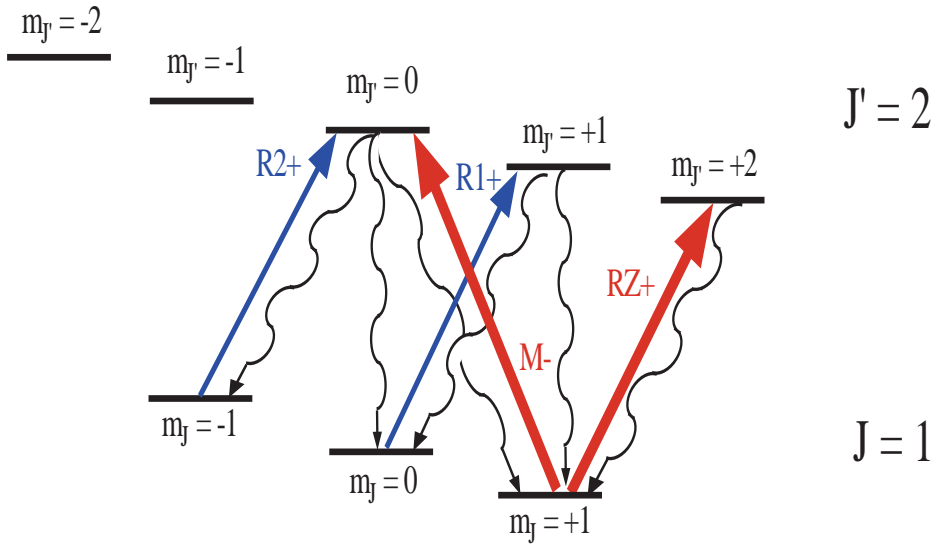


FIG. 3.17 – Schéma des sous-niveaux magnétiques des états 2^3S_1 et 2^3P_2 en présence d'un champ magnétique. Pendant le ralentissement, les atomes cyclent sur la transition $2^3S_1, m_J = 1 \rightarrow 2^3P_2, m_J = 2$ (RZ+). Le faisceau laser σ_- du PMO (M-) peut induire une transition entre le niveau $2^3S_1, m_J = 1$ et le niveau $2^3P_2, m_J = 0$: les atomes peuvent alors retomber dans les sous-niveaux Zeeman $m_J = -1$ et $m_J = 0$, auquel cas le ralentissement s'arrête. L'effet du repompeur (R1+ et R2+) est de remettre les atomes métastables des sous-niveaux $m_J = -1$ et $m_J = 0$ dans l'état $m_J = +1$, afin de permettre au ralentissement de se poursuivre.

Le faisceau ralentisseur est désaccordé de $\delta_{ral}/2\pi = -240$ MHz de la résonance. Pendant le ralentissement, la vitesse de l'atome décroît suivant la loi suivante :

$$\delta_{ral} + kv = \mu_b B / \hbar \quad (3.1)$$

où B et v sont les projections suivant l'axe z du champ magnétique et de la vitesse de l'atome. Les atomes sont polarisés dans le sous-niveau Zeeman $m_J = +1$ pendant

le ralentissement, et cyclent sur la transition $2^3S_1, g_s = 2, m_J = +1 \rightarrow 2^3P_2, g_p = 3/2, m_{J'} = +2$ (voir figure 3.17).

La condition de résonance du faisceau ralentisseur (3.1), qui relie la vitesse de l'atome et le champ magnétique auquel il est soumis pendant le ralentissement, est linéaire. Elle est représentée par la droite en trait plein sur la figure 3.18.

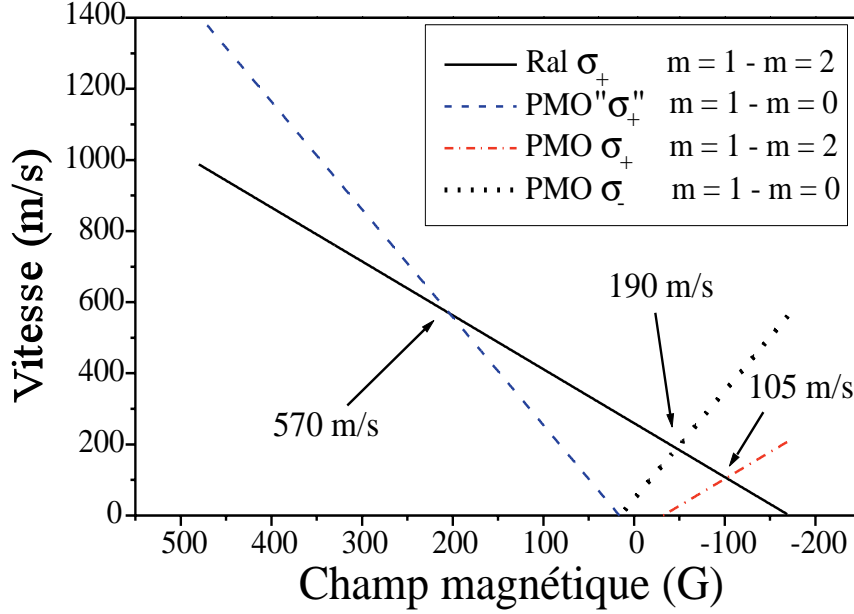


FIG. 3.18 – Condition de résonance des différents faisceaux laser. Les faisceaux du PMO sont résonnants avec les atomes pendant le ralentissement aux points d'intersection entre la droite en trait plein (condition de résonance du faisceau ralentisseur) et les trois autres droites (conditions de résonance des faisceaux du PMO).

Le faisceau σ_+ du PMO, parallèle au jet atomique (voir figure 3.15), peut aussi induire des transitions entre ces sous-niveaux magnétiques, si la condition de résonance suivante est remplie :

$$\delta_{pmo} - kv = \mu_b B / \hbar \quad (3.2)$$

Les équations (3.1) et (3.2) sont toutes deux satisfaites si

$$2kv_+ = \delta_{pmo} - \delta_{ral} \quad (3.3)$$

ce qui donne $v_+ = 105$ m/s. Donc, quand la vitesse devient 105 m/s, ce qui arrive avant la fin du ralentissement, le faisceau σ_+ accélère les atomes. L'effet global sur les atomes est alors déterminé par les intensités relatives des faisceaux laser du ralentisseur et du PMO : si l'intensité du faisceau ralentisseur est plus faible que celle du faisceau

du PMO, ce dernier peut accélérer les atomes suffisamment pour les faire sortir du processus du ralentissement.

En outre, le faisceau σ_- du PMO selon x peut induire des transitions entre les niveaux $2^3S_1, m_J = +1$ et $2^3P_2, m_{J'} = 0$, ce qui dépompe les atomes qui retombent dans les niveaux $2^3S_1, m_J = 0$ et $m_J = -1$ (voir figure 3.17). Ils ne sont alors plus résonnants avec le faisceau ralentisseur, et le ralentissement s'arrête. Cela se produit si la condition de résonance suivante est vérifiée :

$$\delta_{pmo} + kv = -2\mu_b B/\hbar \quad (3.4)$$

Les équations (3.1) et (3.4) sont toutes deux vérifiées quand

$$3kv_- = -(\delta_{pmo} + 2\delta_{ral}) \quad (3.5)$$

ce qui donne $v_- = 190$ m/s. Cette vitesse est atteinte peu après l'entrée dans le deuxième ralentisseur Zeeman.

On trouvera aussi représenté sur la figure 3.18 les conditions de résonance des faisceaux laser du PMO (3.1) et (3.4). Les points d'intersection de la droite en trait plein avec les autres droites donnent les points où les faisceaux du PMO sont résonnants avec les atomes pendant le ralentissement.

Cette analyse est confirmée par la mesure de la vitesse finale des atomes sur la figure 3.16. Lorsque le faisceau σ_- est présent, la vitesse finale mesurée est 200 m/s. Pour ce qui est du faisceau σ_+ , on mesure une vitesse finale de 600 m/s. On peut montrer de la même façon que précédemment que c'est la vitesse finale attendue si le faisceau n'est pas parfaitement polarisé σ_+ : un peu de polarisation σ_- peut dépomper les atomes quand leur vitesse vaut 600 m/s (voir figure 3.18). Une fois la polarisation du faisceau optimisée, on n'observe plus d'atomes à 600 m/s. Les atomes sont néanmoins accélérés par le faisceau σ_+ jusqu'à une vitesse finale de 150 m/s (voir la figure 3.19). Ce problème est résolu si on choisit une intensité du faisceau ralentisseur supérieure à celle du PMO. Nous utilisons typiquement 15 mW/cm² pour le faisceau ralentisseur, ce qui est environ 1.5 fois plus que l'intensité des faisceaux du PMO.

3.4.4 Utilisation du faisceau repompeur

Pour lutter contre l'effet de dépompage provoqué par le faisceau σ_- , il est nécessaire de repomper les atomes des niveaux $m_J = 0$ et $m_J = -1$ vers le niveau $m_J = +1$. En principe, deux faisceaux repompeurs sont nécessaires, polarisés σ_+ et résonnants avec les transitions $2^3S_1, m_J = -1 \rightarrow 2^3P_2, m_{J'} = 0$ et $2^3S_1, m_J = 0 \rightarrow 2^3P_2, m_{J'} = +1$, dans le même champ magnétique et pour la même vitesse des atomes que là où le dépompage se produit (voir figure 3.17).

On peut calculer que les deux fréquences nécessaires sont désaccordées de -272.5 MHz et -305 MHz. Pour générer ces deux fréquences, une diode laser DBR est asservie

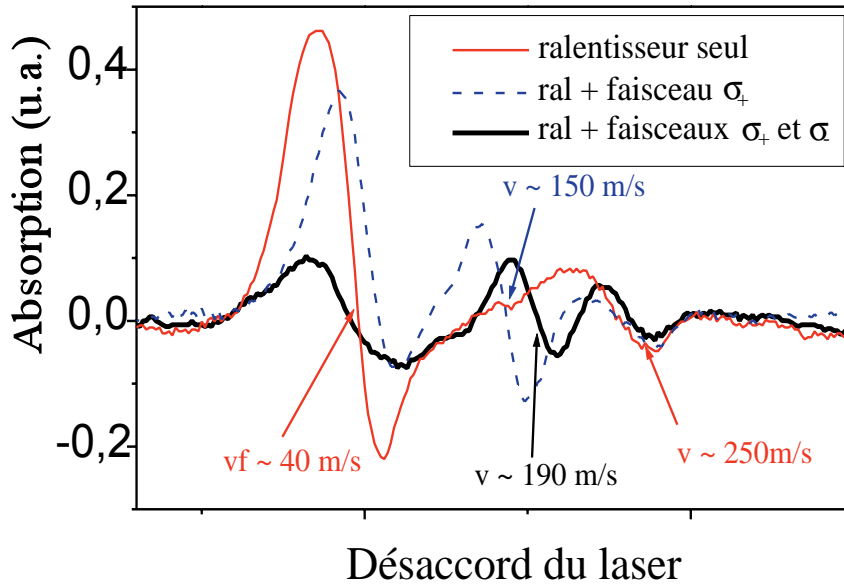


FIG. 3.19 – Profil d’absorption Doppler dans le jet ralenti avec les faisceaux du PMO présents. On note que la vitesse finale n’est que de 150 m/s quand le faisceau σ_+ est présent, et de 190 m/s quand on ajoute le faisceau σ_- , au lieu de 40 m/s quand seul le faisceau ralentisseur est présent. La polarisation du faisceau σ_+ du PMO a été optimisée. On note sur la courbe correspondant au jet ralenti en présence des deux faisceaux du PMO une structure correspondant à une vitesse de 250 m/s. Cette absorption est due à des atomes qui sont ralentis par le premier ralentisseur Zeeman, mais qui ne sont pas affectés par le deuxième.

à une fréquence décalée de -289 MHz par rapport à la résonance. Nous modulons son courant à 16 MHz, ce qui engendre dans le spectre en fréquence du laser des bandes latérales dont les fréquences sont celles dont on a besoin pour repomper les atomes. L’amplitude de la modulation est optimisée pour obtenir le maximum de puissance dans les deux premières bandes latérales. La puissance du laser repompeur est d’environ 20 mW.

La figure 3.20 montre l’effet du repompeur sur la vitesse finale des atomes. Sans repompeur, on perd 75 % des atomes par rapport au flux ralenti en l’absence des faisceaux laser du PMO. Lorsque le repompeur est présent, on en perd seulement un tiers.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté ici les techniques expérimentales que nous avons mises en œuvre pour produire un jet d’hélium métastable aussi intense que possible. Le flux du jet collimaté est de l’ordre de 10^{11} atomes/s. Nous pouvons ralentir ce jet d’atomes métastables

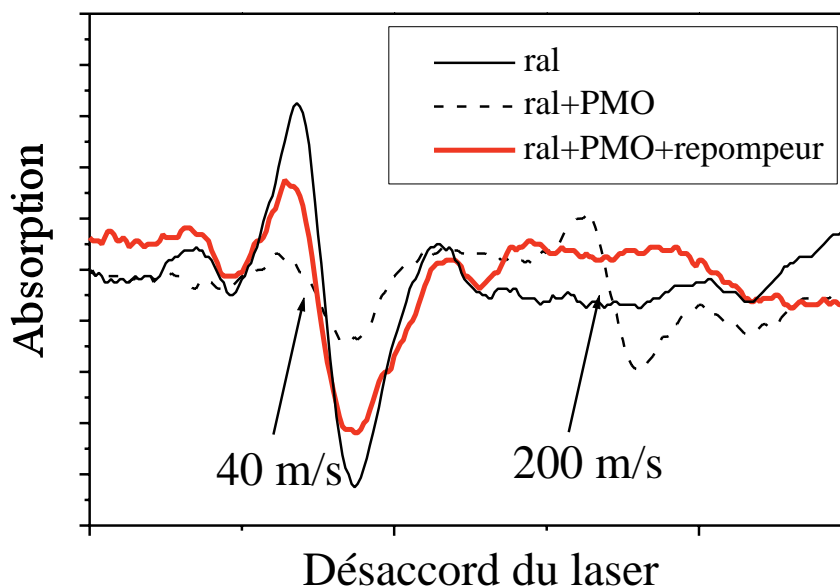


FIG. 3.20 – Effet du repompeur. Sans repompeur, on perd 75 % des atomes quand on allume les faisceaux du PMO, et seulement un tiers quand on leur superpose le faisceau repompeur.

à l'aide d'un double ralentisseur Zeeman jusqu'à une vitesse quelconque, en choisissant la valeur du champ magnétique final, à la sortie du deuxième ralentisseur Zeeman. La géométrie particulière des faisceaux de piégeage du PMO, dont deux bras sont alignés sur l'axe du jet atomique, entraîne des pertes pendant le ralentissement, que nous avons réussi à partiellement compenser à l'aide d'un faisceau laser supplémentaire, le repompeur. Une mesure en absorption dans le jet nous a permis d'optimiser le ralentissement. Nous nous sommes essentiellement concentrés sur la mesure de la vitesse moyenne des atomes. Nous n'avons pas tenté de calibrer en absolu l'absorption que nous mesurons dans le jet, ce qui nous aurait permis de mesurer les flux avec et sans ralentissement, et de quantifier ainsi l'efficacité du ralentissement. En outre, la mesure de la largeur des profils dispersifs que nous mesurons doit permettre de mesurer la dispersion en vitesse des atomes, qui doit être faible pour des atomes ralentis, puisque le ralentissement s'accompagne aussi d'un refroidissement de la distribution des vitesses longitudinales. On attend en fait des largeurs de l'ordre de quelques m/s, ce qui correspond à des largeurs en fréquence dans les spectres d'absorption Doppler de quelques MHz. Or la largeur caractéristique des structures dispersives de nos spectres est plutôt de l'ordre de quelques dizaines de MHz. Nous pensons que cette largeur est d'origine instrumentale : elle est liée d'une part au fort indice de la modulation que nous avons appliquée au courant de la diode laser que nous utilisons pour mesurer cette absorption, ainsi qu'à l'intensité du faisceau laser sonde que nous avons utilisée, bien plus grande que l'intensité de saturation. Utiliser un fort indice de modulation et une forte

puissance laser permet d'obtenir une meilleure amplitude du signal d'absorption après démodulation, mais présente l'inconvénient d'en augmenter aussi la largeur. Ces mesures peuvent donc être améliorées, afin d'être plus quantitatives. On pourrait essayer de mesurer la fluorescence avec un photo-multiplicateur plus efficace, ou reprendre les mesures d'absorption avec une détection synchrone suffisamment peu bruyante pour permettre de travailler à faible indice de modulation et à intensité laser inférieure à l'intensité de saturation.

Chapitre 4

Le piège magnéto-optique

Ce chapitre présente le piège magnéto-optique que nous avons construit, et les méthodes de caractérisation que nous avons employées pour mesurer taille, température et nombre d'atomes. Nous avons cherché à optimiser le nombre d'atomes piégés, la densité restant limitée à cause de forts taux de pertes dans le PMO. Ces pertes sont attribuées aux collisions Penning, dont le taux est augmenté en présence de lumière résonnante, et que nous avons étudiées en détail, en fonction des paramètres du piège.

4.1 Dispositif expérimental

Nous piégeons les atomes au centre d'une cellule en quartz de bonne qualité optique, fabriquée par Hellma. Sa dimension est de $5\text{cm} \times 5\text{cm} \times 4\text{cm}$. Nous utilisons des faisceaux lasers de 2 cm de diamètre afin de capturer un grand nombre d'atomes. Le PMO est situé le plus près possible de la fin du second ralentisseur Zeeman afin d'obtenir le taux de chargement le plus élevé possible. Les 6 faisceaux du PMO sont indépendants, et croisent la cellule suivant des directions perpendiculaires à ses faces. Les deux faisceaux du PMO le long de l'axe du jet sont pratiquement superposés au faisceau ralentisseur. Deux bobines cylindriques, séparées de 5.2 cm le long de l'axe y (voir figure 4.1), créent le champ quadrupolaire du piège magnéto-optique.

Le nombre d'atomes est déduit d'une mesure absolue d'absorption dans un faisceau laser résonnant, assez intense pour saturer la transition. La taille du nuage est tirée d'images d'absorption réalisées avec une caméra CCD, ce qui permet de mesurer des nuages en temps de vol et de déterminer leur température.

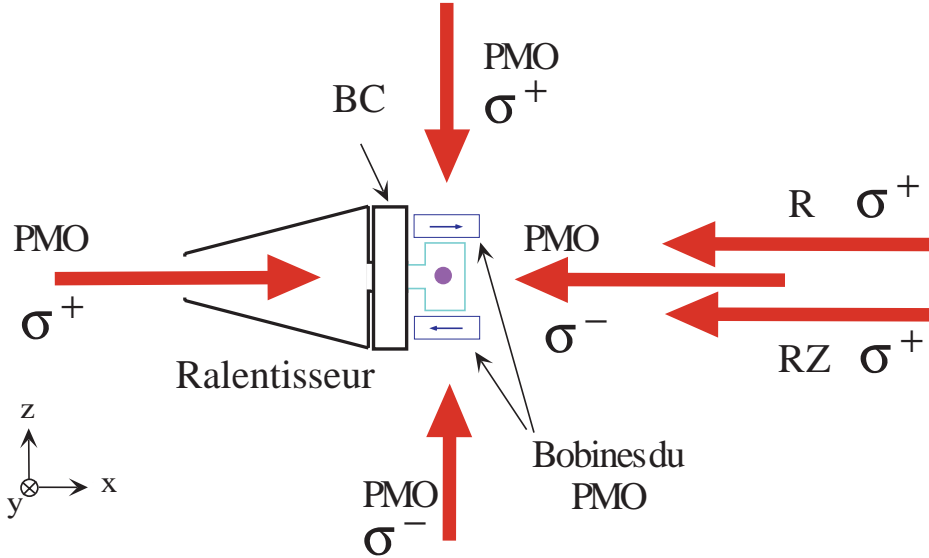


FIG. 4.1 – Schéma du piège magnéto-optique (PMO). Les faisceaux du piège croisent la cellule en quartz perpendiculairement à ses faces. R désigne le faisceau repompeur, RZ le faisceau ralentisseur, BC la bobine de compensation du champ de fuite du second ralentisseur Zeeman.

4.2 La détection

4.2.1 L'imagerie d'absorption

Le cas de l'hélium métastable diffère de celui des alcalins lourds, en ce qu'il est difficile de trouver des caméras CCD dont l'efficacité quantique est grande. Les caméras CCD commerciales sont faites à l'aide d'une puce de Silicium, dont l'absorption s'effondre au delà du micron. La caméra que nous avons utilisée pour les mesures sur le piège magnéto-optique (Hamamatsu C3140) avait une efficacité quantique très faible (10^{-3} à $1.083 \mu m$). Si l'on veut faire de l'imagerie dans les conditions optimales (brève impulsion pour avoir une bonne résolution temporelle, intensité faible ($I \ll I_{sat}$) pour avoir un contraste optimal), il est impossible d'obtenir des images avec un bon rapport signal sur bruit parce que la caméra reçoit trop peu de photons. Pour obtenir des images convenables, nous devons illuminer les atomes avec une impulsion d'environ $200 \mu s$ dont l'intensité était de l'ordre de 0.1 mW/cm^2 ($I \sim I_{sat}$), et utiliser un grandissement de $1/5$. Une difficulté supplémentaire provient du large recul encaissé par les atomes $\hbar k/m$ (9.2 cm/s), à cause de la faible masse de l'hélium : les atomes sont poussés hors de résonance pendant l'impulsion de $200 \mu s$, ce qui réduit l'absorption, si on utilise une onde progressive. La solution que nous avons envisagée consiste à illuminer les atomes avec une onde stationnaire à l'aide du dispositif de détection décrit dans le paragraphe suivant.

4.2.2 Dispositif expérimental de détection

Pour caractériser le nuage piégé, nous utilisons un faisceau laser sonde, issu d'une diode laser indépendante. Le faisceau laser a un diamètre de l'ordre de 1 cm, qu'on allume après que la lumière et le champ magnétique du PMO sont coupés. Notre dispositif de détection (voir figure 4.2) permet plusieurs types de mesures. En utilisant des lames demi-onde et des cubes séparateurs de polarisation, on peut créer soit (i) une onde progressive, circulairement polarisée, qui passe à travers le nuage atomique pour ensuite être envoyée sur une photodiode (PD1 sur la figure 4.2), ce qui donne la puissance totale absorbée par les atomes, soit (ii) une onde stationnaire, aussi polarisée circulairement, dont l'un des bras est envoyée sur une caméra CCD, ce qui permet une mesure résolue spatialement de l'absorption. Une deuxième photodiode (PD2 sur la figure 4.2) collecte la fluorescence émise par le nuage.

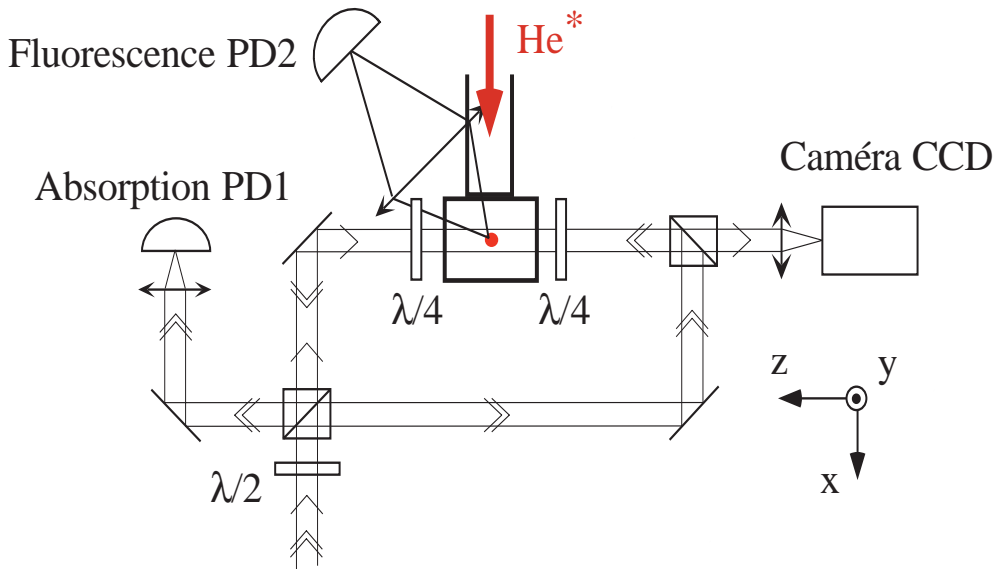


FIG. 4.2 – Schéma de la détection. En tournant une lame $\lambda/2$, on peut créer soit une onde progressive pour mesurer l'absorption sur la photodiode PD1, soit une onde stationnaire, où les deux faisceaux sont polarisés circulairement dans la région de la cellule, pour faire l'image du nuage sur la caméra CCD. La photodiode PD2 mesure la fluorescence émise par le PMO.

4.2.3 Remarques

Avec ce dispositif de détection, nous avons pu obtenir des images avec un bon contraste, mais l'inconvénient est que les images prises dans une onde stationnaire avec une intensité $I \sim I_{sat}$ sont plus difficiles à analyser. Nous avons alors développé un modèle simple d'absorption de la lumière dans cette configuration du champ lumineux, en négligeant tout effet cinétique, qui permet de calculer la densité de colonne à partir

de la densité optique mesurée sur chaque pixel, pour une intensité laser quelconque (voir appendice A). La densité de colonne ainsi obtenue est ensuite ajustée par une gaussienne afin d'en déduire la taille du nuage, et le nombre d'atomes.

4.3 Performances

4.3.1 Paramètres du PMO

Pour optimiser le nombre d'atomes piégés, nous opérons notre PMO dans des conditions inhabituelles par rapport à celles qu'on rencontre dans la plupart des expériences sur des atomes alcalins. Le désaccord du PMO est très grand et vaut $\delta_{PMO}/2\pi = -45$ MHz, ce qui correspond à environ -28Γ . L'intensité totale dans les bras du piège est élevée, $I = 50 \text{ mW/cm}^2 \sim 300I_{sat}$. Ce désaccord permet de minimiser les collisions inélastiques Penning entre atomes dans l'état métastable 2^3S_1 et l'état 2^3P_2 excité par la lumière du PMO [61, 59, 82], et ce pour deux raisons : d'abord parce que le volume du PMO est grand, ce qui permet d'obtenir un grand nombre d'atomes alors que la densité est limitée, et ensuite parce que la fraction d'atomes excités dans le niveau 2^3P_2 est faible, de l'ordre de quelques %. Le tableau 4.1 donne les paramètres du PMO, pour lesquels le nombre d'atomes piégés est maximal.

TAB. 4.1 – Paramètres optimaux pour le chargement du PMO

| | |
|------------------------------------|-------------------------------|
| Désaccord du laser | -45 MHz |
| Diamètre du faisceau laser | 2 cm |
| Intensité laser Longitudinale (Ox) | $2 \times 9 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité laser Verticale (Oy) | $2 \times 9 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité laser transverse (Oz) | $2 \times 7 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité totale | 50 mW/cm^2 |
| Gradient du PMO (axe faible) | $b_x = b_y = 20 \text{ G/cm}$ |
| Gradient du PMO (axe fort) | $b_z = 40 \text{ G/cm}$ |

4.3.2 Caractéristiques du PMO

Mesure de la fluorescence

La figure 4.3 présente le signal de fluorescence du PMO détecté par la photodiode PD2. A l'instant initial, le chargement du PMO démarre. Après 1 s de chargement, l'état stationnaire est atteint, et on interrompt le chargement en bloquant l'arrivée du jet d'atomes dans la cellule (on bloque le faisceau laser de déflexion). Le signal de

fluorescence décroît alors de moitié en 100 ms, indiquant de fortes pertes d'atomes dans le piège.

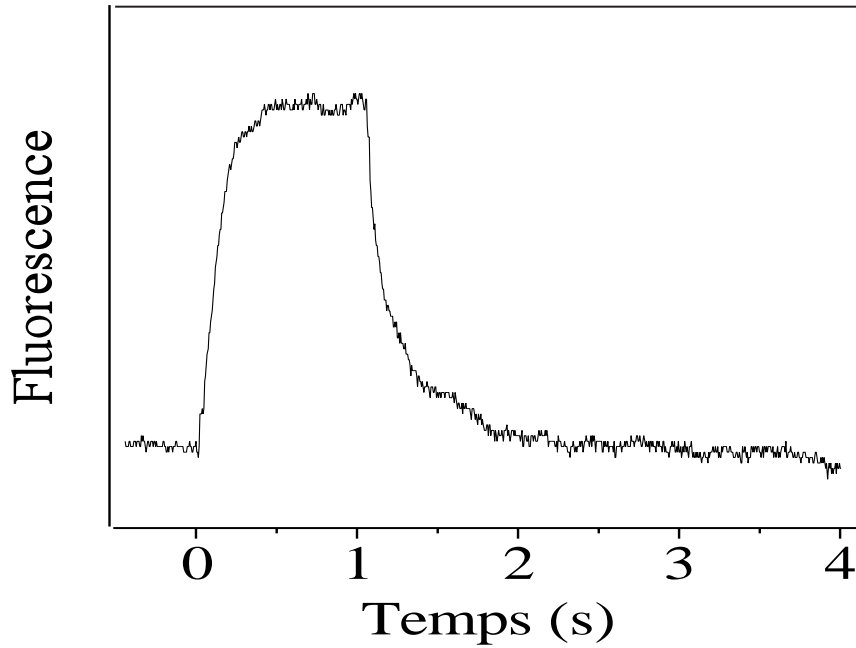


FIG. 4.3 – Signal de fluorescence pendant le chargement et déchargement du PMO. Il faut moins d'une seconde pour atteindre le régime stationnaire, et seulement 100 ms pour perdre la moitié des atomes quand on a arrêté le chargement.

Mesure du nombre d'atomes

Pour mesurer le nombre N d'atomes piégés à l'état stationnaire, nous réalisons une mesure d'absorption sur la photodiode PD1. Une fois le piège coupé, nous illuminons le nuage avec une impulsion du faisceau sonde de quelques dizaines de ms de durée, dont nous mesurons la puissance sur la photodiode D1. Les atomes absorbent une partie de la puissance au début de l'impulsion. Puis l'absorption dans la sonde décroît à mesure que le temps augmente, parce que les atomes sortent de la sonde ou sont poussés hors de résonance. Nous mesurons le montant de puissance absorbée au début de l'impulsion, et ce pour des puissances croissantes dans l'impulsion sonde. Notre puissance-mètre (Coherent Lab-master) est calibré avec une précision de 3% et permet donc une bonne mesure absolue de la puissance absorbée après calibration de la photodiode PD1. La figure 4.4 présente les mesures de puissance absorbée en fonction de la puissance incidente. Le faisceau laser sonde saturé la transition atomique pour des puissances supérieures à 10 mW. La puissance maximale absorbée est alors $P = Nh\nu\Gamma/2$. Nous mesurons une puissance absorbée maximale de 1 mW, ce qui correspond à $N = (1 \pm 0.1) \times 10^9$ atomes. Nous estimons l'erreur sur cette mesure assez

faible, de l'ordre de 10%.

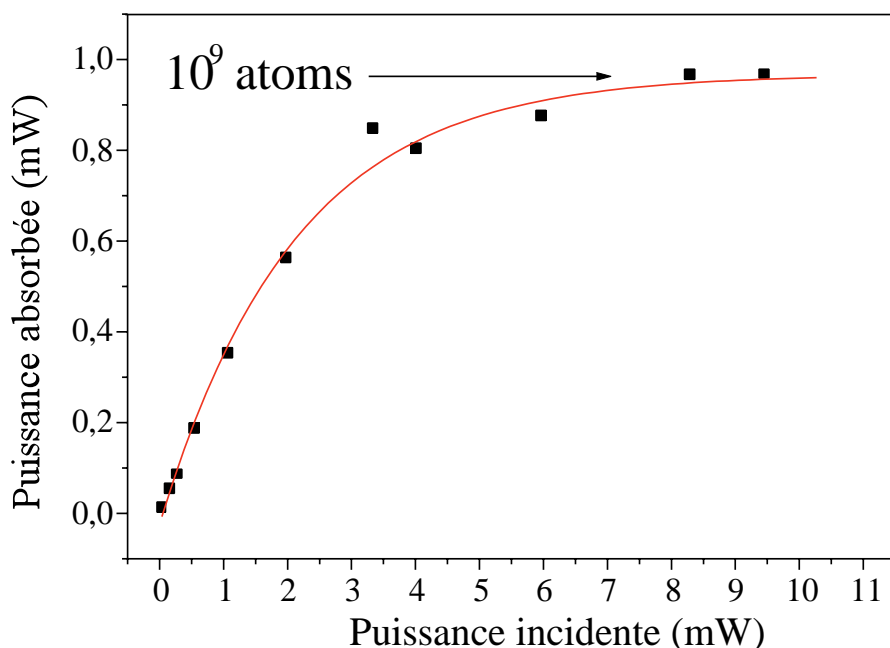


FIG. 4.4 – Puissance absorbée par le PMO en fonction de la puissance incidente dans le faisceau sonde. La puissance absorbée sature à 1 mW, ce qui correspond à $(1 \pm 0.1) \times 10^9$ atomes. La ligne en trait continu ne résulte pas d'un ajustement : elle est là pour guider les yeux du lecteur.

Nous pouvons aussi mesurer pour des puissances croissantes du faisceau sonde la fluorescence diffusée par le nuage et détectée par la photodiode PD2. Cette mesure a l'avantage de se faire sur un fond noir, et est donc plus sensible que l'absorption totale dans le faisceau laser, quand le nombre d'atomes décroît (pendant l'évaporation par exemple). Le temps de réponse de l'électronique de cette photodiode amplifiée est assez lent (de l'ordre de $100\mu\text{s}$), à cause du fort gain de l'étage d'amplification. Or, on sait que le signal d'absorption dans l'onde progressive a déjà eu le temps de sensiblement diminuer pendant cet intervalle de temps quand la puissance est grande parce que les atomes sont poussés hors de résonance. C'est pourquoi nous utilisons plutôt le faisceau sonde dans sa configuration en onde stationnaire. Comme il est possible en utilisant PD1 et PD2 de calibrer la fluorescence reçue, on peut encore mesurer le nombre d'atomes absolu en mesurant la fluorescence. Nous utilisons maintenant cette technique pour mesurer le nombre d'atomes pendant l'évaporation. Mais aussi, de façon quotidienne, pour contrôler que le nombre d'atomes initialement chargé dans le PMO ne change pas pendant que nous prenons des données.

Mesure des tailles et de la température

Tailles et température sont mesurées avec l'imagerie par absorption sur la caméra CCD. La taille rms est de l'ordre de 2 mm, la température de 1 mK. Nous n'avons jamais pu vraiment faire correspondre les nombres d'atomes mesurés par absorption sur PD1 et sur la caméra à mieux qu'un facteur 2. Il est en fait assez difficile d'être très quantitatif avec l'absorption à basse puissance : il faut tenir compte de la polarisation de la lumière, de la structure des sous-niveaux magnétiques, de l'environnement magnétique (des champs de l'ordre de la fraction de Gauss peuvent redistribuer les atomes sur les différents sous-niveaux Zeeman pendant l'impulsion de sonde), de la température des atomes (l'hélium étant léger, on a pour le MOT un décalage par effet Doppler de l'ordre de la largeur de la raie atomique), de la largeur de raie du laser sonde... En outre, l'imagerie dans l'infra-rouge nous a réservé des surprises, nous posant des problèmes d'interprétation toujours non résolus, et dont je parlerai à propos de l'évaporation (cf. chapitre 7.3).

Bilan

Finalement, le tableau 4.2 résume les caractéristiques du PMO, dans les conditions donnés par le tableau 4.1.

TAB. 4.2 – Caractérisation du PMO avec les paramètres de la table 4.1.

| | |
|-------------------------|---|
| Nombre d'atomes | $N = (1 \pm 0.1) \times 10^9$ |
| RMS Taille (axe faible) | $\sigma_x = \sigma_y = (2 \pm 0.1) \text{ mm}$ |
| Taille (axe fort) | $\sigma_z = (1.6 \pm 0.1) \text{ mm}$ |
| Densité au centre | $(1 \pm 0.25) \times 10^{10} \text{ atomes/cm}^3$ |
| Température | 1 mK |

4.3.3 Effet du repompeur

La présence du repompeur permet d'augmenter le nombre d'atomes piégés d'un facteur 3 typiquement (cf figure 4.5), avec les paramètres du PMO donnés par le tableau 4.1. On passe donc de 3×10^8 atomes piégés à 10^9 . Comme les pertes sont essentiellement dues à des collisions à deux corps intra-PMO, le nombre d'atomes piégés à l'état stationnaire augmente comme la racine carrée du taux de chargement. Une augmentation d'un facteur 3 du nombre d'atomes piégés implique que le taux de chargement est 9 fois plus élevé quand le repompeur est présent. Ce rapport 9 est plus grand que ce qu'on attend si l'on se réfère aux mesures d'absorption dans le jet ralenti, qui suggèrent une augmentation du flux ralenti d'un facteur deux à trois (voir la figure 3.20). Nous avons soigneusement optimisé les différents paramètres, relatifs aussi bien au PMO

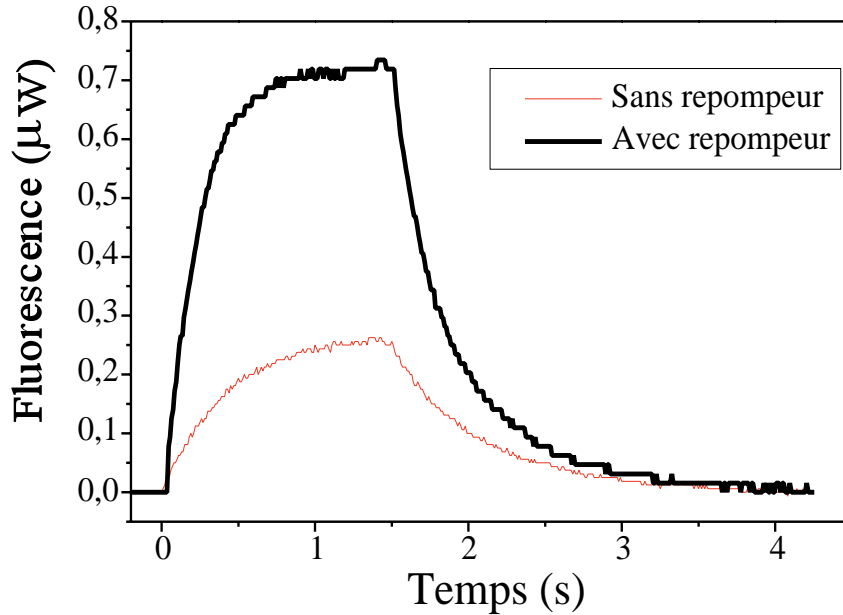


FIG. 4.5 – Fluorescence avec et sans repompeur. On gagne un facteur 3 sur le nombre d’atomes piégés quand le repompeur est présent.

qu’au ralentissement, afin d’obtenir le plus grand nombre d’atomes piégés possibles. Ces paramètres ne sont pas forcément ceux pour lesquels les mesures d’absorption du jet ralenti ont été effectuées. En particulier, la vitesse finale des atomes à la sortie des ralentisseurs est ici plus élevée que 40 m/s, parce que le PMO peut capturer des atomes jusqu’à des vitesses de l’ordre de 80 m/s.

4.4 Un jeu de paramètres plus exotiques

Nous pouvons aussi piéger de l’ordre de 10^9 atomes avec un jeu de paramètres laser assez différents, qui est celui que nous avons plus récemment utilisé pour les expériences menées sur le condensat. La différence principale réside dans le fait que nous n’utilisons plus de bandes latérales sur le faisceau repompeur. Sa présence est toujours nécessaire, mais son désaccord par rapport à la transition atomique est différent : -250 MHz au lieu de -273 et -305 MHz. Le nombre d’atomes piégés est maximal quand nous conservons le même désaccord pour les faisceaux laser du PMO, mais leur intensité laser est plus faible, 25 au lieu de 50 mW/cm^2 au total. En outre, le gradient du champ magnétique optimal est plus élevé, 55 G/cm selon l’axe de symétrie des bobines. Enfin, dans cette configuration, il est nécessaire d’augmenter très significativement la puissance que nous utilisons pour ralentir les atomes : 150 mW au lieu de 15 mW . Le tableau 4.3 résume les paramètres de l’expérience pour lesquels le nombre d’atomes piégés est maximal.

TAB. 4.3 – Deuxième jeu de paramètres

| | |
|------------------------------------|--------------------------------|
| Désaccord du PMO | -45 MHz |
| Diamètre du faisceau laser | 2 cm |
| Intensité laser longitudinale (Ox) | $2 \times 2.5 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité laser verticale (Oy) | $2 \times 5 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité laser transverse (Oz) | $2 \times 5 \text{ mW/cm}^2$ |
| Intensité totale | 25 mW/cm^2 |
| Gradient du PMO (axe fort) | $b_z = 55 \text{ G/cm}$ |
| Puissance ralentisseur | 150 mW |

Nous avons déterminé ce jeu de paramètres en optimisant le nombre d'atomes piégés dans le PMO, mais nous n'avons pas étudié le ralentissement dans cette configuration. Il est donc difficile de déterminer avec certitude pourquoi le repompeur est encore efficace, alors qu'il ne peut a priori plus jouer le même rôle que précédemment.

4.5 Les collisions Penning

Nous avons procédé à une étude systématique du taux de pertes dans le PMO en fonction des différents paramètres de piégeage, afin de mesurer les taux de collisions inélastiques Penning en présence de lumière. Pour ce faire, nous avons chargé le piège et étudié la décroissance du nombre d'atomes en fonction du temps. Une fois le chargement du PMO interrompu, le nombre d'atomes piégés évolue suivant l'équation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta \int n^2(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} \quad (4.1)$$

où $n(\mathbf{r}, t)$ est la densité atomique à la position \mathbf{r} et au temps t , α est le taux de pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel, et β est le taux de pertes intra-PMO.

Si l'on suppose que la forme de la densité spatiale ne dépend pas de l'évolution temporelle du nombre d'atomes total, et reste gaussienne (ce qui est vrai tant que la densité n'est pas trop élevée), on peut écrire :

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{N(t)}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (4.2)$$

A pression suffisamment basse et densité assez grande, les pertes dues au gaz résiduel peuvent être négligées, si bien que l'équation devient

$$\frac{dN}{dt} = -\beta \frac{N^2(t)}{(4\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (4.3)$$

dont la solution est

$$N(t) = \frac{N(t_0)}{1 + \frac{\beta}{2\sqrt{2}}n(\mathbf{0}, t_0)(t - t_0)} \quad (4.4)$$

où t_0 est le temps initial.

Pour suivre l'évolution du nombre d'atomes, il suffit de mesurer le signal de fluorescence avec une photodiode (PD2 sur la figure 4.2). Comme la fluorescence est proportionnelle au nombre d'atomes, on obtient une courbe de décroissance de la fluorescence de la forme de l'équation (4.4), que l'on peut ajuster afin de tirer le paramètre $\beta n(\mathbf{0}, t_0)$. Pour déterminer la constante de taux de collisions Penning β , il faut encore mesurer $n(\mathbf{0}, t_0)$, ce qui demande une mesure de la taille du nuage suivant les trois directions et du nombre d'atomes $N(t_0)$.

Notre but est de mesurer le taux de pertes pour une large gamme de paramètres du piège, désaccords et intensités laser. La procédure expérimentale est détaillée dans les paragraphes suivants.

4.5.1 Protocole expérimental

Mesure du taux de pertes $\beta n(\mathbf{0}, t_0)$

D'abord, nous chargeons le PMO pendant 1s dans les conditions standards de piégeage, à un désaccord $\delta = -45$ MHz et une intensité $I/I_{sat} = 50$ dans chaque bras. Puis, nous arrêtons le chargement du piège en bloquant les faisceaux de ralentissement et de repompage à l'aide d'un obturateur mécanique. 20 ms plus tard, nous "comprimons" le PMO en changeant soudainement le désaccord et l'intensité dans les faisceaux laser à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Nous enregistrons le signal de fluorescence pendant cette procédure. Une courbe typique de fluorescence est représentée sur la figure 4.6.

Le chargement est arrêté au temps $t = -20$ ms et le niveau de lumière enregistré par la photodiode chute d'un facteur 2 après quelques ms, parce que la lumière diffusée par les faisceaux de ralentissement et de piégeage est bloquée. La fluorescence augmente au début de la phase de compression du PMO (à $t = 0$ ms), ce qui est attendu, puisque le désaccord du PMO est ramené plus proche de résonance (sur la figure, à -20 MHz). Il décroît ensuite à presque zéro en 100 ms à cause des pertes dues aux collisions Penning.

La figure 4.7 montre l'évolution de la taille du nuage pendant la phase de compression : quelques ms sont nécessaires au nuage pour atteindre sa taille d'équilibre dans le nouveau PMO. C'est pourquoi, nous n'ajustons le signal de fluorescence qu'à partir de $t = t_0 = 10$ ms pour mesurer $\beta n(\mathbf{0}, t_0)$. Pour ce temps particulier, il faut mesurer la taille du PMO suivant les trois axes, ainsi que le nombre d'atomes pour calculer $n(\mathbf{0}, t_0)$.

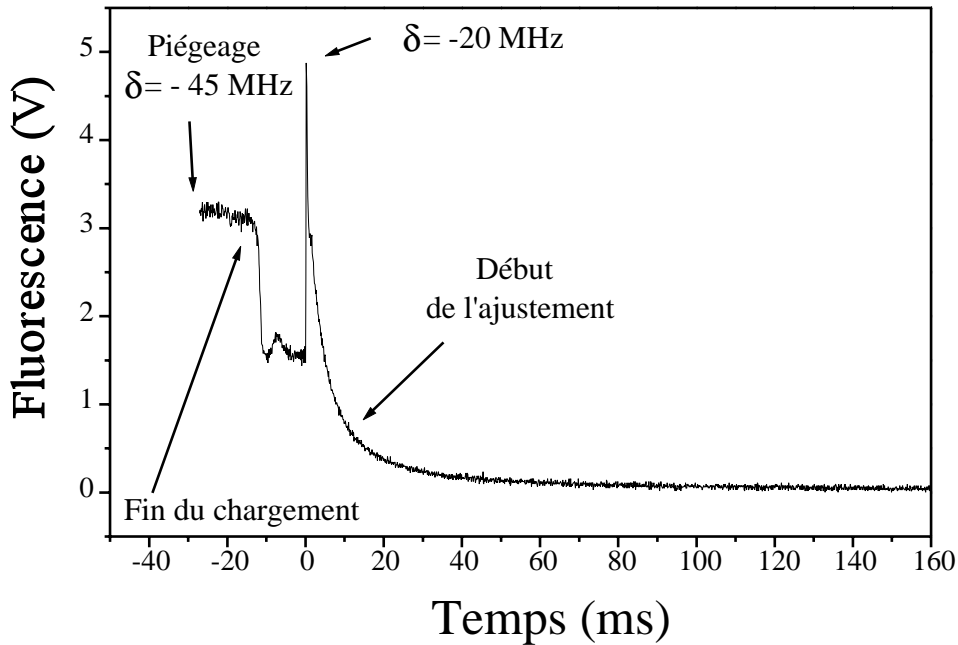


FIG. 4.6 – Evolution du signal de fluorescence. Quand le chargement est arrêté, la lumière du faisceau ralentisseur diffusée par la cellule est bloquée, ce qui explique la décroissance du signal à $t = -10$ ms. Le désaccord est ensuite ramené à $\delta = -20$ MHz à $t = 0$ ms, la fluorescence augmente instantanément, parce que les faisceaux lasers du PMO sont plus proches de résonance. Puis, le signal de fluorescence décroît parce que le nombre d'atomes piégé diminue.

Mesure du volume du piège

Les tailles sont mesurées par la caméra CCD, mais seulement deux tailles nous sont accessibles, celles suivant les axes faibles du quadrupôle. La figure 4.8 montre la taille mesurée suivant x en fonction de différents désaccords et intensités.

La taille suivant z , l'axe fort du quadrupôle est déduite de mesures des tailles suivant x et y dans un gradient du PMO 2 fois plus fort. Nous trouvons que la taille suivant z est typiquement plus petite de 20% par rapport aux tailles suivant x et y . Nous n'avons pas corrigé les tailles mesurées pour tenir compte de l'expansion balistique pendant le temps de coupure du champ magnétique ($20\mu\text{s}$) et la durée de l'impulsion sonde ($200\mu\text{s}$), parce qu'il aurait fallu mesurer la température du PMO pour chaque point de mesures.

Nous avons tout de même mesuré la température par temps de vol pour certaines conditions expérimentales. Elle varie entre $300\mu\text{K}$ à -10 MHz et 1 mK à -40 MHz, ce qui permet d'estimer l'erreur sur les mesures de tailles à au plus 5 % à -25 MHz et 15 % à -5 MHz. De plus, l'erreur statistique sur la mesure des tailles est relativement petite aux grands désaccords, de l'ordre de 2 à 3%, mais plus grande aux petits désaccords

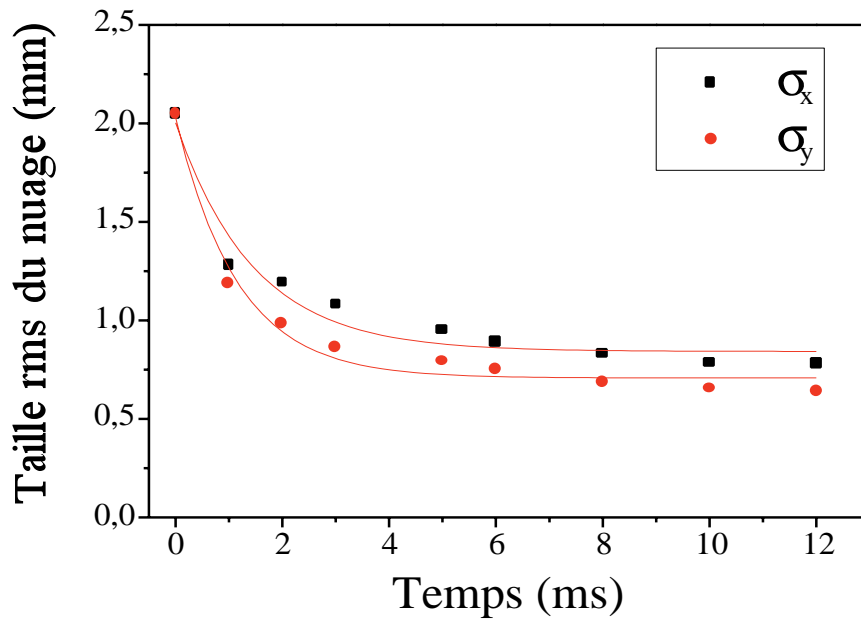


FIG. 4.7 – Evolution de la taille du PMO au début de la phase de compression. Le nouvel équilibre est atteint après 10 ms.

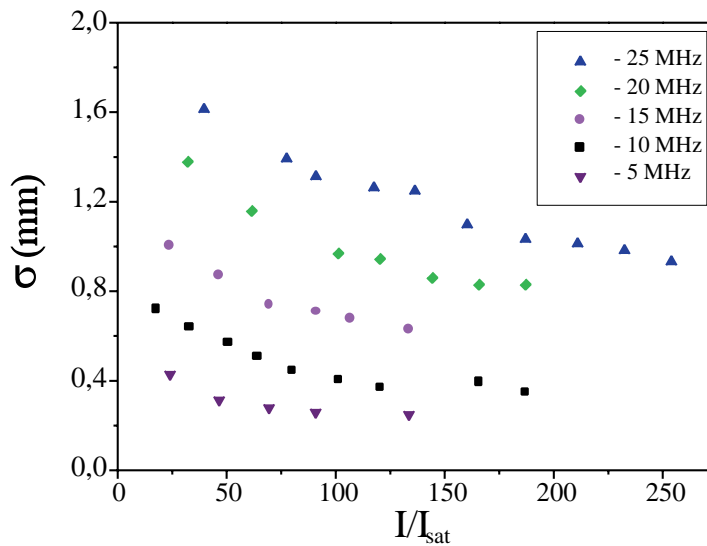


FIG. 4.8 – Taille rms du PMO en fonction de l'intensité des faisceaux du piège pour différents désaccords.

(environ 10% à -5 MHz). Cela est dû à (i) la faible résolution spatiale de notre système d'imagerie (la dimension effective des pixels était de $80\mu\text{m} \times 130\mu\text{m}$), et (ii) à un plus faible rapport signal sur bruit pour les petits désaccords, où le taux de pertes devient

si grand que presque tous les atomes sont perdus pendant les 10 ms de la phase de compression du nuage.

Mesure du nombre d'atomes

Finalement, pour déterminer le nombre d'atomes piégés à $t_0 = 10$ ms, nous coupons le champ magnétique du PMO, et mettons les faisceaux laser du piège à résonance à t_0 , au lieu de laisser le nombre d'atomes décroître dans le PMO comme sur la figure 4.6. L'intensité du laser est suffisante pour saturer fortement la transition. Nous observons alors un large pic de fluorescence, dont l'amplitude est proportionnelle au nombre d'atomes. Nous comparons ensuite son amplitude à celle du pic que nous obtenons si nous faisons la même chose sur le PMO dans les meilleures conditions de piégeage, dont nous avons calibré le nombre d'atomes.

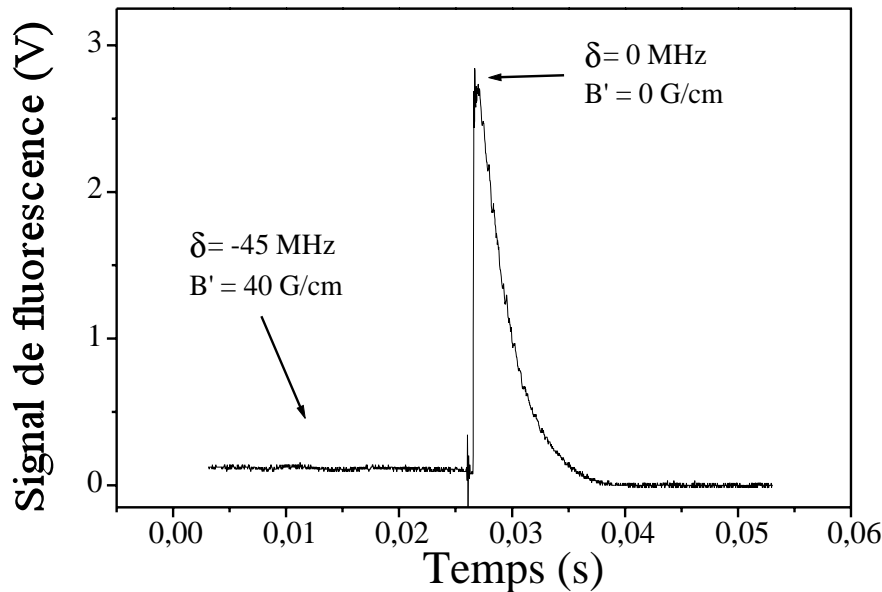


FIG. 4.9 – Signal de fluorescence quand on coupe le champ magnétique du piège et qu'on ramène la fréquence des faisceaux du PMO à résonance. L'amplitude du signal est de 2.8 V et correspond à un nombre d'atomes de 10^9

Le signal de fluorescence que nous détectons en illuminant le PMO est représenté sur la figure 4.9. La mesure de son amplitude nous permet d'établir le rapport qu'il existe entre la tension mesurée sur la photodiode qui détecte la fluorescence, et le nombre d'atomes. 10^9 atomes correspondent à 2.8 V de fluorescence. Cette comparaison permet de calibrer le signal de fluorescence et de mesurer le nombre d'atomes dans le piège comprimé à l'instant $t = t_0$. On peut ainsi déterminer la densité $n(\mathbf{0}, t_0)$. Cette mesure permet en outre de mesurer la fraction d'atomes dans l'état excité π_p en comparant

l'amplitude du pic de fluorescence à résonance, avec le montant de fluorescence dans le piège comprimé à $t = t_0$.

Mesure de la population dans l'état excité

En effet, l'expression de la puissance diffusée P est donnée par

$$P = Nh\nu\Gamma\pi_p \quad (4.5)$$

où N est le nombre d'atomes et π_p est la population dans l'état excitée. Dans le cas où la transition est saturée, π_p vaut $1/2$, et la puissance diffusée atteint sa valeur maximale $P_{max} = Nh\nu\Gamma/2$. Le signal de fluorescence F que nous mesurons est proportionnel à la puissance diffusée. Nous pouvons donc mesurer la population dans l'état excité π_p en calculant à partir de nos mesures de fluorescence le rapport $F/F_{max} = P/P_{max} = 2 \times \pi_p$, où F est le signal de fluorescence mesuré dans le PMO comprimé à t_0 , et F_{max} le signal de fluorescence à résonance où la transition est saturée.

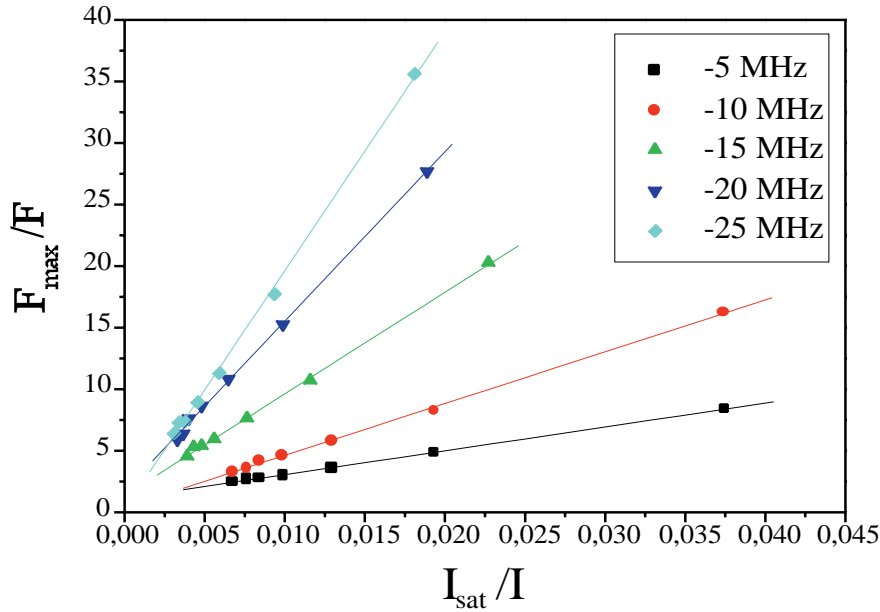


FIG. 4.10 – Signal de fluorescence F du PMO en fonction de l'intensité des faisceaux laser. L'inverse de F varie linéairement en fonction de l'inverse de l'intensité I . Ces résultats sont utilisés pour calibrer le nombre d'atomes.

La figure 4.10 montre le résultat de nos mesures de fluorescence. On y a reporté le rapport F_{max}/F en fonction de l'inverse de l'intensité laser I pour différents désaccords. Il est intéressant de noter que l'inverse de F varie linéairement en fonction de l'inverse de I . Suivant la démarche de [83], la fluorescence de N atomes dans le piège comprimé

peut être modélisée par l'équation suivante :

$$F = \eta N h\nu \frac{\Gamma}{2} \frac{C_1 \frac{I}{I_{sat}}}{1 + C_2 \frac{I}{I_{sat}} + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (4.6)$$

où η est l'efficacité de détection, I l'intensité totale des six faisceaux lasers du PMO, et C_1 et C_2 des paramètres phénoménologiques. C_1 et C_2 vaudraient 1 pour un atome à deux niveaux, mais on attend qu'ils soient plus petits pour un atome placé à l'intersection de 6 faisceaux lasers de polarisations différentes, comme c'est le cas dans un PMO. Dans la référence [83], C_1 et C_2 sont trouvés égaux, et légèrement plus grands que la moyenne des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan sur les toutes les transitions possibles. Pour une transition $J = 1 \longleftrightarrow J = 2$, cette moyenne vaut 0.56. On peut réécrire l'équation (4.6) comme

$$\frac{F_{max}}{F} = \frac{C_2}{C_1} + \frac{1 + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2} \frac{I_{sat}}{I}}{C_1} \quad (4.7)$$

Les résultats de la figure 4.10 sont en bon accord avec la loi (4.7). Mais, C_2 et C_1 ne sont pas égaux, et dépendent tous les deux du désaccord. On trouve C_1 égal à 0.58, 0.48, 0.46, 0.44, 0.22 pour $\delta = -25, -20, -15, -10, -5$ MHz respectivement. Nous insistons sur le fait que pour la fluorescence à résonance, on attend que C_1 et C_2 soient égaux si on sature largement la transition.

4.5.2 Mesure de la constante de taux de pertes β

Nos résultats sur les taux de collisions Penning sont reportés sur les figures 4.11 et 4.12.

La figure 4.11 présente le paramètre β en fonction de l'intensité du laser pour différents désaccords δ du PMO, entre -30 et -5 MHz. L'incertitude de nos mesures varie de 25 % pour les grands désaccords à 60 % pour les plus petits désaccords. Pour tous les désaccords, β augmente avec l'intensité laser, ce qui montre que les collisions S-P sont dominantes.

La figure 4.12 montre comment β évolue en fonction du désaccord pour une intensité laser fixée ($I/I_{sat} = 80$). Pour la même raison, la constante de taux de collisions augmente quand le désaccord diminue, parce que la population dans l'état P augmente.

Nos résultats sont en accord avec des résultats précédents [37, 59, 61, 82], mais étendent les mesures à une gamme plus large de paramètres. Par exemple, à -5 MHz et dans une gamme d'intensité où on n'attend pas que β varie fortement ($I = 140$ à $200I_{sat}$), Kumakura et al. [59] trouvent $\beta = (4.2 \pm 1.2) \times 10^{-8}$ cm³/s, Browaeys et al. [82] $\beta = 2 \times 10^{-8}$ cm³/s avec une incertitude d'un facteur 2 et Tol et al. [61] $\beta = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{-8}$ cm³/s. Notre mesure $\beta = (3.5 \pm 1.4) \times 10^{-8}$ cm³/s est en bon accord avec celles de [59] et [82]. Notons en outre que nous ne trouvons pas de décroissance

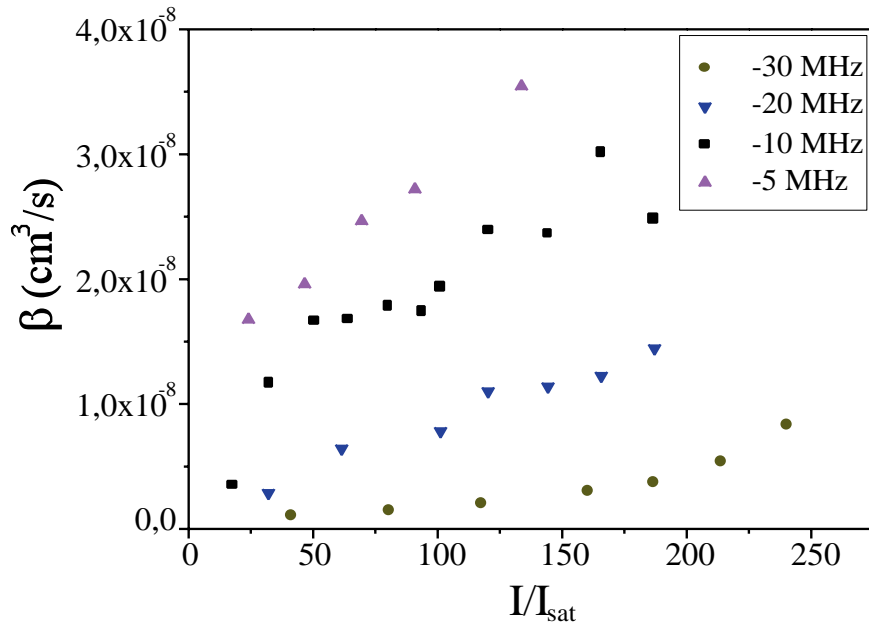


FIG. 4.11 – La constante de taux de pertes β en fonction de la puissance laser pour différents désaccords δ .

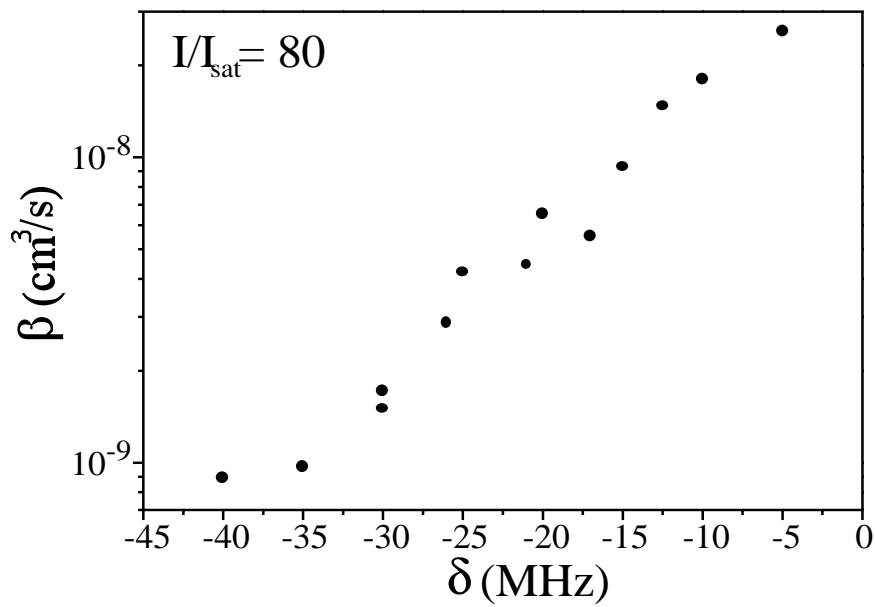


FIG. 4.12 – La constante de taux de pertes β en fonction du désaccord pour une intensité fixée $I = 80I_{\text{sat}}$ des faisceaux laser.

de β lorsque la puissance augmente à petit désaccord, ni de diminution de β lorsque le désaccord diminue à puissance fixée, contrairement à ce qui a été mesuré dans [82]. En fait, nous trouvons que β augmente toujours avec le désaccord et la puissance. Nous sommes aussi en désaccord avec les résultats de [58], où des taux beaucoup plus faibles ont été mesurés.

4.5.3 Un modèle simple

Ces données peuvent être analysées à l'aide du modèle simple développé dans [37], et qui relie la constante de taux β à des coefficients K_{ss} , K_{sp} et K_{pp} et aux populations dans les états excité et fondamental, π_p et π_s respectivement :

$$\beta = K_{ss} \pi_s \pi_s + 2K_{sp} \pi_s \pi_p + K_{pp} \pi_p \pi_p \quad (4.8)$$

Les expériences [58, 61] et des calculs théoriques [58, 59, 60] ont montré que les contributions $K_{ss}\pi_s^2$ et $K_{pp}\pi_p^2$ à la constante de taux β sont plus petites que le terme K_{sp} par approximativement trois ordres de grandeurs. A partir de nos mesures de fluorescence, nous avons mesuré π_p pour chaque point expérimental, ce qui nous permet de déduire de nos mesures des taux de pertes β la valeur du coefficient K_{sp} pour chaque mesure.

Sur la figure 4.13, nous traçons K_{sp} pour l'ensemble de nos données. Nous ne voyons pas de claire dépendance de K_{sp} avec le désaccord ou avec l'intensité, à l'incertitude de nos mesures près. On peut donc estimer avec une bonne approximation que K_{sp} est constant dans la gamme de paramètres que nous avons explorée : $K_{sp} = (1.0 \pm 0.4) \times 10^{-7}$ cm³/s. Ce résultat est aussi en bon accord avec la première mesure effectuée par [37], mais notre précision est bien meilleure. Elle est encore en bon accord avec la mesure de [59], où les auteurs trouvent $K_{sp} = (8.3 \pm 2.5) \times 10^{-8}$ cm³/s, en supposant que pour leurs paramètres ($\delta = -5$ MHz et $I = 30$ mW/cm²), $\pi_s = \pi_p = 0.5$. Un point important cependant est que, contrairement à la fluorescence à résonance où la transition est saturée, π_p dans le piège comprimé n'atteint jamais 0.5 dans nos mesures : même pour le plus petit désaccord, et pour la plus large intensité, π_p ne vaut que 0.2. Cela explique pourquoi les valeurs de β que nous avons mesurées à $\delta = -5$ MHz, et qui sont reportées sur la figure 4.11, augmentent fortement en fonction de la puissance sur toute la gamme d'intensité explorée.

4.5.4 Conclusion

On peut utiliser des modèles plus complexes pour analyser ces résultats. Les modèles des références [84, 85] tiennent compte du fait que l'excitation de la paire d'atomes pendant la collision doit être traitée comme une excitation moléculaire quand les deux atomes sont proches. L'évolution dynamique de la quasi-molécule ainsi formée doit alors être prise en compte pour calculer la constante de taux de collisions. Le modèle que nous

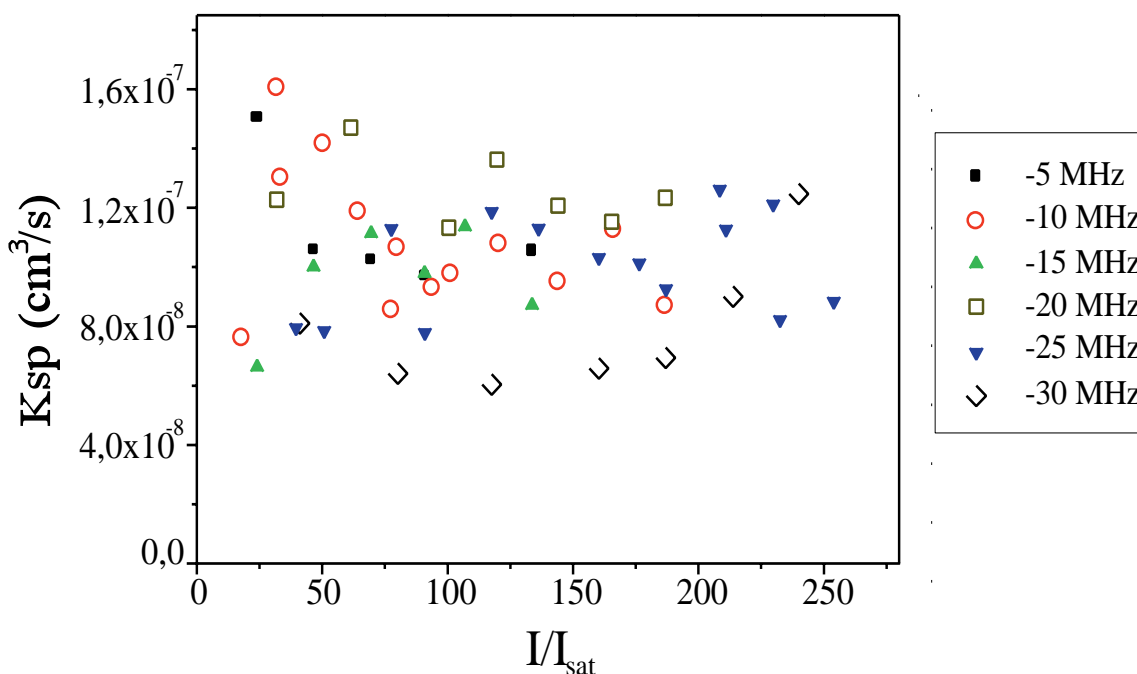


FIG. 4.13 – Coefficient K_{sp} pour toutes nos mesures, en fonction de l'intensité laser, et pour différents désaccords. Nous trouvons un paramètre de l'ordre de $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$, quels que soient la puissance et le désaccord.

utilisons permet une analyse simple des pertes que nous mesurons, et permet de relier le taux de pertes au taux d'excitation des atomes piégés. Nos résultats confirment les mesures réalisées par la plupart des autres équipes qui travaillent sur des PMO d'hélium métastable. Elles indiquent que les taux de pertes en présence de lumière résonnante y sont extrêmement élevés, ce qui limite la densité maximale qu'on peut obtenir dans le PMO à environ 10^{10} atomes/cm³.

C'est un inconvénient sérieux pour une expérience dont le but est d'obtenir un condensat de Bose-Einstein, parce qu'il est important de démarrer le refroidissement évaporatif avec une densité aussi élevée que possible dans le piège magnétique afin d'obtenir un taux de collisions élastiques important. Il faudra donc construire un piège magnétique aussi confinant que possible afin de comprimer le nuage dans le piège magnétique plutôt que dans le PMO.

Chapitre 5

Piègeage magnétique et refroidissement évaporatif

Dans ce chapitre, nous rappelons d'abord des généralités sur le piègeage magnétique, les différents types de piège qu'on peut réaliser, ainsi que sur les étapes du chargement des atomes dans le piège. Puis, nous rappelons le principe du refroidissement évaporatif, et donnerons les critères qu'il faut satisfaire pour qu'il soit efficace.

5.1 Le piègeage magnétique

5.1.1 Principe

Le piègeage magnétique tire profit du moment magnétique μ des atomes

$$\mu = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{J}, \quad (5.1)$$

où g est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, et \mathbf{J} le moment angulaire total. Un atome de moment magnétique μ placé dans un champ magnétique inhomogène, de module B , précesse autour de celui-ci à la fréquence de Larmor $\mu B/\hbar$.

Si l'atome se déplace suffisamment lentement dans le champ magnétique, c'est-à-dire si le temps caractéristique de variation de la direction du champ est plus grand que la période de précession du moment magnétique, la direction de ce dernier reste alignée sur celle du champ : on parle alors de suivi adiabatique. Dans ce cas, l'atome est soumis à un potentiel $U = g\mu_B B M$, où M est la projection du moment cinétique sur l'axe du champ magnétique.

Pour piéger l'atome, il ne reste plus qu'à concevoir une configuration du champ pour laquelle l'énergie magnétique de l'atome présente un extremum local quelque part dans l'espace. Or, les équations de Maxwell interdisent au module du champ magnétique d'avoir un maximum local dans une région dépourvue de courants, c'est le théorème

de Wing [86]. On ne peut donc avoir que des minima du module du champ, et donc les états qui sont piégés sont ceux pour lesquels $gM > 0$. Dans le cas de l'état 2^3S_1 de ^4He , $g = 2$: seuls les atomes dans le sous-niveau magnétique $M = +1$ sont donc piégeables.

5.1.2 Piège de Ioffé-Pritchard

Le piège le plus simple auquel on puisse penser pour produire un minimum du module du champ magnétique est le piège quadrupolaire, où ce minimum vaut zéro [87]. On peut réaliser simplement un tel piège à l'aide de deux bobines mises face à face, et parcourues par des courants en sens opposés, comme pour le champ du PMO. Mais, dans un tel champ magnétique, les atomes qui s'approchent du fond du piège, là où le champ est nul, voient la direction du champ magnétique changer de sens trop vite pour que le critère de suivi adiabatique soit satisfait. Ils sont alors expulsés du piège s'ils s'approchent trop près du fond du piège. Ces pertes sont d'autant plus dramatiques que l'échantillon est froid, parce que les atomes sont alors localisés surtout dans la région voisine du zéro du champ, et ne permettent pas d'atteindre la condensation [88]. Il faut impérativement réaliser un piège dont le minimum local soit non nul. Le piège de Ioffé-Pritchard y pourvoit. Ce piège a été proposé dans les années 60 par Ioffé pour le confinement des plasmas [89], puis repris dans les années 80 dans le groupe de D. Pritchard pour confiner des atomes neutres [90, 91].

L'expression générale du champ magnétique du piège de Ioffé-Pritchard est la suivante :

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} B_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} + B'' \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix} + O(3) \quad (5.2)$$

où on ne retient que les termes d'ordre 2 en x , y , et z . B' , B'' et B_0 sont le gradient, la courbure et le biais du champ, respectivement.

Le module du champ est alors

$$B(x, y, z) = \sqrt{\left(B_0 + B'' \left(x^2 - \frac{y^2 + z^2}{2} \right) \right)^2 + B'^2(y^2 + z^2)} \quad (5.3)$$

On peut réaliser un développement limité du champ valable pour $B''x^2 \ll B_0$ et $B'y, B'z \ll B_0$:

$$B(x, y, z) = B_0 + B''x^2 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2} \right) (y^2 + z^2) \quad (5.4)$$

Le module du champ magnétique au voisinage du centre est harmonique. Il est en général anisotrope. L'énergie potentielle magnétique $W(x, y, z) = \mu B(x, y, z)$ s'écrit

alors

$$W(x, y, z) = g\mu_B B_0 + \frac{1}{2}m\omega_{//}^2 x^2 + \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 (y^2 + z^2) \quad (5.5)$$

si l'on pose

$$\omega_{//} = \sqrt{\frac{g\mu_B B''}{m}} \quad \text{et} \quad \omega_{\perp} = \sqrt{\frac{g\mu_B}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)} \quad (5.6)$$

Il existe des nombreuses façons de réaliser une telle configuration de champ magnétiques : piège à quatre barres et deux bobines, piège baseball, piège à trois bobines [92], piège en "feuille de trèfle" [93] ...

5.1.3 Piège harmonique contre piège semi-linéaire

L'approximation harmonique est valide tant que

$$B' \sigma_{\perp} \ll B_0 \quad (5.7)$$

où σ_{\perp} est la taille caractéristique du nuage dans les directions radiales, condition qu'on peut encore écrire

$$m\omega_{\perp}^2 \sigma_{\perp}^2 \ll m\omega_{\perp}^2 \left(\frac{B_0}{B'} \right)^2 \quad (5.8)$$

Comme à l'équilibre thermique $\frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 \sigma_{\perp}^2 = \frac{1}{2}k_B T$, l'équation 5.8, où l'on remplace ω_{\perp} par son expression en fonction des gradient et biais dans le membre de droite, est équivalente à

$$k_B T \ll \mu B_0 \quad (5.9)$$

Pour déterminer la limite de validité de l'approximation harmonique, il faut donc comparer l'énergie thermique $k_B T$ du nuage piégé avec l'énergie magnétique au fond du piège, μB_0 . Lorsque $k_B T \gg \mu B_0$, le développement limité précédent n'est plus valable. Le potentiel reste harmonique dans la direction x, mais il est linéaire dans les directions transverses. Ce piège semi-linéaire est alors déterminé par la fréquence $\omega_{//}$ inchangée et par le gradient de champ radial B' .

5.1.4 Le suivi adiabatique

En général, on cherche à réaliser des potentiels aussi confinants que possible, c'est-à-dire à obtenir les fréquences d'oscillation les plus grandes possibles. Pour une géométrie

donnée, la fréquence axiale est limitée par le courant maximal dont on dispose, alors que la fréquence radiale dépend de deux paramètres, B' et B_0 . En particulier, elle est d'autant plus grande que B_0 est faible, d'où l'utilité de la compensation du biais du champ, dans la limite où l'approximation harmonique est valable.

La valeur minimale de B_0 que l'on peut choisir est liée à la condition de suivi adiabatique du spin, qui impose que la fréquence de Larmor ω_L doit être plus grande que la fréquence ω_R de rotation du champ magnétique dans le référentiel de l'atome. Cette condition est d'autant plus critique à satisfaire que l'atome s'approche de la région où le champ est minimum, et où sa direction change rapidement.

Pour un atome qui se déplace au fond du piège sur une distance radiale δl , la direction du champ magnétique tourne d'un angle $\delta\theta = B'\delta l/B_0$, ce qui correspond à une fréquence ω_R de rotation de la direction du champ de l'ordre de vB'/B_0 , où v est la vitesse radiale de l'atome. La condition de suivi adiabatique est alors donnée par

$$\omega_L = \frac{\mu B_0}{\hbar} \gg \frac{vB'}{B_0} \quad (5.10)$$

La vitesse transverse caractéristique des atomes au fond du puits de potentiel est $v = \omega_{\perp}\sigma_{\perp} = \sqrt{k_B T/m}$. Le critère précédent dépend donc de la température, et peut s'écrire

$$B_0^2 \gg \frac{\hbar B'}{\mu} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (5.11)$$

Avec $B' = 265 \text{ G/cm}$, on doit avoir $B_0 \gg 45 \text{ mG}$ pour $T = 1 \text{ mK}$, et $B_0 \gg 8 \text{ mG}$ pour $T = 1 \text{ } \mu\text{K}$.

5.1.5 L'adaptation du piège

Pour ne perdre ni sur la densité dans l'espace des phases ni sur le taux de collisions élastiques, il est important d'adapter, pendant la phase de chargement, les fréquences d'oscillation du piège aux caractéristiques du nuage après le pompage optique.

L'énergie moyenne par atome dans le nuage initialement libre est purement d'origine cinétique, et vaut $3k_B T_i/2$, où T_i est la température du nuage. Supposons que la distribution en position soit gaussienne, et isotrope : elle est alors caractérisée par la taille rms σ . Quand on transfère les atomes dans le piège magnétique, supposé harmonique et isotrope lui aussi, on leur transfère en moyenne une énergie potentielle égale à $3m\omega^2\sigma^2/2$, où ω est la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège magnétique. Lorsque l'échantillon a thermalisé, la température finale est T_f donnée par

$$3k_B T_f = \frac{3}{2}k_B T_i + \frac{3}{2}m\omega^2\sigma^2 \quad (5.12)$$

La densité dans l'espace des phases après transfert et thermalisation est donnée par

$$n(0)\Lambda^3 \propto \frac{\omega^3}{T_f^3} \quad (5.13)$$

Pour ne pas perdre sur la densité dans l'espace des phases, il faut choisir la fréquence d'oscillation ω qui maximise le rapport ω/T_f , qu'on peut encore écrire $\omega/(T_i + m\omega^2\sigma^2)$. On trouve qu'il faut choisir ω tel que $k_B T_i = m\omega^2\sigma^2$. Si cette condition est réalisée, on transfère autant d'énergie potentielle au nuage libre quand on branche le courant dans les bobines du piège qu'il possédait d'énergie cinétique. La température et la taille avant et après transfert sont alors les mêmes. La densité dans l'espace des phases est alors conservée.

Dans le cas d'un nuage gaussien, mais pas forcément isotrope, qu'on doit transférer dans un piège harmonique, éventuellement anisotrope, on peut montrer de la même façon qu'il faut que les températures avant et après transfert soient les mêmes pour optimiser la densité dans l'espace des phases après transfert. Elle est alors au plus égale à la densité dans l'espace des phases initiale.

5.1.6 La compression adiabatique

Une fois le nuage chargé dans le piège magnétique dans les conditions de courant qui assure l'adaptation du piège, on réalise une compression adiabatique du nuage, en augmentant lentement le courant dans les bobines jusqu'à sa valeur maximale. Le critère d'adiabaticité est rempli quand cette opération se déroule sur un temps qui est long devant la période d'oscillation des atomes dans le piège. La densité atomique et la température augmentent, si bien que le taux de collisions augmente lui aussi, alors que la densité dans l'espace des phases est conservée (si le potentiel ne change pas de forme).

Lorsque la fréquence d'oscillation change adiabatiquement de ω à ω' dans un piège harmonique isotrope, la densité augmente du rapport $(\omega'/\omega)^{3/2}$, alors que la vitesse moyenne augmente de $(\omega'/\omega)^{1/2}$ [56]. Dans le régime où la section efficace de collisions est constante, cela entraîne une augmentation du taux de collisions du facteur $(\omega'/\omega)^2$.

Puis, on compense le biais, ce qui rend le piège en général fortement anisotrope, puisqu'on ne comprime le nuage que suivant les directions transverses. Le gain sur le taux de collisions est alors donné par $(\omega'_\perp/\omega_\perp)^{4/3}$. Cela n'est vrai que tant que la section efficace est constante, et si l'approximation harmonique est vérifiée.

Pendant ces phases de compression, le nuage est fortement chauffé, si bien qu'on peut finir la compression dans un régime de températures où la section efficace de collisions dépend de l'énergie. En général, la section efficace est maximale dans la limite des énergies de collisions nulles, si bien que tenir compte de sa dépendance en énergie tend à diminuer le gain sur le taux de collisions. En outre, lorsque le biais est faible, et que la température augmente à cause de la compression, on peut très bien

sortir du régime de validité de l'approximation harmonique. Il faut alors tenir compte du fait que le potentiel final est un potentiel semi-linéaire. On peut montrer que passer adiabatiquement d'un potentiel harmonique à un potentiel semi-linéaire augmente la densité dans l'espace des phases d'un facteur e [94]. Les expressions analytiques donnant l'évolution de la densité, de la température et du taux de collisions sont alors plus compliquées (on trouvera dans l'appendice B.5 leurs expressions).

Nous avons montré ici l'importance de l'adaptation du nuage afin de conserver la densité dans l'espace des phases, ainsi que de la compression afin d'augmenter le taux de collisions élastiques. Garder la densité dans l'espace des phases la plus grande possible n'est pas absolument fondamental, parce que le refroidissement évaporatif permet de l'augmenter de plusieurs ordres de grandeur. Par contre, il est important d'avoir le taux de collisions élastiques initial le plus grand possible. Une question se pose alors. Est-ce avec un transfert adapté suivi d'une compression adiabatique que le taux de collision final est le plus grand ?

Considérons un nuage qui, à l'issue du transfert dans un piège de fréquence d'oscillation ω quelconque, possède une température T_f . La densité atomique est alors proportionnelle à $\omega^3/T_f^{3/2}$, la vitesse à $T_f^{1/2}$ et le taux de collision élastique $\bar{\gamma}$ à ω^3/T_f . A l'issue de la compression adiabatique de la fréquence ω à la fréquence maximale ω' , le taux de collision élastique varie comme :

$$\bar{\gamma} \propto \frac{\omega^3}{T_f} \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^2 = \frac{\omega}{T_f} \omega'^2 \quad (5.14)$$

Le taux de collisions élastiques après transfert et compression adiabatique est donc maximal quand le rapport ω/T_f est maximal. On retrouve la même condition que celle qui réalise l'adaptation du piège magnétique aux caractéristiques du nuage libre. Cette condition assure donc non seulement de conserver la densité dans l'espace de phases, mais aussi d'obtenir le taux de collisions élastiques final le plus grand possible après la compression.

5.2 Le refroidissement évaporatif

La technique du refroidissement évaporatif a été proposée pour les expériences sur l'hydrogène polarisé [51] par Hess [50]. Elle a ensuite été étendue aux atomes alcalins [88, 95], et a permis l'observation de la condensation de Bose-Einstein. Nous en rappelons ici le principe, avant de discuter les critères qui permettent au refroidissement d'être assez efficace pour permettre d'atteindre le seuil de la condensation de Bose-Einstein.

5.2.1 Principe

Des particules à température T sont piégées dans un potentiel harmonique de profondeur finie E_t , qui en unités de $k_B T$ vaut η , c'est-à-dire $\eta = E_t/k_B T$. Supposons que les particules piégées aient une énergie moyenne $3k_B T$ bien plus faible que E_t . Les collisions élastiques au sein du gaz peuvent permettre à une particule d'acquiescer d'une autre une énergie supérieure à E_t , auquel cas elle s'échappe du piège. L'énergie moyenne par atome restant piégé est alors plus faible que $3k_B T$. Après thermalisation de l'échantillon, la température a donc diminué. Si l'on conserve une hauteur de potentiel fixe, le nombre d'atomes diminue au cours du temps, et la température ne fait que décroître, mais d'autant plus lentement que le paramètre η augmente : la probabilité au cours d'une collision élastique qu'un atome acquière une énergie suffisante pour être évaporé diminue d'autant plus que la température est faible devant E_t . Pour empêcher le ralentissement de l'évaporation, on diminue alors progressivement la valeur de E_t sur une échelle de temps qui doit être lente devant le temps de thermalisation du nuage. On appelle cette technique le refroidissement évaporatif forcé [52, 53, 54]. C'est elle qui permet de refroidir le gaz continuellement jusqu'à la condensation de Bose-Einstein.

Une étude de la cinétique du refroidissement évaporatif est nécessaire pour en déterminer les paramètres optimaux. Le problème est en fait caractérisé par deux échelles de temps, le temps d'évaporation τ_{ev} , beaucoup plus long que τ_{coll} le temps moyen entre deux collisions élastiques. En toute rigueur, le système n'est pas à l'équilibre thermodynamique pendant le refroidissement évaporatif, puisque le nombre d'atomes et la température évoluent. Cependant, on peut montrer que le système se trouve à chaque instant dans un état de quasi-équilibre, caractérisé par une fonction de distribution très proche d'une exponentielle de Maxwell-Boltzmann tronquée, caractérisée par une température effective T [96]. Cette analyse permet de développer un traitement analytique du refroidissement évaporatif, et d'établir des équations différentielles décrivant l'évolution lente de T et N , qu'on trouvera dans l'appendice C.

5.2.2 Critère d'emballement

La résolution de ces équations différentielles permet de déterminer les paramètres optimaux du refroidissement évaporatif. Ces équations dépendent en fait de la géométrie du potentiel, et conduisent à des paramètres optimaux différents selon que le potentiel de piégeage est harmonique ou semi-linéaire.

Pour un piège harmonique, on peut montrer que le paramètre η optimal est 6. Le taux de collisions augmente pendant l'évaporation si la condition suivante est réalisée : $\bar{\gamma}(0) > 150\Gamma_{in}$, où $\bar{\gamma}(0)$ est le taux de collisions moyen à l'instant initial, et Γ_{in} le taux de pertes inélastiques. Dans ce cas, le refroidissement évaporatif entre dans un régime dit d'emballement, où toutes les quantités divergent exponentiellement : la densité, le taux de collisions, et bien entendu la densité dans l'espace des phases, qui augmente

jusqu'à atteindre le seuil de la condensation de Bose-Einstein.

On dispose donc là d'un critère quantitatif qui permet de déterminer si le refroidissement évaporatif peut rentrer dans son régime d'emballement : il faut que le taux de collisions élastiques initial soit 150 fois plus grand que le taux de pertes par collisions inélastiques. Typiquement, les temps de vie des atomes dans les pièges magnétiques sont dus aux collisions avec le gaz résiduel, et sont donc d'autant plus faibles que la pression résiduelle est basse. Techniquement, il est difficile d'obtenir des pressions plus basses que 10^{-11} torr, ce qui correspond à des temps de vie de l'ordre de la minute. Pour satisfaire le critère précédent, il faut donc un taux de collisions initial de quelques collisions par seconde.

Dans un piège semi-linéaire, le critère est différent, parce que les équations différentielles d'évolution de la température et du nombre d'atomes ne sont pas les mêmes. La condition pour entrer dans le régime d'emballement est alors $\bar{\gamma}(0) > 34\Gamma_{in}$, ce qui est moins contraignant que pour le potentiel harmonique (voir appendice C).

5.2.3 Réalisation pratique

En pratique, les pièges que l'on peut réaliser ont toujours une profondeur finie. Dans le cas d'un piège magnétique, on peut diminuer la hauteur du potentiel en diminuant le courant dans les bobines du piège. Mais, cette diminution de la profondeur du piège s'accompagne d'une diminution de son pouvoir de confinement, ce qui tend à diminuer le taux de collisions élastiques. Il existe une méthode bien meilleure dans le cas d'un piège magnétique qui consiste à induire des transitions radio-fréquences entre les différents sous-niveaux magnétiques piégeants et anti-piégeants, sélectives en énergie. La hauteur du potentiel est alors fixée par la fréquence du champ radio-fréquence rayonné par une bobine placée au voisinage des atomes, alors que le piège conserve tout son pouvoir confinant.

Chapitre 6

Le piège magnétique

Ce chapitre présente le piège que nous avons utilisé pour confiner magnétiquement le nuage pré-refroidi par le PMO. On y trouvera la description du montage mécanique, de l'électronique de coupure des courants, et on donnera les performances du piège. Nous détaillerons la procédure de chargement du piège magnétique à partir du piège magnéto-optique. Ensuite, on trouvera le résultat des mesures des fréquences d'oscillation du piège. Pour finir, nous présenterons les mesures de temps de vie dans le piège magnétique de l'échantillon piégé.

6.1 Dispositif expérimental

6.1.1 Les bobines du piège

Le piège magnétique est constitué des 5 bobines. Deux d'entre elles, d'axe de symétrie z et disposées face à face, sont parcourues par des courants en sens opposés (on les appellera bobines quadrupolaires Q1 et Q2, ce sont d'ailleurs aussi elles qui créent le champ magnétique du PMO). Une troisième (on l'appellera troisième bobine ou C3) compense le gradient que les deux précédentes créent le long de l'axe x . Ces trois petites bobines forment alors un piège de type Ioffé-Pritchard, avec une valeur du biais du champ relativement élevée, de l'ordre de 100 G. On leur ajoute donc un jeu de deux grandes bobines en configuration Helmholtz (H1 et H2) pour compenser le biais du champ jusqu'à une valeur de l'ordre de quelques Gauss (cf schéma 6.1).

Les trois petites bobines sont constituées d'un enroulement de fil de cuivre de 1 mm de diamètre, enfermé dans un boîtier cylindrique de PVC, dans lequel ont été pratiqués quatre trous, deux pour les arrivées et sorties du courant, deux pour les arrivées et sorties de l'eau. Les bobines quadrupolaires sont constituées de 12 couches de 12 tours de fil, leur diamètre moyen est de 50 mm, leur diamètre intérieur de 32 mm. La troisième bobine est un peu plus petite, elle contient 6 couches de 20 tours, son diamètre moyen est de 30

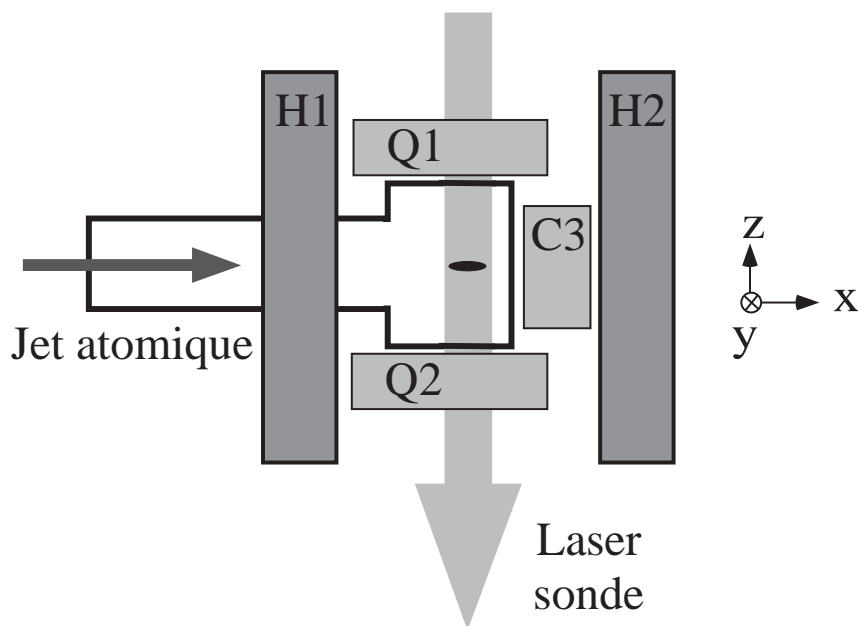


FIG. 6.1 – Schéma du piège magnétique. Il est constitué de cinq bobines : Q1, Q2 et C3 constituent le piège de Ioffe-Pritchard, H1 et H2 sont les bobines de compensation du biais.

mm, son diamètre intérieur de 20 mm. Entre chaque couche successive, on a intercalé des petits espaceurs en bakélite, afin de permettre à l'eau de refroidissement de circuler partout dans le boîtier. La résistance totale des bobines Q1, Q2 et C3 vaut 1.4Ω , si bien qu'il faut dissiper environ 3 kW quand on y fait circuler 46.6 A. Le refroidissement se fait par le passage entre les couches de fil de cuivre d'eau qui provient d'un robinet. Le débit est de l'ordre du litre/min, et l'élévation de la température reste marginale (de l'ordre de quelques degrés seulement). Les deux bobines Helmholtz sont constituées d'un enroulement de 44 tours de fil de cuivre creux de 5 mm de diamètre, à l'intérieur duquel l'eau circule afin de le refroidir. Leur diamètre moyen est d'environ 30 cm, leur distance moyenne au centre de 10 cm. La section de ces tubes étant relativement grande, leur résistance interne est plus faible, de l'ordre de 0.2Ω . Les trois petites bobines sont fixées au moyen de vis au support en PVC dans lequel sont enroulées les bobines Helmholtz. L'ensemble des cinq bobines est maintenu par un cadre, constitué de barres en laiton, à l'extérieur duquel sont disposées trois paires de bobines que nous utilisons pour compenser le champ magnétique terrestre. On trouvera sur la figure 6.2 une photographie prise au dessus de la cellule, sur laquelle on distingue toutes les bobines du piège magnétique.

Le biais du champ final, dont l'amplitude est de l'ordre du Gauss, est la différence entre deux champs d'amplitudes plus élevées, typiquement 100 fois plus grandes. Par conséquent, si on utilise deux alimentations de courant indépendantes, l'une pour les trois petites bobines et l'autre pour les bobines Helmholtz, la stabilité du biais est

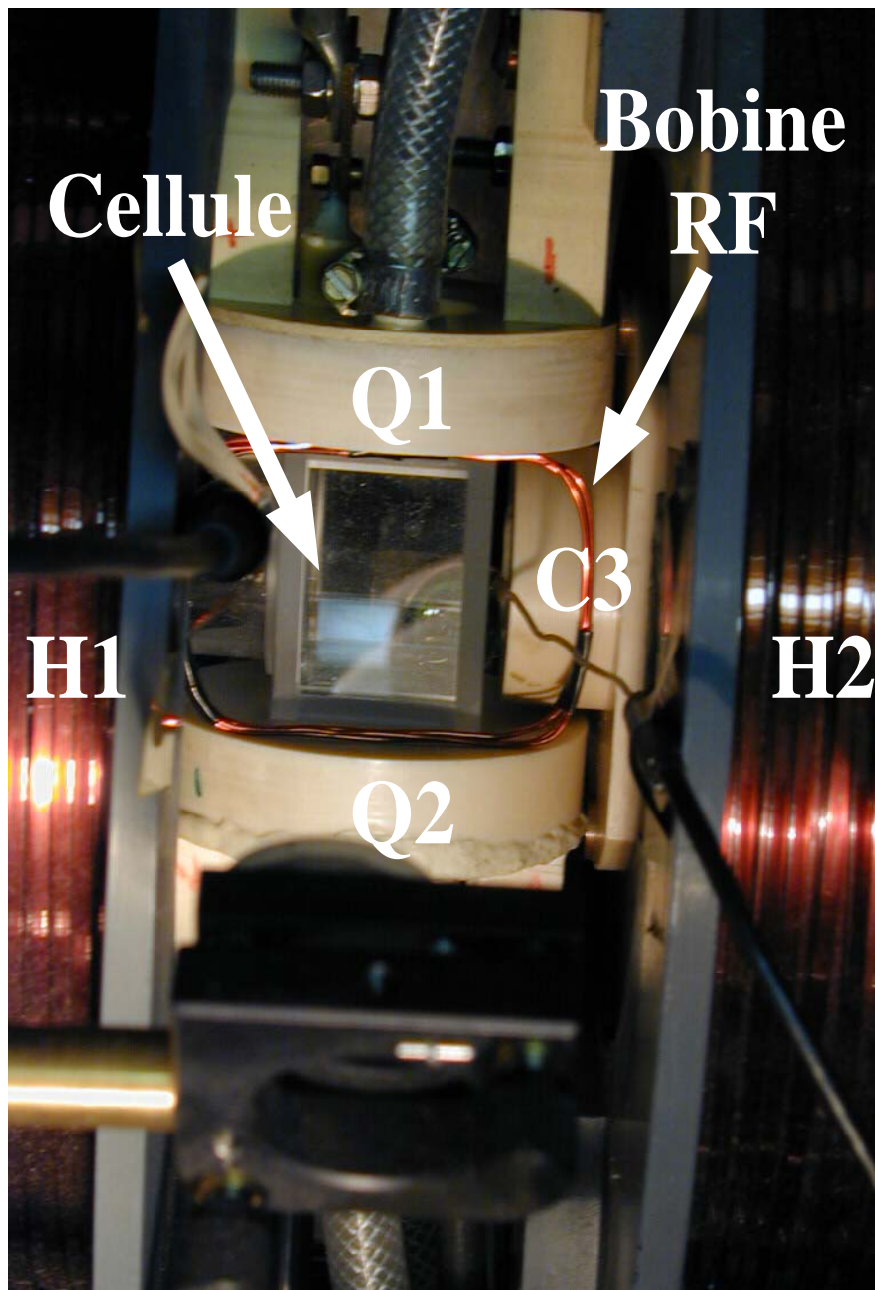


FIG. 6.2 – Photographie du piège magnétique vu de dessus. Les bobines Q1, Q2 et C3 sont enfermées dans des boîtiers cylindriques en PVC, de couleur claire. H1 et H2 sont les bobines de compensation du biais. On peut aussi voir la bobine d'évaporation, qui est placée au dessus de la cellule.

100 fois moins bonne que si on utilise une seule alimentation de courant. Il est donc important de faire circuler le même courant dans les cinq bobines du piège magnétique pour éviter des fluctuations importantes de la valeur du biais. Mais dans ce cas, on ne peut pas ajuster la valeur finale du biais indépendamment des gradients et courbure du piège. C'est pourquoi nous disposons d'un jeu supplémentaire de deux bobines Helmholtz, enroulées par dessus H1 et H2, qui nous permettent d'ajuster la valeur finale du biais plus finement, et éventuellement de comprimer davantage le piège.

C'est par les trous des trois petites bobines que passent les faisceaux du PMO, le faisceau ralentisseur, le faisceau repompeur, le faisceau de pompage optique et le faisceau sonde. Ces bobines sont écartées du centre du piège respectivement de 26 mm pour les bobines quadrupolaires Q1 et Q2 et 28 mm pour la troisième bobine C3. Cette configuration asymétrique permet à la troisième bobine de se trouver partiellement entre les deux bobines quadrupolaires (cf figure 6.1).

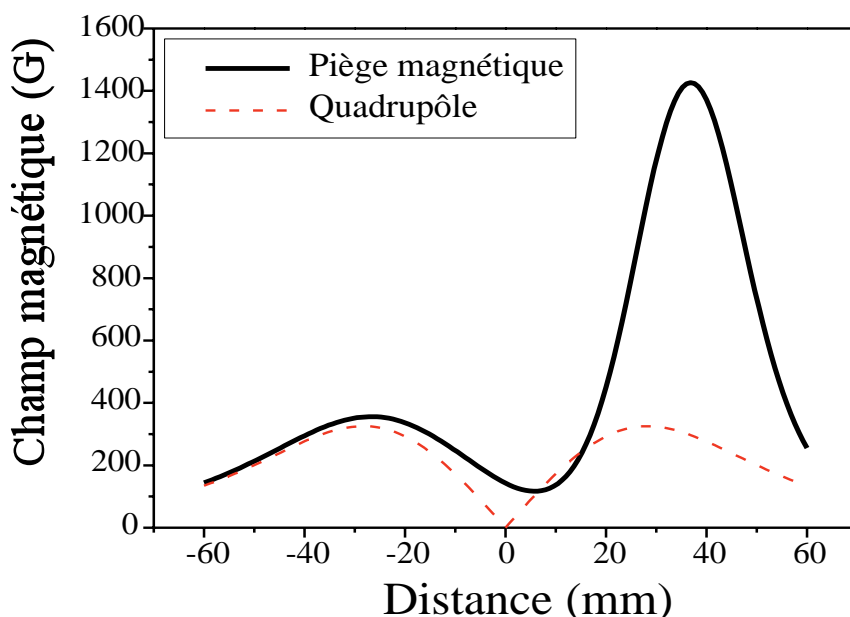


FIG. 6.3 – Champ magnétique suivant l'axe x. On a reporté le calcul par la loi de Biot et Savart du champ quadrupolaire créé par les deux bobines Q1 et Q2, et du champ créé par les trois bobines. On remarque que le centre du piège est déplacé de 5 mm par rapport au centre du quadrupôle.

Cette configuration à trois bobines asymétriques présente quelques particularités par rapport à un piège constitué de trois bobines identiques : 1) le centre du piège est excentré par rapport au centre du quadrupôle (environ 5 mm dans notre configuration), 2) le piège est plus profond, 3) le biais est moins élevé et donc plus facile à compenser. La figure 6.3 montre le champ magnétique sur l'axe x, avec et sans courant dans la bobine C3. On note bien que le centre du piège magnétique est déplacé par rapport au centre du quadrupôle.

6.1.2 Mesure du champ magnétique

Nous avons par ailleurs mesuré les courbures, gradient et biais du champ magnétique produit par notre piège à l'aide d'une sonde à effet Hall. Pour un courant de 46.6 A, nous avons mesuré une courbure $b_x'' = 186 \text{ G/cm}^2$, un gradient $b_y' = b_z' = 266 \text{ G/cm}$, un biais non compensé de 117 G, et de 5.1 G lorsqu'il est compensé avec les bobines H1 et H2. On prévoit alors des fréquences d'oscillation $\omega_x/2\pi = 115 \text{ Hz}$, et $\omega_\perp/2\pi = 190 \text{ Hz}$ dans le piège non compensé et $\omega_\perp/2\pi = 988 \text{ Hz}$ dans le piège compensé à 5.1 G. Pour un biais de 5.1 G, le piège n'est harmonique que pour des températures très inférieures à 700 μK (voir équation 5.9). En l'absence de cellule, la profondeur du piège serait de 30 mK, mais la présence d'une des parois de la cellule à seulement 1 cm du centre du piège limite sa profondeur à 16 mK.

6.1.3 Le circuit électrique

La figure 6.4 présente un schéma du circuit électrique que nous utilisons. Le circuit se compose de plusieurs boucles indépendantes qui peuvent être reliées en série entre elles, et qui sont raccordées par des transistors de puissance. Ces derniers sont des IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), de marque Mitsubishi (modèle CM 200 HA-24H, 400A/1200V). Ils sont spécialement conçus pour être utilisés comme des interrupteurs de forts courants. Ils nous permettent de faire circuler le courant soit uniquement dans les deux bobines quadrupolaires, soit dans les trois bobines du piège magnétique. On peut aussi faire circuler dans les bobines Helmholtz un courant différent de celui qui circule dans les bobines Q1, Q2 et C3. Nous disposons pour cela de deux alimentations, de marque Delta Elektronika (modèle SM 70V-45A), dont la stabilité relative en courant est de l'ordre de 10^{-4} . Le circuit contient évidemment les bobines du champ magnétique, ainsi que des diodes de puissance dans chaque branche, afin de définir le sens de passage du courant et d'éviter des oscillations du courant à la coupure du courant dans le circuit.

Pendant la phase de capture des atomes dans le piège magnéto-optique, on fait circuler un courant I_{PMO} dans les deux bobines Q1 et Q2 en fermant l'IGBT I1, et en ouvrant les autres, courant que l'on coupe avec l'interrupteur I1. Puis, pour transférer le nuage dans le piège magnétique, on ferme I2 et on laisse I1 ouvert. L'alimentation A1 délivre alors un courant de 10 A pendant 10 ms, que l'on augmente progressivement jusqu'au maximum. Pour compenser le biais, on ferme I4 en laissant I3 et I5 ouverts, et on augmente le courant délivré par A2 jusqu'à la valeur maximale. A cette étape, on a deux portions de circuit indépendantes. Une fois que le courant maximal est atteint dans les trois bobines et dans les bobines H1 et H2, les deux portions de circuit indépendantes sont reliées en série, en ouvrant I4 et I2 et en fermant I3 et I5, et ce afin d'assurer une stabilité optimale du biais du champ magnétique. Une fois la phase de piégeage terminée, le champ peut être coupé en fermant l'IGBT I3. Le temps de coupure du courant dans les bobines est de l'ordre de $200\mu\text{s}$.

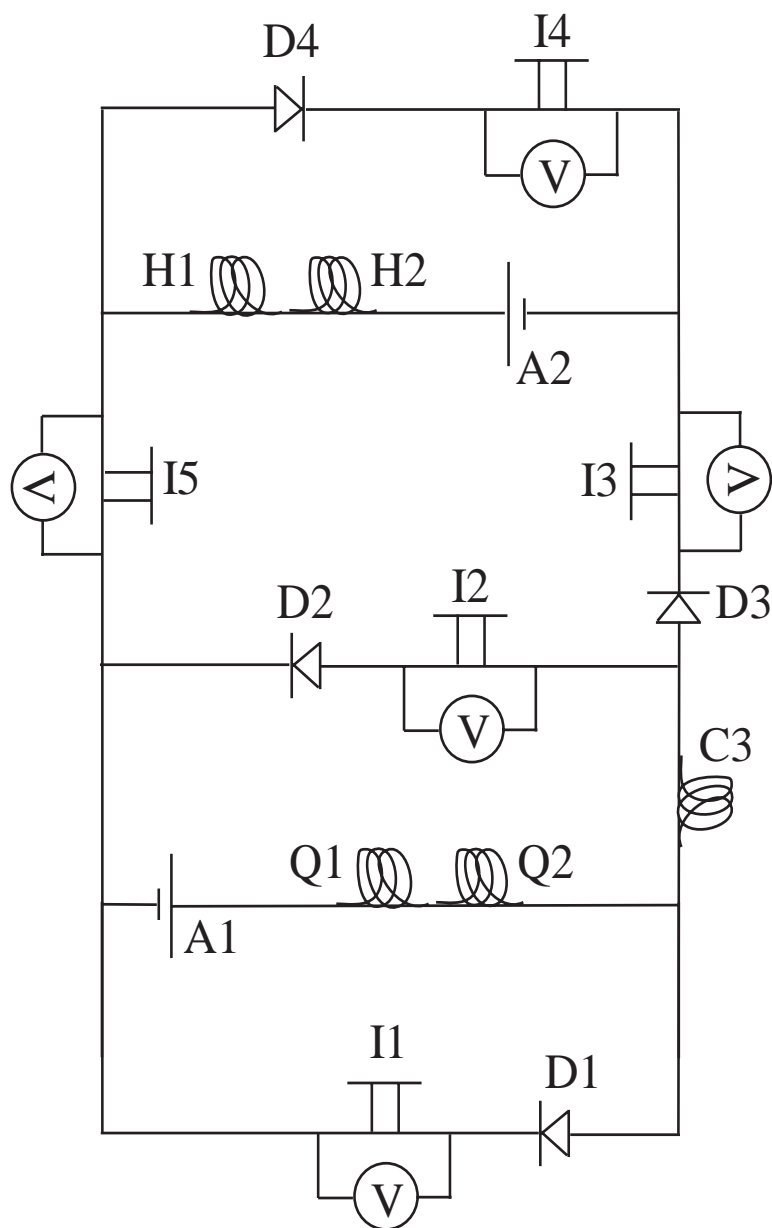


FIG. 6.4 – Circuit électrique. Il est composé de plusieurs branches indépendantes qui peuvent être reliées en série au moyen de transistors de puissance, désignés par I1, I2 ... I5, qui peuvent être utilisés comme des commutateurs. A1 et A2 désignent les deux alimentations, D1 à D4 des diodes de puissances et Q1, Q2, C3 et H1, H2 sont les différentes bobines qui constituent le piège magnétique.

6.1.4 Le champ parasite induit

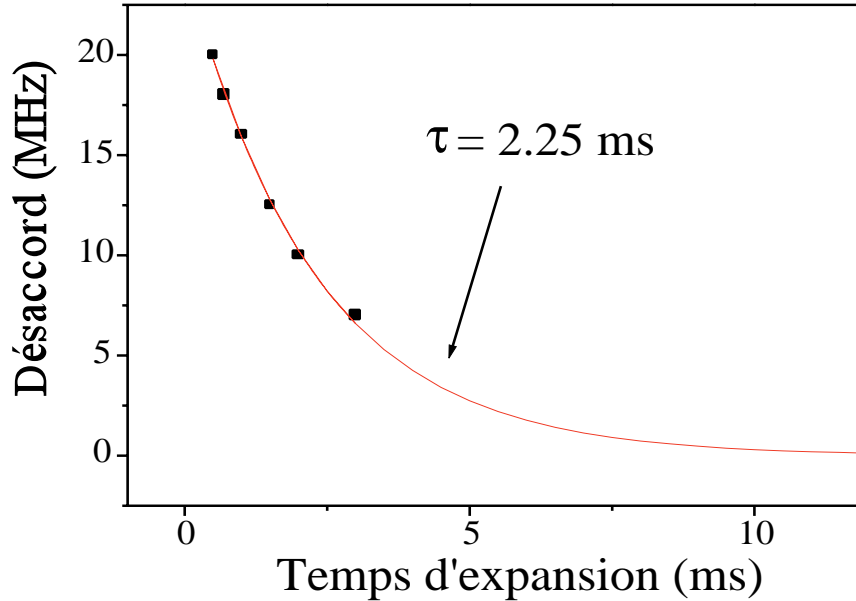


FIG. 6.5 – Désaccord qui optimise l’absorption dans le nuage en fonction du délai d’expansion. On remarque que le désaccord optimal décroît en fonction du temps, ce qui suggère une décroissance du champ induit avec un temps caractéristique de l’ordre de 2 ms.

Malheureusement, un champ induit persiste à la coupure du courant, lorsque toutes les bobines sont coupées en même temps. Il est suffisamment élevé pour rendre impossible toute mesure d’absorption dans les quelques ms qui suivent la coupure du champ, parce que la sonde n’est pas résonnante, l’effet Zeeman déplaçant la résonance atomique. Ce champ induit n’est présent que si l’on coupe brutalement le courant qui circule dans les bobines Helmholtz. Si l’on piège les atomes sans comprimer le biais, ou si l’on décomprime lentement le biais (en ramenant le courant à zéro dans les bobines H1 et H2), et qu’on coupe alors le champ créé par les trois petites bobines uniquement, nous retrouvons un bon contraste sur nos mesures d’absorption. Nous en déduisons que ce champ parasite est lié à la coupure du courant dans les bobines H1 et H2. Il est probablement créé par un courant de Foucault induit dans les éléments métalliques du ralentisseur Zeeman, ou de la bobine BC de compensation du ralentisseur, parce qu’ils sont entourés par la bobine H1.

On peut cependant décaler la sonde en fréquence pour essayer de mesurer l’absorption. Nous avons déterminé pour chaque délai après la coupure un désaccord optimal pour lequel l’absorption est maximale. Cette absorption est néanmoins toujours plus faible que celle qu’on mesure quand on ne compense pas le biais. La courbe de la figure 6.5 montre que le désaccord optimal décroît exponentiellement avec le temps, avec une

constante de temps de 2 ms, ce qui semble indiquer que le champ parasite induit décroît avec la même constante de temps.

Puis, nous avons mesuré avec une sonde à effet Hall placée devant la cellule la composante longitudinale du champ magnétique (axe x). A la coupure, cette composante du champ change de signe, atteint -17 G, et décroît exponentiellement avec une constante de temps de l'ordre de 2 ms, ce qui est accord avec l'analyse précédente. Les autres composantes du champ sont plus faibles, si bien que le champ parasite est à peu près aligné sur l'axe x . La direction du faisceau laser sonde lui est donc perpendiculaire, ce qui explique qu'on ne puisse retrouver la même absorption qu'en l'absence de champ magnétique parasite en désaccordant simplement la fréquence du laser sonde.

6.1.5 Comment réaliser les mesures d'absorption ?

Pour pouvoir mesurer taille, température et nombre d'atomes avec l'imagerie, nous avons alors adopté plusieurs stratégies, afin de s'affranchir du problème lié au champ parasite créé à la coupure du piège.

1) La première que nous avons utilisée consiste à décompresser lentement le nuage, en décompensant le biais en 1 s, puis à couper le courant dans les petites bobines brutalement. Nous prenons ensuite une image du nuage après un temps de vol variable. Nous pouvons ainsi mesurer le nombre d'atomes piégés, ainsi que leur température. La température du nuage dans le piège comprimé peut alors être calculée à partir de celle qu'on mesure dans le piège décomprimé, en supposant la décompression adiabatique. Cette technique indirecte donne satisfaction tant que les pertes et le chauffage sont négligeables pendant la phase de décompensation, ce qui n'est pas vérifié quand le nuage est très froid et très dense.

2) La deuxième stratégie consiste aussi à décompenser le biais (ce qui décomprime le nuage radialement), mais cette fois le plus rapidement possible, puis de couper brutalement les petites bobines. Le temps de réponse des alimentations de courant nous limite à un temps de décompression minimal de 10 ms. Tant que ce temps de décompression reste négligeable devant le temps de thermalisation, la taille du nuage suivant l'axe x n'a pas le temps d'évoluer pendant la décompression. On peut alors tirer la température du nuage avant la décompression de la taille que l'on mesure suivant l'axe x immédiatement après la décompression. Cette technique devient mauvaise quand le nuage a le temps de se thermaliser, même partiellement, pendant les 10 ms de décompression.

Ces deux premières stratégies consistent en fait à ramener le courant dans les bobines Helmholtz à zéro, afin de ne pas créer de champ parasite à la coupure du piège. Elles permettent donc de mesurer le nombre d'atomes, ainsi que la température dans les limites précisées ci-dessus.

3) Sachant que le temps qu'il faut au champ induit pour décroître significativement est de l'ordre de quelques ms, on peut couper en deux temps le courant dans les bobines. D'abord, nous coupons le courant dans les bobines Helmholtz, et nous attendons un

délai de 5 ms, puis nous coupons le courant dans les trois bobines. Le nuage est alors imagé après un bref temps de vol. Ici, comme plus haut, on peut déduire la température du nuage comprimé de la taille suivant x , si la thermalisation est négligeable durant 5 ms.

4) On peut aussi mesurer la taille in situ, dans le piège magnétique sans couper les courants. Ici, l'absorption dans le faisceau laser sonde est moins importante puisque les atomes sont soumis à un champ magnétique de quelques Gauss. Il n'est donc pas simple de tirer le nombre d'atomes piégés de la mesure d'absorption. En outre, la mesure de la taille du nuage n'est pas correcte quand ce dernier est chaud, à cause des inhomogénéités de champ entre ses bords et son centre. Mais, pour des nuages froids, on s'attend à ce que ces inhomogénéités deviennent négligeables et que les tailles mesurées soient correctes.

5) Enfin, nous avons récemment tenté de compenser le champ induit à la coupure à l'aide d'une bobine supplémentaire, que nous appellerons BC2. Cette bobine, inutilisée jusqu'alors, était déjà montée. Elle est constituée d'une vingtaine de tours de fil enroulés au centre de la bobine de compensation du ralentisseur Zeeman et sa résistance interne est de l'ordre de 0.5Ω . Elle crée un champ magnétique au niveau du nuage qui est dirigé le long de l'axe x .

Pour prendre une image du nuage atomique, nous coupons alors le courant dans les cinq bobines en même temps, et envoyons simultanément du courant dans la bobine BC2. En utilisant comme consignes de l'alimentation 4 A et 30 V au moment de la fermeture du circuit électrique de la bobine BC2, l'établissement du courant dans la bobine BC2 ne suit pas une loi exponentielle. Le courant monte très rapidement jusqu'à 30 A, puis redescend pour finalement atteindre 4 A après 1 ms. Avec une telle impulsion de courant, nous avons pu partiellement compenser le champ induit : à l'instant initial, il ne reste que 5 G (au lieu de 17 G sans BC2) et moins d'un Gauss après 1 ms. Cela nous a enfin permis de faire des mesures de temps de vol après avoir coupé brutalement le champ dans les cinq bobines, et de comparer les températures mesurées ici avec celles déduites des méthodes précédentes.

La figure 6.6 montre la densité optique mesurée sur un nuage à $25\ \mu\text{K}$ après un temps de vol de 1 ms en fonction de la consigne de tension de l'alimentation. On trouve un optimum vers 35 V, qui correspond à l'amplitude de l'impulsion de champ magnétique qui compense le mieux le champ induit. Le nombre d'atomes que l'on déduit de l'image d'absorption est alors sensiblement le même que celui que l'on mesure pour une coupure avec délai de 5 ms (3e méthode), ce qui indique que la compensation du champ induit est efficace.

Lorsque nous prenons des images d'atomes plus froids ($T < 10\ \mu\text{K}$), après un temps de vol en présence de ce champ induit compensé, nous avons observé trois nuages atomiques, qui se séparent de plus en plus quand le temps de vol augmente. Nous attribuons cela à un effet Stern-Gerlach : les trois nuages correspondent aux trois composantes de spin -1, 0 et 1, qui sont accélérées différemment par des gradients de

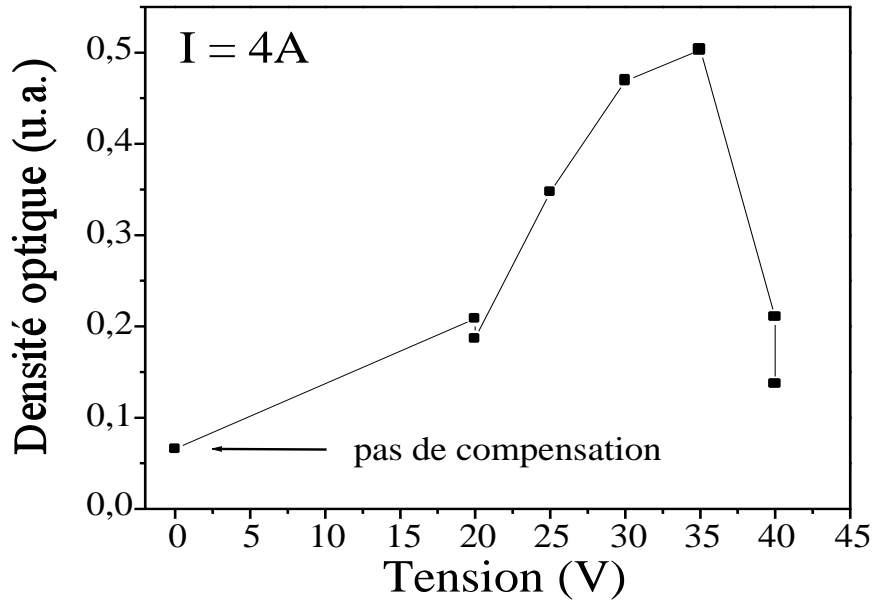


FIG. 6.6 – Densité optique mesurée sur un nuage à $25\ \mu\text{K}$, pour un temps d'expansion de 1 ms, en fonction de la consigne de tension qu'on impose à l'alimentation qui envoie une impulsion dans la bobine de compensation du champ induit. La mesure, faite pour une consigne de courant de 4 A, permet de déterminer la valeur optimale de la consigne de tension de l'alimentation : 35 V.

champ magnétique pendant et après la coupure. Nous pensons que ces gradients de champ magnétique sont ceux que crée la bobine BC2 au niveau du nuage, puisque nous n'observons pas une telle séparation lorsque nous n'utilisons pas cette bobine.

6) Pour lutter contre cet effet Stern-Gerlach, nous avons finalement modifié l'ordre de coupure des différentes bobines. Puisque le champ induit est lié à la coupure des bobines Helmholtz, nous les coupons le plus tard possible, afin de limiter l'importance d'éventuels gradients de champ pendant l'expansion balistique. Nous coupons donc d'abord les trois petites bobines, puis nous attendons un délai T . Pendant ce délai, les atomes ne sont plus confinés, ils volent librement dans le champ homogène créé par les bobines Helmholtz. Puis nous coupons les deux bobines Helmholtz, et envoyons simultanément une impulsion de courant dans la bobine de compensation. De la même façon que précédemment, si on règle correctement le courant et la tension de consigne de l'alimentation de la bobine de compensation, le champ magnétique résiduel total, somme du champ induit et du champ de compensation, devient inférieur à 1 G après un délai de $400\ \mu\text{s}$ à partir de la coupure des bobines Helmholtz. Par conséquent, nous pouvons prendre une image du nuage $400\ \mu\text{s}$ après la coupure. Dans ces conditions, le temps de vol total des atomes est $T + 400\ \mu\text{s}$, mais les atomes ne subissent l'effet d'éventuels gradients de champ magnétique que pendant $400\ \mu\text{s}$.

L'ordre dans lequel sont exposées les différentes méthodes que nous avons utilisées

pour obtenir des images d'absorption du nuage est avant tout chronologique. Lorsque nous avons pour la première fois pratiqué le refroidissement évaporatif, nous utilisons la troisième procédure pour obtenir des images du nuage. Ce n'est que plus tard que nous avons eu l'idée de compenser le champ induit directement, et c'est finalement la dernière méthode qui est la meilleure, puisqu'elle nous permet de mesurer l'absorption du nuage après avoir coupé le courant dans toutes les bobines du piège magnétique en même temps.

6.2 Le transfert à partir du PMO

Lorsque nous avons conçu le piège magnétique, nous avons pensé à deux stratégies différentes pour charger le piège magnétique : ou bien on réalise un PMO excentré (en déplaçant le centre du quadropôle à l'aide d'un petit champ magnétique le long de l'axe x et en décalant les faisceaux laser transverses par rapport à l'axe de symétrie des bobines quadrupolaires), ou bien on réalise un PMO centré, qu'on déplace dans un deuxième temps vers le centre du piège magnétique. Pour garder chacune de ces deux options ouverte, nous avons choisi un diamètre interne des bobines quadrupolaires plus grand que le diamètre des faisceaux du PMO pour pouvoir décaler ces faisceaux par rapport à l'axe de symétrie des bobines quadrupolaires si nécessaire.

Finalement, nous avons choisi de piéger les atomes dans le champ quadrupolaire des bobines du PMO, sans le décaler. Puis, une fois le régime stationnaire atteint (typiquement 1 s), on déplace le centre du PMO en gardant les atomes piégés par les faisceaux laser. Pour ce faire, il nous faut superposer au gradient du PMO un champ magnétique, dirigé selon l'axe x , et qui est non nul au centre du quadropôle. Le champ résultant est toujours un champ quadrupolaire, mais dont le centre est déplacé suivant x . C'est la bobine du second ralentisseur Zeeman (RZ) qui fournit ce champ. En effet, le champ de fuite créé par cette bobine est suffisant pour déplacer significativement le centre du PMO, pourvu qu'on coupe la bobine de compensation de ce champ de fuite (bobine BC). La position finale du PMO est ajustée en jouant sur le courant dans la bobine du second ralentisseur ainsi que sur le gradient du PMO.

La séquence temporelle de la procédure que nous avons mise au point pour transférer le PMO dans le piège magnétique est détaillée dans les paragraphes qui suivent. L'évolution des courants dans les différentes bobines au cours de la séquence est représentée sur la figure 6.7.

Le chargement et le déplacement du PMO

Le PMO est préparé et déplacé en trois étapes.

1) chargement du PMO pendant 1 s, ce qui est suffisant pour atteindre l'état stationnaire.

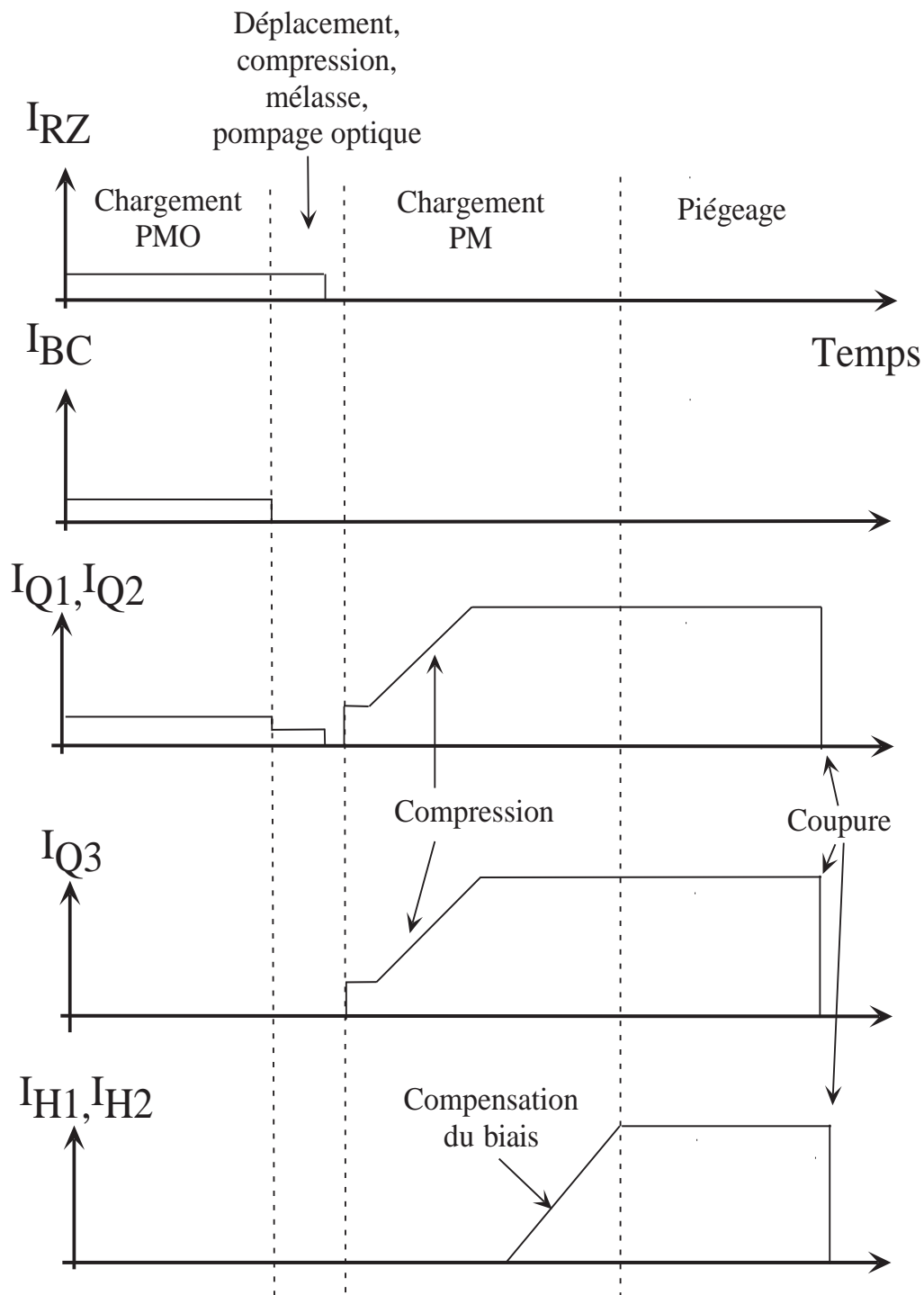


FIG. 6.7 – Courants électriques dans les différentes bobines ($Q_1, Q_2, Q_3, RZ, BC, H_1, H_2$) pendant la séquence temporelle.

2) arrêt du chargement par extinction des faisceaux laser ralentisseur et repompeur. Comme leur action sur le PMO n'est pas négligeable, et que leur extinction n'est pas immédiate (c'est un obturateur mécanique relativement lent qui les coupe), on attend 20 ms.

3) coupure du champ de compensation du second ralentisseur Zeeman et diminution par 2 du gradient du PMO. Le centre du PMO change de position instantanément, le nuage retourne à la position d'équilibre. On attend encore 10 ms. Il faut noter ici que les paramètres du PMO sont tels que le nuage ne retourne pas à sa nouvelle position d'équilibre par un mouvement fortement amorti, on a plutôt un mouvement périodique amorti, comme le montre la figure 6.8.

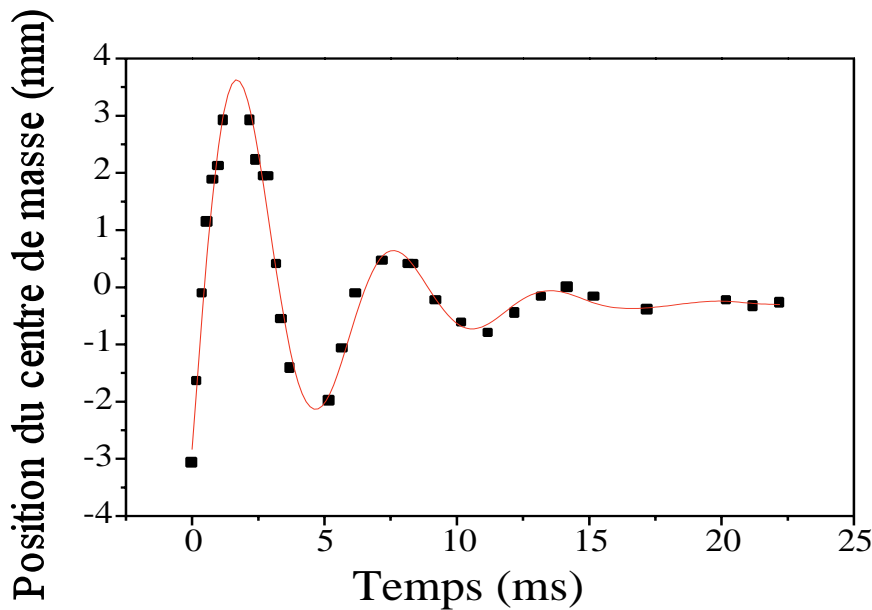


FIG. 6.8 – Mouvement du centre du PMO pendant la phase de déplacement du centre. C'est un mouvement sinusoidal amorti. Pour cette mesure, nous avons aussi changé le désaccord du PMO au début de cette phase de déplacement du centre, afin d'avoir un nuage plus petit, plus facile à mesurer. Comme on a diminué par deux le gradient, le PMO devient trop gros pour être imagé correctement, parce que sa taille est comparable au diamètre de notre faisceau sonde. On attend pour le PMO à -45 MHz le même type de comportement avec une constante d'amortissement encore plus longue puisque la force de friction est moins grande.

A la fin de cette procédure, le PMO ne se retrouve pas complètement centré, parce que 10 ms ne suffisent pas pour que le mouvement d'oscillation soit complètement amorti. Mais, cet amortissement sera plus rapide pendant la phase suivante où l'on comprime le PMO.

La compression du PMO

L'étape suivante consiste à comprimer le PMO afin d'augmenter la densité atomique avant de charger le piège magnétique. Comme on ne peut plus augmenter le gradient sans changer le centre, on diminue le désaccord des faisceaux du PMO à -30 MHz, alors que leur intensité reste inchangée, ce qui a pour effet de diminuer la taille du nuage. Le taux de pertes, lié aux collisions Penning S-P, augmente alors sensiblement puisque la densité augmente, et que le désaccord diminue. Afin de limiter les pertes, cette phase de compression ne dure que 6 ms. La figure 6.9 montre une mesure du temps de vie des atomes dans le PMO comprimé. Le temps de demi-vie de l'échantillon est de l'ordre de 100 ms, si bien que les pertes sont négligeables pendant le temps que dure la compression. La densité atomique à l'issue de cette phase de compression est

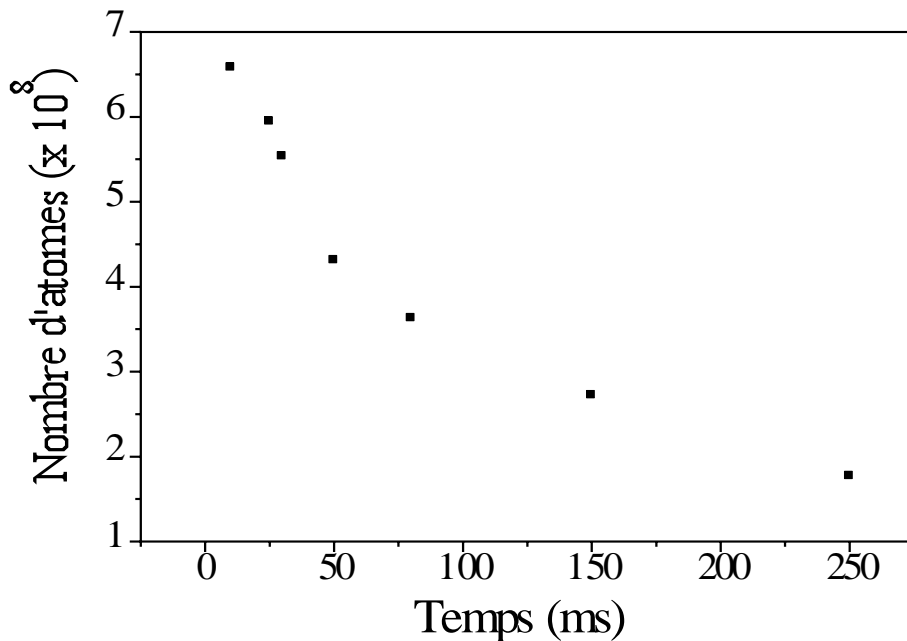


FIG. 6.9 – Durée de vie du PMO comprimé. Le temps caractéristique de la décroissance du nombre d'atomes est de 100 ms, les pertes sont donc négligeables pendant la phase de compression qui ne dure que 6 ms.

voisine de celle du PMO à l'issue du chargement : la compression permet simplement de rattraper la décompression occasionnée par le déplacement du nuage.

La mélasse optique

Puis, on coupe tous les champs magnétiques, et on diminue la température des atomes grâce à une phase de mélasse optique. Le désaccord est ramené à -1 MHz, l'intensité à $0.2 I_{sat}$ pendant une durée de $500 \mu s$. La température à l'issue de la phase

de mélasse est mesurée par temps de vol : elle est au mieux de l'ordre de 200 μK . Nous n'avons pas cherché longtemps à optimiser la température de la mélasse, qu'il est d'ailleurs difficile de mesurer précisément, parce qu'à cette étape encore, le nuage a une taille de l'ordre de grandeur de la taille de notre faisceau sonde, si bien que des mesures de temps de vol sont difficiles. Nous n'avons en particulier pas essayé d'atteindre des températures sub-Doppler. Il semble cependant qu'il soit difficile d'obtenir des températures plus basses. La densité optique est ici assez grande pour que les faisceaux de la mélasse soient partiellement absorbés dans le nuage. Les intensités lumineuses auxquelles sont soumis les atomes du nuage ne sont alors pas équilibrées, ce qui nuit à l'efficacité de la mélasse optique.

L'impulsion de pompage optique

Si l'on suppose qu'à l'issue de la phase de mélasse les atomes sont distribués de façon équiprobable dans les différents sous-niveaux Zeeman de l'état métastable, et qu'on les transfère directement dans le piège magnétique, on attend une efficacité de transfert de 33 %. Pour augmenter le nombre d'atomes transférés, il est nécessaire de les pomper optiquement dans le sous-niveau Zeeman piégeant $m_J = +1$. C'est pourquoi, une fois les faisceaux laser de la mélasse optique coupés, on allume deux faisceaux laser de pompage optique, polarisés circulairement, et qui forment une onde stationnaire, afin d'éviter tout effet d'accélération par la pression de radiation pendant le pompage optique. Ces deux faisceaux se propagent le long de l'axe x et sont superposés aux faisceaux du PMO. L'impulsion de pompage optique dure 50 μs , son désaccord par rapport à la transition atomique est -6 MHz et la puissance dans chaque bras est $I \sim I_{sat}$. Ce sont les paramètres pour lesquels le transfert des atomes de la mélasse dans le piège magnétique est le plus efficace.

Le chargement du piège magnétique

Pour un nuage de taille rms $\sigma = 2$ mm et de température $T = 200\mu\text{K}$ qu'on désire transférer dans un piège harmonique isotrope, l'adaptation se fait pour une fréquence d'oscillation ω telle que $k_B T = m\omega^2\sigma^2$, soit $\omega/2\pi = 51$ Hz. Notre piège n'est pas isotrope, le nuage n'a pas forcément la même taille rms suivant les trois directions, si bien que la condition d'adaptation est donnée par

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}m(\omega_x^2\sigma_x^2 + \omega_y^2\sigma_y^2 + \omega_z^2\sigma_z^2) \quad (6.1)$$

Avec un nuage de taille rms 2 mm, et de température 200 μK dans notre piège magnétostatique, cette condition est remplie pour un courant de seulement 5 A. Pour charger le nuage, nous allumons le courant dans les trois bobines du piège avec une consigne un peu plus grande, 10 A, pendant 10 ms. Puis le courant augmente dans les trois bobines jusqu'à 46.6 A en 1 s, afin de comprimer le nuage, et d'augmenter le taux

de collisions. On compense ensuite le biais en augmentant le courant dans les bobines Helmholtz de 0 à 46.6 A en 1 s. Le piège comprimé au maximum contient alors 7×10^8 atomes, à une température de 1.4 mK, mesurée par temps de vol. La densité au centre correspondante est alors d'environ 8×10^{10} atomes/cm³.

L'effet de l'impulsion de pompage optique

L'efficacité du pompage optique est mesurée en comparant le nombre d'atomes transférés avec et sans pompage optique, après chargement et compression du piège. Le nombre d'atomes est typiquement multiplié par 2, passant de 3 à 7×10^8 atomes, soit une efficacité de transfert d'environ 70 % avec le pompage optique. Le nuage est légèrement chauffé pendant la phase de pompage optique puisque la température finale est plus grande avec la phase de pompage optique (1.4 mK) que sans (1.2 mK). On pourrait imaginer minimiser cet effet de chauffage en réalisant le pompage optique sur la raie $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$, pour laquelle l'état $2^3S_1, m_J = +1$ est un état noir, lorsque la polarisation des faisceaux laser de pompage optique est circulaire. Seuls quelques photons par atome sont alors nécessaires pour pomper les atomes dans le niveau $2^3S_1, m_J = +1$, qui n'en absorbent plus une fois qu'ils y ont été pompés.

6.3 Les fréquences d'oscillation du piège

Si l'on déplace le nuage par rapport au centre du piège magnétique, son centre de masse se met à osciller aux fréquences d'oscillation du piège, ce qui permet de les mesurer avec une grande précision. Pour déplacer le centre de masse du nuage, nous avons disposé à proximité de la cellule une bobine supplémentaire dans laquelle nous avons envoyé une impulsion de courant pendant quelques ms. Le champ créé par cette bobine d'excitation s'ajoute au champ du piège, ce qui en déplace le centre. Quand le courant dans cette bobine est coupé, le centre de masse du nuage se met à osciller. On laisse alors le nuage évoluer dans le piège pendant un certain temps. Puis on prend une image d'absorption du nuage in-situ avec la caméra CCD et on mesure la position du centre du nuage. Suivant la disposition de la bobine d'excitation, on peut faire osciller le nuage suivant la direction axiale, radiale ou les deux.

On trouvera sur les figures 6.10 et 6.11 la position du centre de masse en fonction du temps qui sépare la coupure de la bobine d'excitation de la mesure d'absorption. Dans un potentiel harmonique, le centre de masse oscille sans amortissement, même en présence de collisions. Cependant, on peut remarquer que les amplitudes des oscillations sont légèrement amorties. On peut attribuer cet amortissement au fait que le potentiel n'est pas rigoureusement harmonique à la température à laquelle ces mesures ont été faites.

Les fréquences mesurées dans le piège compensé sont 114.5 Hz et 985 Hz. Ces mesures sont en remarquable accord avec les valeurs que nous avons pu calculer à l'aide des

mesures de la forme du champ, réalisées avec une sonde de champ magnétique et données plus haut (voir chapitre 6.1.2).

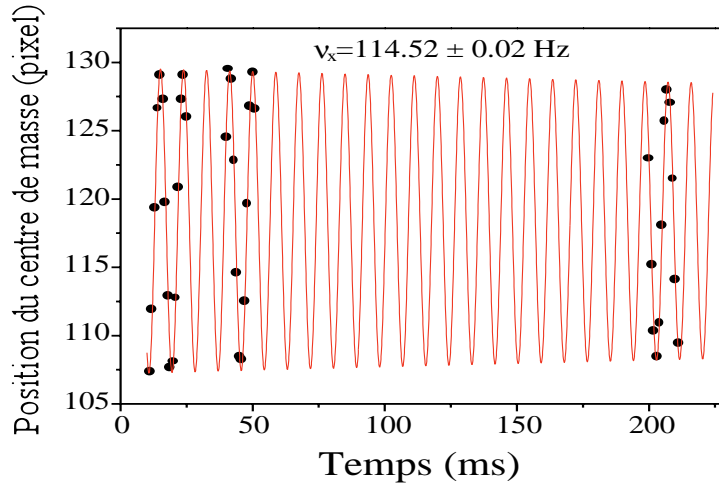


FIG. 6.10 – Oscillations du centre de masse du nuage dans le piège magnétique comprimé. La fréquence d'oscillation suivant l'axe faible du piège (x) est 114.5 Hz.

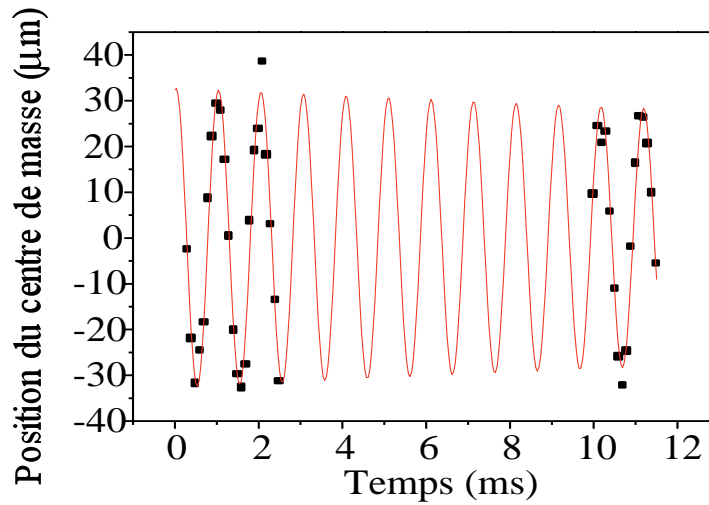


FIG. 6.11 – Oscillations du centre de masse du nuage dans le piège magnétique comprimé. La fréquence d'oscillation suivant les axes transverses (y et z) est 985 Hz.

6.4 Le temps de vie du nuage dans le piège

6.4.1 Une première mesure

Nous avons ensuite mesuré le temps de vie des atomes dans le piège magnétique. La première mesure que nous avons faite était celle du temps de vie du nuage piégé dans le piège magnétique, dans les conditions où le nombre d'atomes piégés dans le PMO est optimal, c'est-à-dire pour des conditions de fonctionnement de la source de 5×10^{-5} mbar comme pression et 5 mA comme courant. Le nuage avait été chargé alors que le pompage optique n'avait pas encore été installé, et le piège n'avait été comprimé qu'à l'aide du courant dans les trois bobines (le biais n'était pas compensé). Le nombre d'atomes piégés pour cette mesure est 1.5×10^8 .

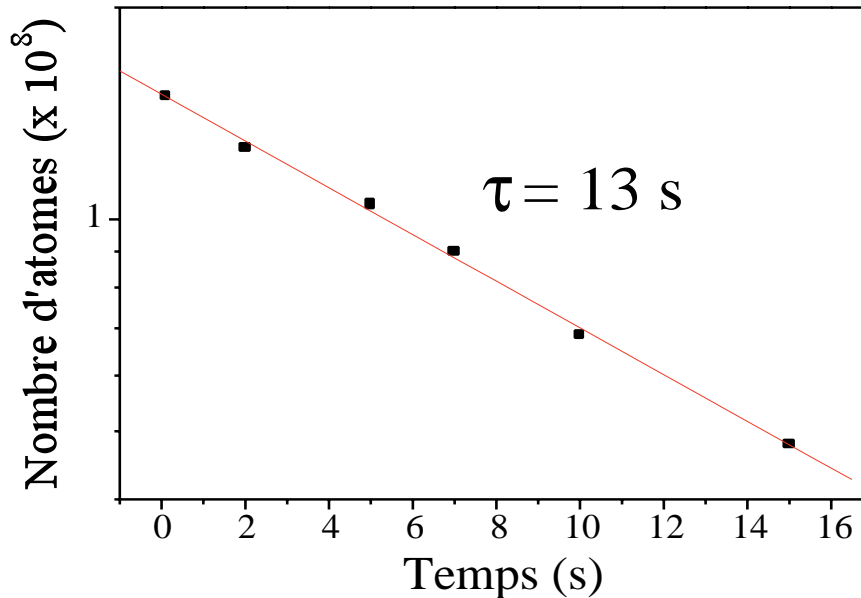


FIG. 6.12 – Durée de vie du piège magnétique pour un piège comprimé en courant mais dont le biais n'a pas été compensé. La décroissance du nombre d'atomes est exponentielle, avec un temps caractéristique de 13 s.

La figure 6.12 montre l'évolution du nombre d'atomes dans le piège en fonction du temps de piégeage. Le nombre d'atomes est déduit ici de la puissance absorbée dans le faisceau sonde lorsque son intensité est maximale et suffisante pour saturer la transition. Le protocole de mesure est donc le même que celui que nous avons utilisé pour mesurer le nombre d'atomes dans le PMO de façon absolue.

La décroissance est compatible avec une loi exponentielle, avec un temps caractéristique de 13 s. C'était déjà un résultat remarquable. En effet, la densité au centre du nuage piégé était de $n(\mathbf{0}) = 5 \times 10^9$ atomes/cm³, et si le taux de collisions Penning

était le même que celui pour des atomes non-polarisés ($\beta = 2 \times 10^{-10}$ atomes/cm³), le temps de demi-vie du nuage aurait été $2\sqrt{2}/\beta n(\mathbf{0}) = 3$ s, avec une décroissance caractéristique non-exponentielle. On avait donc déjà avec cette mesure la preuve que le taux de collisions Penning était plus faible que pour des atomes non polarisés. Alors, que vaut ce taux finalement ? Avec cette mesure, c'est impossible à dire, car tant que la décroissance du nombre d'atomes suit une loi exponentielle, on n'a aucune trace des pertes liées aux collisions Penning : elles sont complètement masquées par les collisions avec le gaz résiduel, qui se produisent avec un taux beaucoup plus grand.

6.4.2 Influence de la pression résiduelle d'hélium

Nous avons ensuite répété cette mesure après avoir comprimé davantage le nuage, en compensant le biais. Nous avons alors mesuré le même temps de vie de 13 s. En supposant la compression adiabatique, on peut calculer le gain sur la densité atomique à l'issue de la compensation du biais, à l'aide des formules de l'appendice B. La densité moyenne augmente d'un facteur 2.5 pendant la compensation du biais. Le taux de pertes ne dépend donc pas de la densité atomique, ce qui indique que les collisions entre atomes piégés sont négligeables.

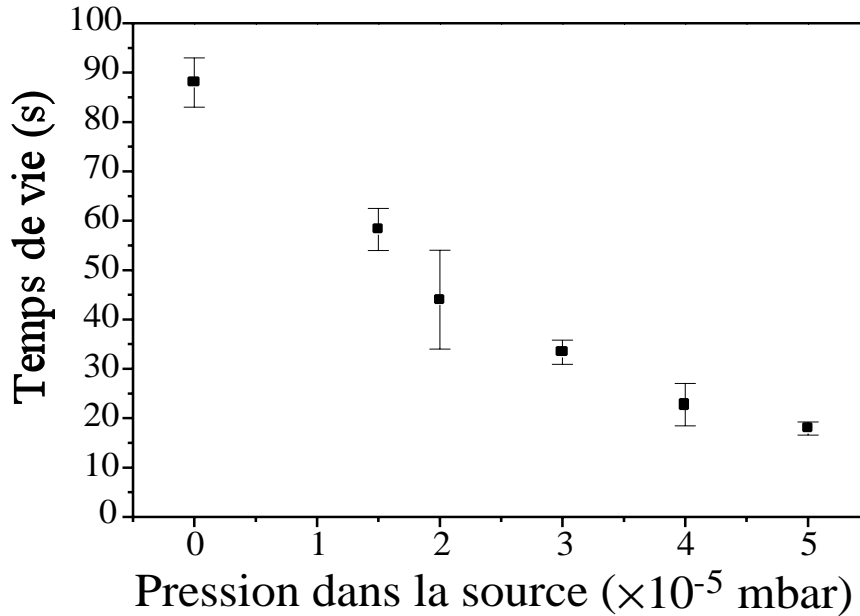


FIG. 6.13 – Durée de vie du nuage dans le piège magnétique complètement comprimé en fonction de la pression dans l'enceinte source. On remarque que le temps de vie est d'autant plus grand que la pression dans l'enceinte source est faible, ce qui indique qu'une grande partie des pertes que nous mesurons est due aux collisions des atomes piégés avec les atomes d'hélium à l'état fondamental du gaz résiduel.

En répétant cette mesure pour différentes conditions de fonctionnement de la source, et en ajustant les courbes de décroissance obtenues par des exponentielles, nous avons trouvé une forte dépendance du temps de vie en fonction de la pression qui règne dans l'enceinte source 4 mètres en amont de la cellule (cf figure 6.13). Ceci indique que la contribution aux taux de pertes des collisions avec la pression résiduelle d'atomes d'hélium fondamentaux est dominante : ce ne sont pas les collisions Penning qui sont responsables du temps de vie que l'on mesure, au moins pour les pressions les plus élevées.

6.4.3 Mesure avec une vanne UHV fermée

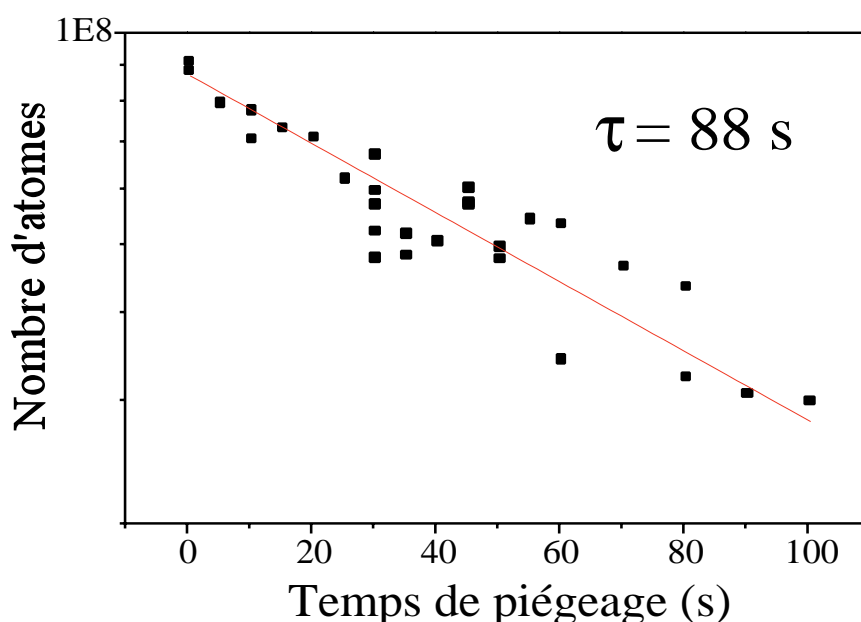


FIG. 6.14 – Durée de vie du piège magnétique en l'absence de pression partielle d'hélium à l'état fondamental. On mesure un temps de vie de 88 s.

Nous avons aussi mesuré le temps de vie à pression partielle d'hélium fondamental "nulle". Pour cela, nous fermons, immédiatement après le chargement du piège magnétique, la vanne UHV qui se trouve avant le ralentisseur Zeeman (cf figure 6.14). Pour cette mesure, nous avons pris avec la caméra CCD des images d'absorption du nuage après différents temps de piégeage, dont nous avons déduit le nombre d'atomes piégés. Le résultat de la mesure est donné sur la figure 6.14. Si on ajuste la courbe de décroissance par une loi exponentielle, on trouve un temps de vie de 88 s.

Après le temps nécessaire à l'évacuation de la charge d'hélium fondamental dans la cellule (de l'ordre de quelques secondes), on peut négliger la pression partielle d'hélium.

La décroissance du nombre d'atomes est alors due à d'autres processus de pertes : collisions avec le gaz résiduel autre que hélium fondamental, collisions Penning entre atomes piégés, pertes par diffusion de lumière résonnante. Il est difficile ici de faire la distinction entre ces différentes sources de pertes sans une analyse très fine de la loi de décroissance du nombre d'atomes.

Malheureusement, il n'est pas raisonnable d'actionner la vanne UHV à chaque fois que le piège magnéto-optique est chargé, si bien qu'on doit se contenter d'une durée de vie maximale de l'ordre de 40 s, en faisant fonctionner la source à pression modérée (de l'ordre de 2×10^{-5} mbar). Pour améliorer la durée de vie du nuage dans le piège lorsqu'on opère avec la vanne UHV ouverte, plusieurs modifications sont possibles : on peut imaginer interposer sur le trajet du jet un obturateur mécanique qui viendrait pratiquement obstruer le passage de l'hélium fondamental, ou plus simplement, diminuer la taille du tube de pompage différentiel qui se trouve à l'entrée de la chambre 1 (voir figure 2.1). Son diamètre est de 1 cm alors que le diamètre du jet de l'ordre de 5 mm : on pourrait donc diviser son diamètre par deux sans perdre sur le taux de chargement du PMO. Sa conductance, qui varie comme la puissance 3 du diamètre, serait alors 8 fois plus faible, et la pression d'hélium fondamental dans la cellule chuterait alors d'un même facteur 8.

6.4.4 Temps de vie dans les conditions typiques

Finalement, on trouvera sur la figure 6.15 une mesure du temps de vie du nuage pour une pression de 2×10^{-5} mbar dans l'enceinte source. Cette mesure a été réalisée avec 7×10^8 atomes piégés et une densité au centre d'environ 8×10^{10} at/cm³ à l'instant initial. Pour mesurer le nombre d'atomes piégés, nous avons mesuré ici la fluorescence émise par le nuage lorsqu'il est illuminé par l'onde stationnaire de la sonde à pleine intensité. Pour cette mesure, l'intensité était insuffisante pour saturer complètement la transition. Cependant, nous supposons que l'amplitude du signal de fluorescence est aussi proportionnelle au nombre d'atomes piégés dans ce régime d'intensité intermédiaire.

La décroissance du nombre d'atomes ne semble pas suivre une loi exponentielle. Si on suppose que les pertes ne sont pas liées uniquement aux collisions avec le gaz résiduel, mais aussi aux collisions à deux corps entre atomes piégés, l'équation différentielle d'évolution du nombre d'atomes est

$$\dot{N} = -\alpha N - \beta \bar{n} N \quad (6.2)$$

où α est le taux de pertes liées aux collisions avec le gaz résiduel, β la constante de taux de pertes à deux corps et \bar{n} est la densité atomique moyenne. La résolution de cette équation différentielle donne la loi de décroissance suivante pour le nombre d'atomes

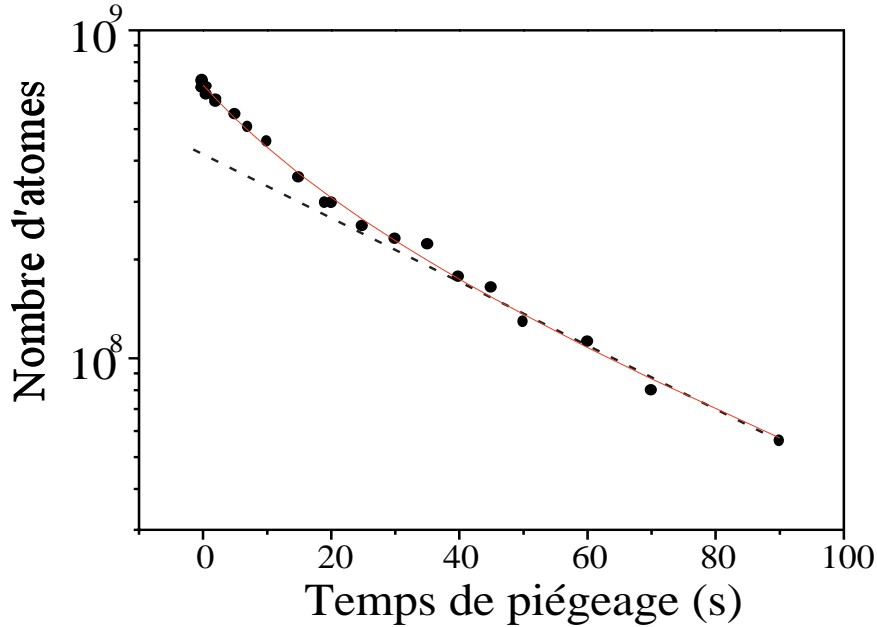


FIG. 6.15 – Durée de vie du piège magnétique pour une pression dans l'enceinte source de 2×10^{-5} mbar, et pour un nombre d'atomes initial de 7×10^8 à une température de 1.4 mK. Les points représentent les mesures du nombre d'atomes piégés en fonction du temps de stockage alors que la courbe en trait plein est le résultat de l'ajustement par la loi de décroissance (6.3). La droite en pointillé est le résultat de l'ajustement par une loi exponentielle des points expérimentaux correspondant à des temps de piégeage supérieurs à 40 s.

piégés :

$$N(t) = \frac{N(0)}{\left(1 + \frac{\beta \bar{n}(0)}{\alpha}\right) \exp(\alpha t) - \frac{\beta \bar{n}(0)}{\alpha}} \quad (6.3)$$

où $\bar{n}(0)$ est la densité moyenne à l'instant initial.

Le résultat de l'ajustement avec la loi 6.3 est représenté en trait plein sur la figure 6.15. On extrait de cet ajustement un temps de vie $\tau = 1/\alpha = 58$ s, et une constante de taux de collisions à deux corps $\beta = 1.1 \times 10^{-12}$ cm³/s. Cette mesure n'est pas compatible avec la mesure du taux de pertes dans le condensat (cf chapitre 7.4.5), qui donne une constante de taux de collisions deux ordres de grandeur plus faible. Cette décroissance non exponentielle ne peut donc pas s'expliquer par des collisions inélastiques entre atomes piégés.

Nous pensons que nous avons aux temps courts des pertes liées à l'évaporation naturelle des atomes les plus chauds de la distribution en énergie. Le taux de pertes initial que l'on mesure sur l'intervalle de temps 0-2 s est de 0.053 s⁻¹. Comme la profondeur du piège et la température des atomes sont connues (respectivement 16 et 1.4 mK), on peut estimer le taux de pertes par évaporation naturelle si on connaît le

taux de collisions élastiques. Nous avons mesuré ce taux à l'instant initial : il est de 29 collisions/s, pour un nombre d'atomes piégés de 5×10^8 (cette mesure est présentée au chapitre 7.1). En utilisant l'équation C.7 donnée dans l'appendice B, on peut estimer le taux de pertes dû à l'évaporation pour 7×10^8 atomes : on trouve 0.036 s^{-1} . Les pertes par évaporation contribuent donc pour plus de la moitié aux pertes totales à l'instant initial. A mesure que le temps de piégeage augmente, le nuage se refroidit. Mais, comme le paramètre η de l'évaporation augmente, on s'attend à ce que l'efficacité de l'évaporation diminue avec le temps, et que les pertes dues à l'évaporation deviennent négligeables aux temps longs. La décroissance du nombre d'atomes est donc déterminée par un taux de pertes qui dépend du temps : c'est pourquoi elle n'obéit pas à une loi exponentielle.

Afin d'estimer le taux de pertes lié aux collisions avec le gaz résiduel uniquement, nous ajustons les points expérimentaux correspondant aux temps de piégeage supérieurs à 40 s par une loi de décroissance exponentielle. Nous supposons donc ici qu'après 40 s, les pertes par évaporation naturelle deviennent négligeables devant celles dues aux collisions avec le gaz résiduel. Nous trouvons alors la droite en pointillée sur la figure 6.15. Elle correspond à un temps de vie de 40 s, ce qui est sensiblement plus faible que les 58 s qu'on tire de l'ajustement avec la loi de décroissance 6.3. Mais, il ne faut pas attribuer de crédit à cette dernière valeur dans la mesure où nous savons que les pertes ne sont pas dues aux collisions à deux corps entre atomes piégés. Cette mesure de temps de vie de 40 s est en accord avec la mesure réalisée précédemment pour une pression de 2×10^{-5} mbar (chapitre 6.4.2), avec des nuages contenant deux à trois fois moins d'atomes.

Chapitre 7

La condensation

Une fois les atomes piégés dans le piège magnétique, il faut encore en augmenter la densité dans l'espace des phases jusqu'au seuil de la dégénérescence quantique. C'est grâce à la technique du refroidissement évaporatif que nous allons parcourir le chemin qui nous sépare encore du condensat de Bose-Einstein. C'est une technique de refroidissement très efficace qui, au prix d'une perte sur le nombre d'atomes initial, permet d'augmenter la densité dans l'espace des phases de plusieurs ordres de grandeur. Pour permettre à l'évaporation d'entrer dans son régime d'emballement, il est nécessaire que le taux de collisions élastiques au sein du gaz piégé avant le début de la rampe d'évaporation soit suffisamment élevé.

Ce chapitre décrit les expériences que nous avons menées pour mesurer le taux de collisions élastiques initial, puis donne des détails sur l'efficacité du refroidissement évaporatif, et enfin présente les résultats de premières expériences de caractérisation que nous avons menées sur le condensat de Bose-Einstein d'hélium métastable.

7.1 Thermalisation

Une fois le nuage atomique transféré dans le piège magnétique, il contient environ 7×10^8 atomes, à une température de 1.4 mK. La densité au centre est alors de 8×10^{10} atomes/cm³. Avant de commencer l'évaporation, il est intéressant de mesurer le taux de collisions élastiques dans ce nuage, qui est le point de démarrage de notre rampe d'évaporation. Pour ce faire, on mesure le temps de thermalisation τ_{th} du nuage : on le prépare dans un état hors d'équilibre et on mesure le temps nécessaire pour qu'il y retourne. Si ce sont les collisions élastiques au sein du nuage qui assurent la remise à l'équilibre, par l'échange d'énergie entre les différents degrés de libertés, alors le temps de thermalisation τ_{th} doit être inversement proportionnel au taux moyen de collisions élastiques γ_{col} . A l'aide d'une simulation Monte-Carlo, les auteurs des références [97, 98] trouvent que le coefficient de proportionnalité est 2.7. On a donc la

relation $\tau_{th} = 2.7/\gamma_{col}$.

Pour préparer le nuage hors d'équilibre, on compense le biais rapidement, en 20 ms, au lieu de le faire de façon adiabatique. Le piège est alors plus confinant dans les directions radiales. Mais l'ellipticité du nuage piégé à l'issue de la compensation du biais est inférieure à celle qu'on attend à l'équilibre thermodynamique dans le piège comprimé. On laisse donc les atomes évoluer dans le piège comprimé pendant un certain temps, pendant lequel l'ellipticité relaxe vers sa valeur d'équilibre. Ensuite, on coupe brutalement le piège et on fait l'image du nuage après 0.4 ms de temps de vol. La figure 7.1 montre comment l'ellipticité du nuage, mesurée après temps de vol, évolue en fonction du temps d'attente dans le piège magnétique.

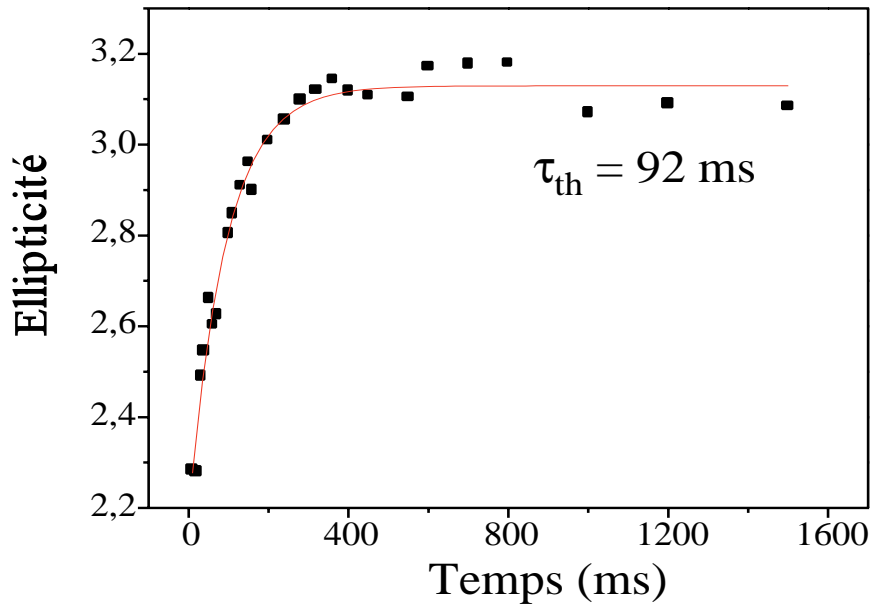


FIG. 7.1 – Evolution de l'ellipticité du nuage pendant le retour à l'équilibre dans le piège de Ioffé. La température du nuage est 1.4 mK. La courbe en trait plein correspond à un ajustement des points expérimentaux par une loi exponentielle, ce qui donne un temps de thermalisation de 92 ms.

Le temps de thermalisation, que l'on tire de l'ajustement par une loi exponentielle de la relaxation de l'ellipticité, est 92 ms, ce qui correspond à un taux de collisions moyen $\bar{\gamma}_{col} = 29$ collisions/s. Cette mesure a été effectuée avec 5×10^8 atomes dans le piège magnétostatique, à une température de 1.4 mK. Connaissant la densité moyenne, on peut alors estimer la constante de taux de collisions élastiques $\alpha = \langle \sigma v \rangle = \bar{\gamma}_{col}/\bar{n}$, où \bar{n} est la densité moyenne, σ la section efficace de collision, v la vitesse relative, et $\langle \rangle$ est la moyenne sur la distribution en vitesse. La densité moyenne est pour cette mesure $\bar{n} = 1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne $\alpha_{el} = 2.8 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$. Cette mesure est en accord raisonnable avec une mesure effectuée par Browaeys et *al.* [99] à une

température légèrement plus basse : 5×10^{-9} cm³/s à 1 mK, avec une incertitude relative d'un facteur 3.

La possibilité d'entrer dans le régime d'emballlement pour l'évaporation dépend du rapport entre le taux de collisions $\bar{\gamma}_{col}$ et le taux de pertes Γ_{in} (cf chapitre 5.2). Pour un temps de vie de l'ordre de 40 s (ce qui correspond à $\Gamma_{in} = 1/40$ s⁻¹), on obtient un rapport 1160. C'est nettement plus grand que le rapport à partir duquel le régime d'emballlement peut être atteint, à savoir 34.

7.2 La rampe d'évaporation

Les premières expériences d'évaporation ont été faites dans le piège compensé par les bobines Helmholtz H1 et H2, sans compensation supplémentaire du biais. On utilise donc un biais du champ de l'ordre de 5 G. Nous avons optimisé notre rampe d'évaporation en la découpant en plusieurs segments, et en optimisant chaque segment. Dès décembre 2000, nous avons essayé d'évaporer. Nous mesurons la taille du nuage sur une caméra CCD d'un modèle ancien, celui que nous avons utilisé jusque là pour les mesures sur le piège magnéto-optique. Son efficacité quantique n'est que de 0.1 % à 1083 nm, c'est pourquoi nous opérons à un grandissement faible de l'ordre de 1/5. La résolution liée à la taille effective des pixels était alors de 100 μm, ce qui s'est évidemment révélé insuffisant pour suivre l'évolution de la taille du nuage pendant l'évaporation. Nous avons alors tenté de changer le grandissement, les images alors obtenues étaient ou beaucoup moins contrastées et ou beaucoup plus bruitées. Ce n'est qu'avec le prêt d'une caméra plus récente (Hamamatsu C4480), dont l'efficacité quantique est de 1.5 % à 1083 nm, que nous avons pu réaliser des images satisfaisantes du nuage pendant l'évaporation et détecter la présence du condensat.

Pour ces premières expériences, nous utilisons pour faire l'impulsion de pompage optique le même faisceau laser que pour la détection, et le gain sur le nombre d'atomes transféré n'était que de 30%. Cette faible efficacité provient du fait que nous cherchions alors à polariser les atomes suivant la direction de la sonde, soit perpendiculairement à la direction du champ magnétique dans le piège de Ioffé. Le nombre d'atomes initialement piégés dans le piège de Ioffé était de 3×10^8 atomes, à une température de 1.2 mK.

La figure 7.2 montre la rampe d'évaporation que nous avons utilisée en février 2001 pour atteindre la transition. La fréquence du champ radio-fréquence rayonné par la bobine d'évaporation décroît de 160 à 13 MHz en 15 s, en 7 segments. La durée de chaque segment est choisie de façon à optimiser le gain sur le taux de collision élastique. On procède de la façon suivante. On fixe l'intervalle de fréquence couvert par le segment dont on varie la durée. Pour chaque durée, on mesure le nombre d'atomes et la température à la fin du segment. Dans un piège harmonique, et pour une section efficace de collision constante, le taux de collision élastique est proportionnel au rapport N/T ,

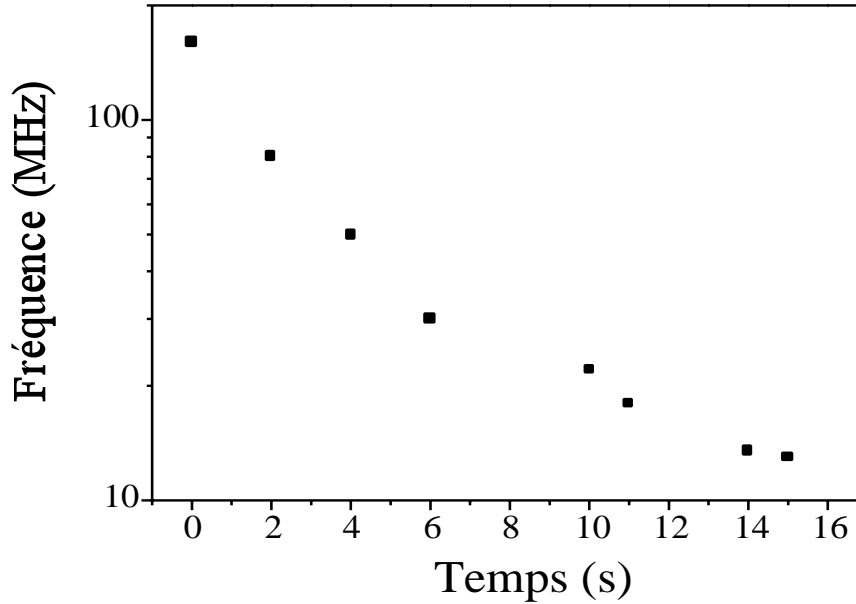


FIG. 7.2 – Rampe d'évaporation. La fréquence d'évaporation décroît de 160 MHz à une fréquence finale comprise entre 12 et 13 MHz en 7 segments linéaires. La durée totale de la rampe est 15 s.

où N est le nombre d'atomes et T la température. Il suffit de mesurer ce rapport pour pouvoir comparer les taux de collision élastique pour différentes durées du segment. Pour chaque segment, le taux de collisions élastiques commence par augmenter avec la durée du segment, puis atteint un plateau, et finit par décroître pour des durées de segments trop longues. Afin de minimiser les pertes sur le nombres d'atomes, on choisit la durée qui correspond au début du plateau. La puissance radio-fréquence délivrée par la source (synthétiseur et amplificateur) est ajustée pour chaque segment de façon à obtenir le gain le plus grand possible sur le taux de collisions élastiques. On utilise une puissance maximale aux fréquences élevées (5 W), qu'on réduit progressivement pendant l'évaporation, jusqu'à une puissance environ 100 fois plus faible à la fin de l'évaporation. L'intensité du champ radio-fréquence n'est pas forcément réduit dans les mêmes proportions parce que le couplage dans la bobine d'évaporation dépend de la fréquence, et augmente quand la fréquence diminue.

Le nombre d'atomes et la température du nuage à l'issue de chaque segment de la rampe d'évaporation sont mesurés en prenant une image en absorption du nuage sur la caméra CCD. On trouvera dans la section 7.3 des détails sur la calibration du nombre d'atomes. La figure 7.3 présente les mesures de la température et du nombre d'atomes à la fin de chaque segment de la rampe d'évaporation. La température passe de 1.2 mK à 5 μ K alors que le nombre d'atomes mesurés par absorption diminue de 3×10^8 à 5×10^6 .

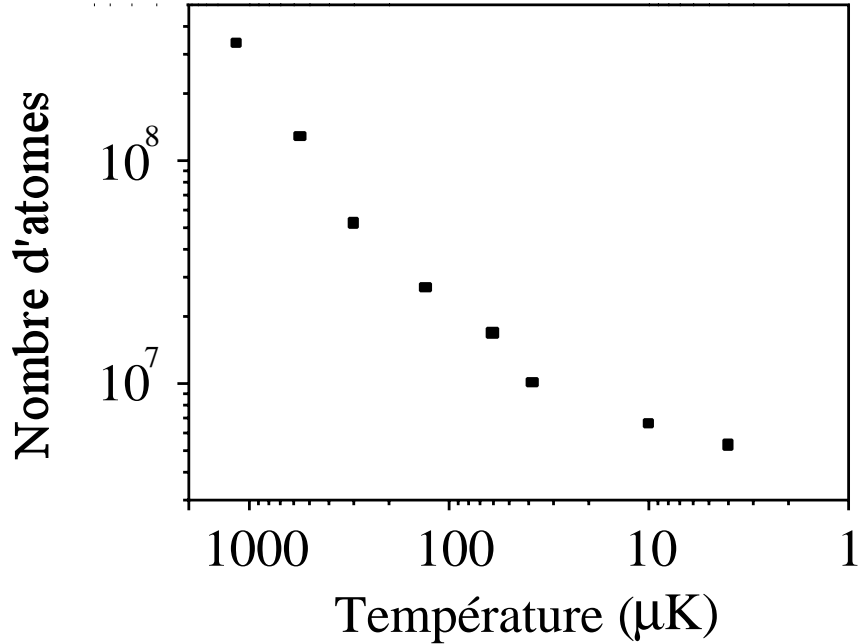


FIG. 7.3 – Evolution de la température et du nombre d'atomes pendant le refroidissement évaporatif.

Sur la figure 7.4, où on a reporté les mesures de la densité dans l'espace des phases et du nombre d'atomes pendant le refroidissement évaporatif, on peut voir que la densité dans l'espace des phases augmente de six ordres de grandeurs, alors qu'on ne perd que deux ordres de grandeur sur le nombre d'atomes. On atteint le seuil de dégénérescence quand la fréquence est voisine de 13 MHz.

Nous avons mesuré que le fond du puits correspondait à une fréquence de 11.8 MHz. Lorsque la fréquence finale de la rampe d'évaporation est inférieure à cette valeur, on ne détecte plus d'absorption dans les images prises à la caméra : tous les atomes ont été évaporés. Cette valeur de la fréquence correspond à une valeur du biais du champ de 4.2 G, ce qui est inférieur au 5 G que nous attendions. Il est possible que la différence soit liée à une mauvaise compensation des champs résiduels (champ magnétique terrestre, champ de fuite du premier ralentisseur Zeeman ...). A l'aide des mesures de température, on peut maintenant déterminer la valeur du paramètre η à la fin de chacun des segments de l'évaporation. La figure 7.5 montre comment évolue ce paramètre pendant l'évaporation. Il est de l'ordre de 6 au début de la rampe et augmente légèrement pendant l'évaporation. Il est légèrement plus grand que la valeur théoriquement optimale, 6.

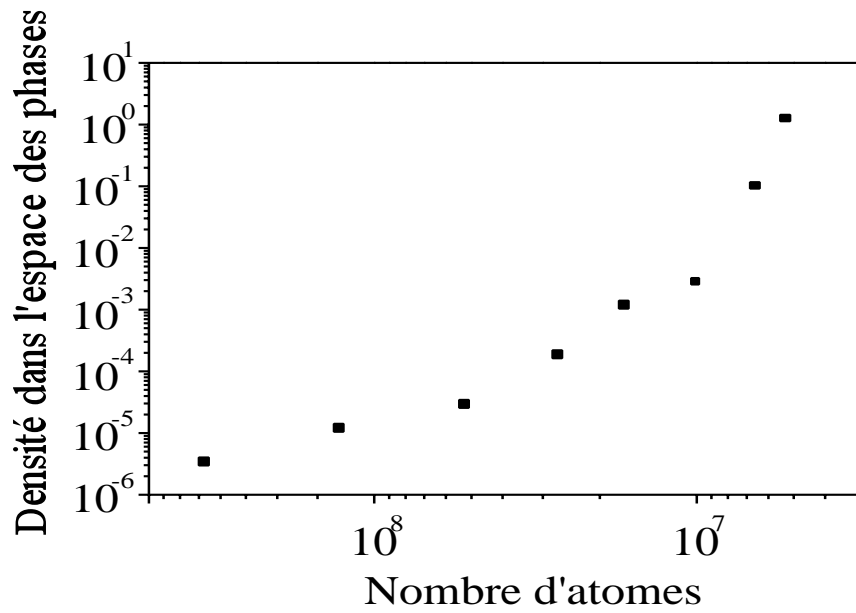


FIG. 7.4 – Evolution de densité dans l'espace des phases et du nombre d'atomes pendant le refroidissement évaporatif.

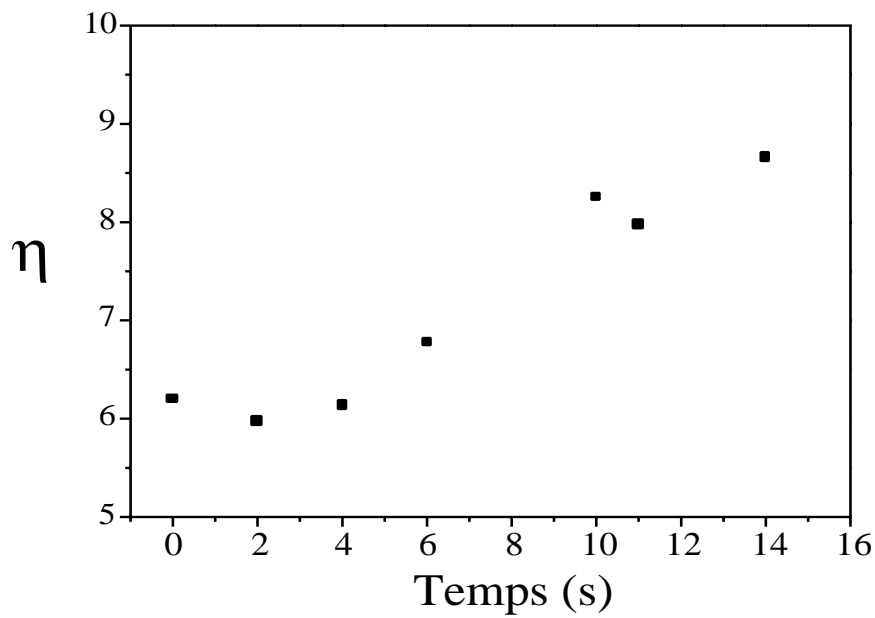


FIG. 7.5 – Evolution du paramètre η pendant le refroidissement évaporatif.

7.3 La mesure du nombre d'atomes

Au moment où ces mesures ont été prises, nous n'avions pas encore introduit la compensation du champ induit, et nous n'avions jamais essayé de détecter le nuage in situ, si bien que ici, le nombre d'atomes et la température sont déterminés grâce à une image d'absorption prise sur un nuage décomprimé brutalement, conformément à la procédure numéro 3) décrite au chapitre 6.1.5. La détermination de la température est donc peu fiable à la fin de l'évaporation. Si l'on coupe brutalement le courant dans toutes les bobines en même temps, il est difficile de détecter le nuage piégé lorsque la température est encore largement au dessus du seuil de la condensation, parce que pendant le temps nécessaire à l'extinction du champ induit, le nuage s'est trop dilué et la densité optique du nuage est trop faible. Mais lorsque le nuage est suffisamment froid ($T < 10\mu\text{K}$), on peut prendre des images du nuage en présence du champ induit : l'absorption est alors assez grande pour être détectée, même après des temps de vol supérieurs à 5 ms. La densité optique maximale est de l'ordre de 0.5 et le rapport signal sur bruit est relativement faible.

Pour calibrer le nombre d'atomes détectés pour chaque point de la rampe d'évaporation, nous utilisons la procédure de coupure du piège qui consiste à éteindre en deux temps le courant dans les bobines. D'abord, les bobines Helmholtz H1 et H2, puis 10 ms plus tard, les trois petites bobines. Nous prenons ensuite une image du nuage, après un temps d'expansion de quelques ms, avec une impulsion sonde de $200\mu\text{s}$. Cette procédure permet de minimiser l'effet du champ induit à la coupure des bobines Helmholtz, puisqu'on a attendu environ 5 fois le temps caractéristique d'amortissement du champ induit.

Pour estimer correctement le nombre d'atomes à partir de nos images d'absorption, il faut tenir compte de plusieurs effets qui diminuent la section efficace d'absorption des photons. Le premier est lié à la largeur en fréquence du laser sonde. En mesurant la densité optique en fonction du désaccord du faisceau sonde par rapport à la transition atomique, nous avons mesuré une largeur de la courbe d'absorption d'environ 3 MHz, ce qui est deux fois plus grand que la largeur de l'état excité. Nous attribuons cette largeur à celle du spectre en fréquence de la diode laser, ainsi qu'à un effet de saturation par la puissance. Cela réduit la valeur de la densité optique ainsi mesurée d'un facteur 2. Ensuite, le faisceau sonde se propage perpendiculairement à l'axe x du piège de Ioffé-Pritchard selon lequel les atomes sont polarisés. Il est alors nécessaire de prendre en compte les différents sous-niveaux Zeeman et d'éventuels effets de pompage optique par le faisceau sonde, dont la polarisation est circulaire. Comme il suffit d'un champ résiduel faible pour redistribuer les atomes suivant les différents sous-niveaux Zeeman, il est raisonnable de supposer que les sous-niveaux magnétiques sont également peuplés. La perte de sensibilité peut être évaluée en prenant la moyenne des coefficients de Clebsch-Gordan sur toutes les transitions que peut induire le faisceau sonde σ_+ : on trouve un facteur 9/5.

Ensuite, le temps d'exposition étant de l'ordre de $200\mu\text{s}$, des effets de pression de radiation peuvent accélérer les atomes, malgré la présence de l'onde stationnaire, et il est difficile de donner une estimation quantitative de ces effets. Il est clair qu'il seront d'autant plus prononcés que le nuage est dense, parce que s'il absorbe beaucoup, l'onde stationnaire n'est vraiment équilibrée qu'au centre du nuage, et pas sur les bords (dans la direction de la sonde) où se superposent d'une part l'onde incidente qui n'a pratiquement pas traversé le nuage, et d'autre part celle qui l'a déjà traversé et qui a été en partie absorbée. C'est pourquoi nous attendons un temps d'expansion de l'ordre de 5 ms pour réduire la densité atomique, et donc la densité optique du nuage. Nous avons observé que le nombre d'atomes que nous déduisons de la densité optique paraît augmenter quand le temps d'expansion augmente, pour atteindre un plateau après 5-6 ms.

Enfin, la température du nuage n'est en général pas assez faible pour que l'effet Doppler lié à la distribution de vitesse puisse être négligé. En effet, à une température de l'ordre du mK, la largeur Doppler est de l'ordre de la largeur de l'état excité, si bien que la densité optique est réduite d'un facteur 2. On peut simplement tenir compte de l'effet Doppler en moyennant la section efficace d'absorption du faisceau sonde sur la distribution en vitesse du nuage piégé.

La mesure du nombre d'atomes est donc établie en mesurant la densité optique d'un nuage aux temps de vol longs, et en corrigeant la section efficace d'absorption par les facteurs établis précédemment, qui permettent de tenir compte de la largeur en fréquence du laser sonde, des coefficients de Clebsch-Gordan, et de la température. Il est difficile de déterminer la précision sur la mesure du nombre d'atomes. Malgré toutes ces corrections, nous ne prétendons pas mesurer le nombre d'atomes à l'aide des images d'absorption à mieux qu'un facteur 2.

7.4 Le condensat

Nous avons observé pour la première fois la condensation de Bose-Einstein en février 2001. Toutes les mesures que nous présentons ici ont été effectuées à cette époque, avec la caméra CCD Hamamatsu C4480 que nous avons en prêt pour deux semaines. Depuis, nous avons fait l'acquisition d'une caméra de ce modèle.

7.4.1 Mise en évidence

Quand la fréquence est abaissée au voisinage de 13 MHz, voire en dessous, on fait l'image du nuage en coupant brutalement le courant dans toutes les bobines en même temps. Sa température ($< 5\mu\text{K}$) est suffisamment basse pour que la densité optique reste grande même après 5 ms de temps de vol, si bien qu'on détecte un nuage avec des densités optiques de l'ordre de 0.4. Pour une fréquence inférieure à 13 MHz, on voit

apparaître dans la densité optique une structure étroite, que nous identifions comme un condensat de Bose-Einstein. La preuve incontestable de la présence du condensat est l'évolution de l'ellipticité de cette structure quand le temps de vol augmente (cf figure 7.6). Cette ellipticité augmente quand le temps d'expansion croît, et son anisotropie s'inverse. C'est une conséquence des interactions entre les atomes.

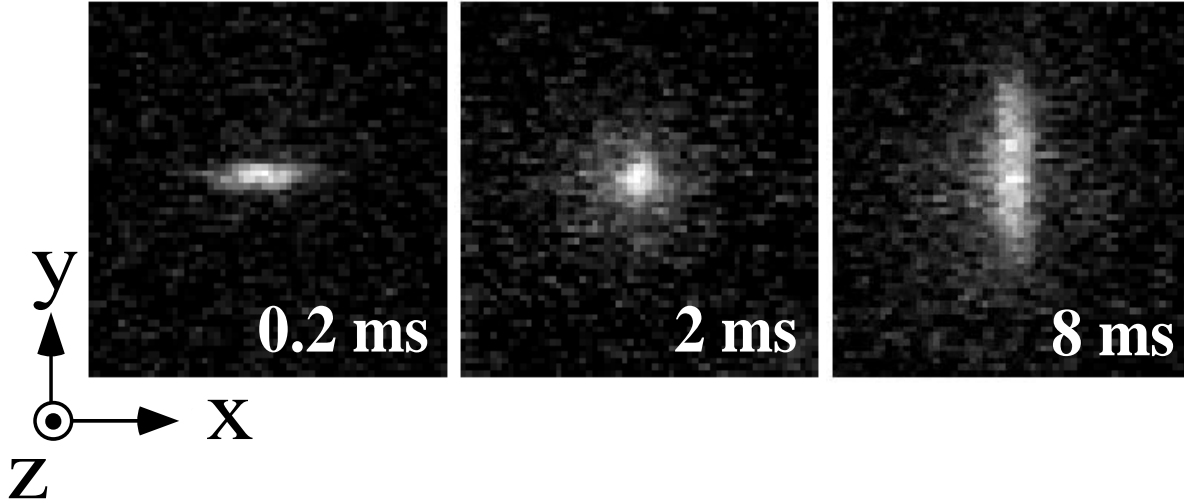


FIG. 7.6 – Images de temps de vol du condensat pour des temps d'expansion de 0.2, 2 et 8 ms.

Dans le régime de Thomas-Fermi, où on peut négliger l'énergie cinétique du gaz devant l'énergie d'interaction, la densité atomique du condensat dans le piège magnétique est donnée par [100]

$$n(\mathbf{r}) = \frac{1}{g} \left(\mu - \frac{1}{2} m (\omega_{//}^2 x^2 + \omega_{\perp}^2 (y^2 + z^2)) \right) \quad (7.1)$$

où μ est le potentiel chimique, et $g = 4\pi\hbar^2 a/m$. La taille du condensat est donc caractérisée par les distances au centre $R_{//}$ et R_{\perp} au bout desquelles la densité atomique s'annule. Les distances R_i sont appelées rayons de Thomas-Fermi et sont données par

$$\mu = \frac{1}{2} m \omega_i^2 R_i^2. \quad (7.2)$$

Le rapport d'anisotropie du condensat dans le piège est alors donné par $\epsilon = R_{\perp}/R_{//} = \omega_{//}/\omega_{\perp}$.

Lorsque le piège magnétique est coupé, l'énergie d'interaction est libérée et convertie en énergie cinétique. C'est elle qui est responsable de l'expansion asymétrique du condensat : le condensat explose plus vite dans la direction radiale, selon laquelle le confinement est plus fort, que dans la direction axiale. L'analyse théorique de [101],

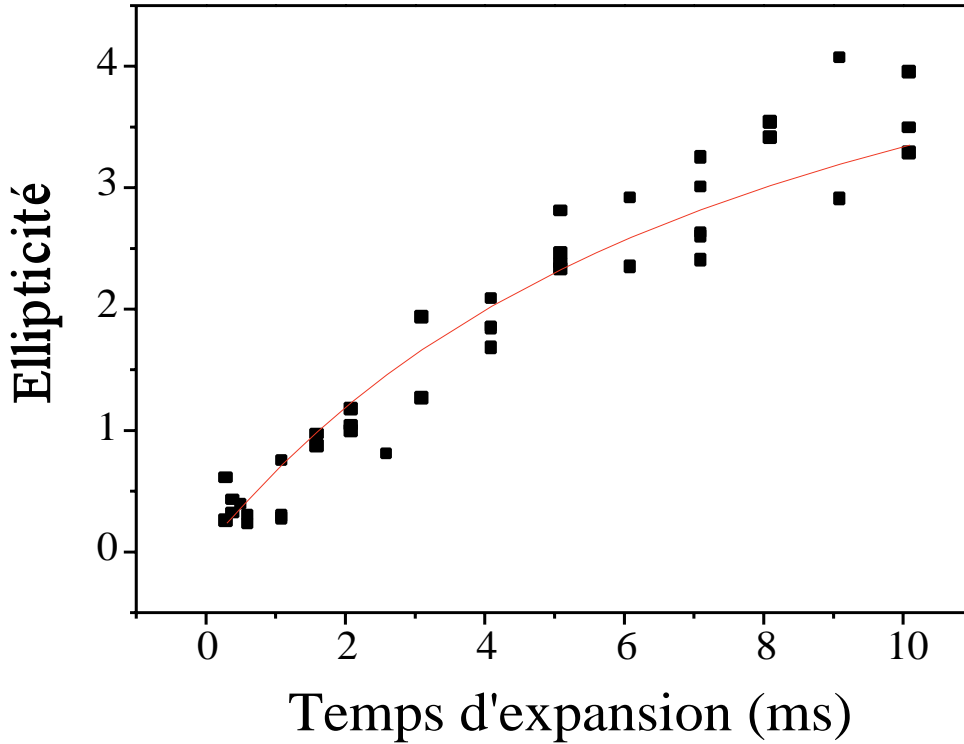


FIG. 7.7 – Ellipticité du condensat en fonction du temps d’expansion après la coupure du piège. Les carrés représentent les ellipticités du nuage mesurées sur les images d’absorption, alors que la ligne continue est la prédiction théorique tirée de [101].

valable dans l’approximation de Thomas-Fermi, prédit que le condensat garde sa forme paraboloidale pendant l’expansion, avec des rayons de Thomas-Fermi qui évoluent suivant la loi d’échelle suivante

$$R_i(t) = b_i(t)R_i(0) \quad (7.3)$$

Les coefficients d’échelle b_i sont donnés par

$$b_{\perp}(t) = \sqrt{1 + \tau^2} \quad b_{//}(t) = 1 + \epsilon^2(\tau \text{Arctan}(\tau) - \ln(\sqrt{1 + \tau^2})) \quad (7.4)$$

où $\tau = \omega_{\perp}t$. L’ellipticité du nuage pendant l’expansion est donnée par le rapport $R_{\perp}(t)/R_{//}(t)$, qui d’après ce qui précède ne dépend que des fréquences d’oscillation du piège. On peut alors comparer notre mesure de l’évolution de l’ellipticité du nuage pendant le temps de vol avec la prédiction théorique de [101].

Nous avons mesuré les fréquences d’oscillation dans le piège avant compensation du biais, $\nu_x = 110$ Hz et $\nu_y = 190$ Hz, en excitant le mouvement de centre de masse du nuage. Nous n’avons pas mesuré la fréquence d’oscillation transverse quand le piège est

comprimé. Cependant, connaissant les valeurs du biais avant et après compensation, respectivement 115 et 4.2 G, ainsi que la fréquence d'oscillation dans le piège non compensé, on peut calculer la fréquence d'oscillation transverse dans le piège comprimé ν_{\perp} à l'aide de la formule (5.9) : on trouve $\nu_{\perp} = 1090$ Hz.

La courbe théorique de l'évolution de l'ellipticité pendant l'expansion du condensat [101], qui ne contient pas de paramètres ajustables, est représentée en trait plein sur la figure 7.7, et est en bon accord avec nos mesures.

7.4.2 Température critique

La distribution spatiale de la densité optique, qu'on mesure avec la caméra CCD, est ajustée par la somme de deux fonctions, l'une pour le condensat, l'autre pour le nuage thermique (voir figure 7.8). La fonction pour le condensat est l'intégration selon l'axe z

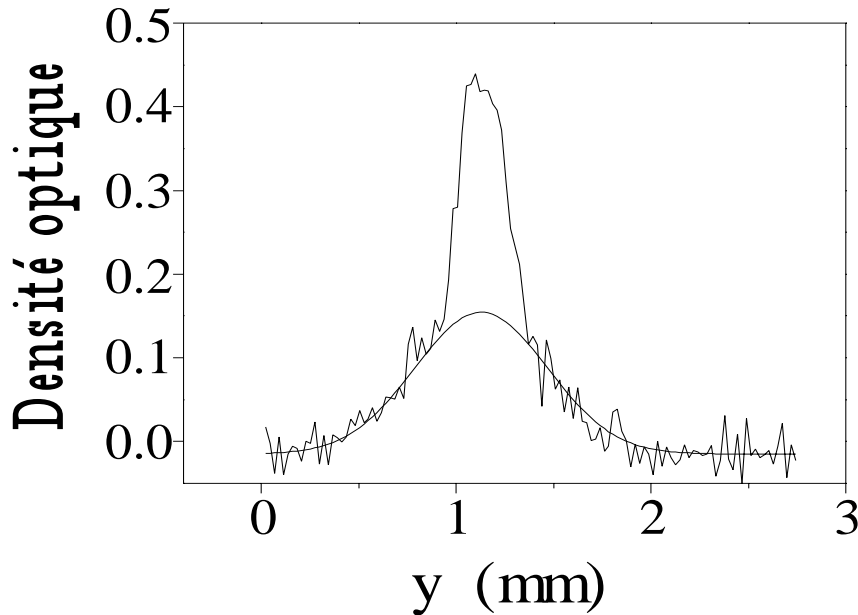


FIG. 7.8 – Coupe de la densité optique le long de y , qui montre une structure bimodale, composée du condensat et du nuage thermique. La partie thermique est ajustée par la fonction g_2 et le condensat par la fonction obtenue par intégration d'un paraboloidé suivant une direction.

de la densité atomique, donnée par un paraboloidé (cf équation 7.1). La fonction pour la partie thermique est la fonction g_2 , valable pour un gaz de bosons près de la transition, où le potentiel chimique μ et la température T sont des paramètres ajustables [69].

A partir des images, on peut donc tirer, outre les rayons de Thomas-Fermi, la température T , le nombre d'atomes dans le condensat N_0 et le nombre total d'atomes N . Comme cette mesure a lieu en présence du champ parasite induit, la détermination

des nombres d'atomes en absolu est fautive. Cependant on peut tout de même comparer N et N_0 en valeur relative, puisqu'il n'y a pas de raison pour que la section efficace d'absorption soit différente pour les atomes dans le condensat ou dans la partie thermique. Le rapport N_0/N peut donc être mesuré à l'aide des images d'absorption.

On peut préparer des condensats entre $5 \mu\text{K}$ et $1 \mu\text{K}$ en diminuant la fréquence finale de l'évaporation de 13 à 12 MHz. Puis, en traçant N_0/N en fonction de la température (figure 7.9), on détermine le seuil de transition. La température critique vaut $T_c = (4.7 \pm 0.5)\mu\text{K}$, ce que confirme une mesure de temps de vol sur un nuage thermique juste au dessus du seuil de la condensation, qui donne $5\mu\text{K}$.

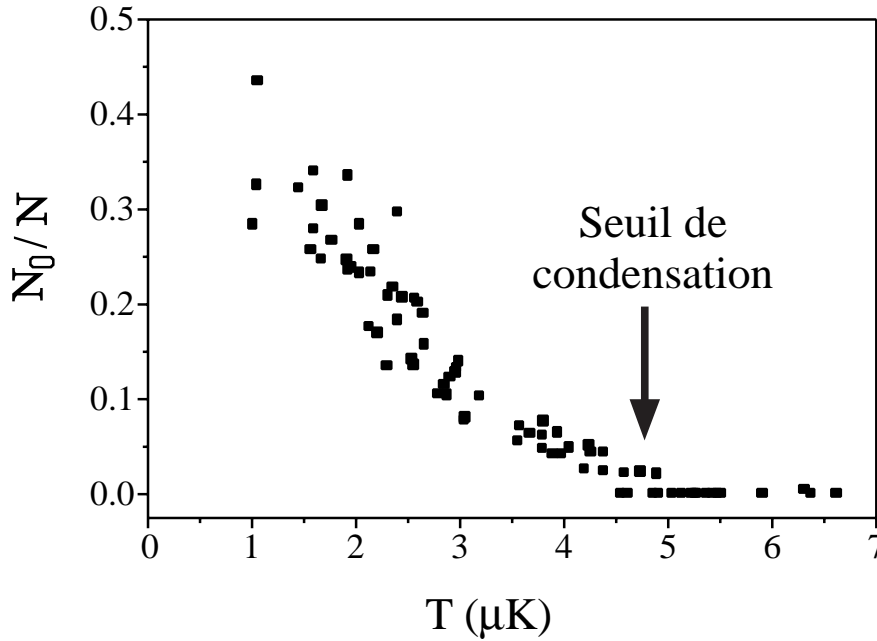


FIG. 7.9 – Fraction condensée en fonction de la température. La température de la transition est $T_c = (4.7 \pm 0.5)\mu\text{K}$.

7.4.3 Calibration du nombre d'atomes

Mesure du nombre d'atomes à la transition à l'imagerie

Jusqu'à présent, les résultats présentés étaient basés sur les mesures de taille, et de nombres relatifs d'atomes, comme N_0/N , qui ne nécessitent pas une calibration absolue de l'imagerie. Les mesures précédentes ont été effectuées malgré la présence du champ induit, qui déplace la résonance, et diminue la densité optique. Pour calibrer le nombre d'atomes détectés, nous utilisons de nouveau la procédure décrite plus haut, et qui consiste à couper en deux temps les bobines du piège magnétique. Nous prenons

une image du nuage, après un temps d'expansion de 5 ms, avec une impulsion sonde de $200\mu\text{s}$. Après toutes les corrections à apporter à la mesure de la densité optique mentionnées précédemment, le nombre d'atomes que nous mesurons au seuil de la condensation est $N_c = 5 \times 10^6$, avec une précision de 50%.

Estimation théorique du nombre d'atomes à la transition

On peut aussi estimer N_c avec la relation qui relie N_c et T_c , pour un gaz parfait : $N_c = 1.202(k_b T_c / \hbar \bar{\omega})^3$, où $\bar{\omega}$ est la moyenne géométrique des fréquences du piège. Nous déduisons $N_c = 8.2 \times 10^6$ atomes avec une incertitude de l'ordre de 30 %, ce qui est compatible avec le nombre d'atomes mesuré à l'imagerie. En outre, comme la transition se produit quand la densité dans l'espace des phases devient $n(0)\lambda_{dB}^3 = 2.612$, où λ_{dB} est la longueur d'onde de de Broglie, on peut déduire la densité au centre du piège $n(0) = (3.8 \pm 0.7) \times 10^{13}$ atomes/cm³ à la transition.

Calibration en absolu du nombres d'atomes

On utilise pour calibrer le nombre d'atomes à l'imagerie la valeur de N_c que l'on tire de la température critique : $N_c = 8.2 \times 10^6$ atomes. On peut alors donner les valeurs des nombres d'atomes N et N_0 au voisinage de la transition (figure 7.10), en utilisant les images d'absorption prises à la caméra qui donnent les valeurs relatives des nombres d'atomes dans le condensat et dans la partie thermique. Le nombre d'atomes condensés est au plus 6×10^5 atomes. On remarque sur la figure 7.10 que le nombre d'atomes dans le condensat n'augmente pas quand la température diminue. La densité maximale qu'on peut obtenir dans le condensat est probablement limitée par d'importantes pertes en fin d'évaporation.

Remarque

Il ne faut toutefois pas accorder trop de crédit à ces mesures du nombre d'atomes, car la formule théorique que nous utilisons n'est valable que pour un gaz parfait. Pour un gaz avec des interactions, la température critique est décalée par rapport à celle qui correspond au gaz parfait. Les effets du champ moyen ont été calculés par [102], qui prédit un déplacement relatif de la température critique donné par

$$\frac{\delta T_c}{T_c} = -1.33 \frac{a}{a_{oh}} N^{\frac{1}{6}} \quad (7.5)$$

Dans la plupart des expériences de condensation de Bose-Einstein, ce déplacement est relativement faible, de l'ordre de quelques %. Mais pour déterminer correctement la température critique, on ne peut pas se contenter d'une théorie de champ moyen, il faut aussi prendre en compte les corrélations quantiques entre les particules. On trouve dans la référence [103] une estimation du déplacement de la température critique lié

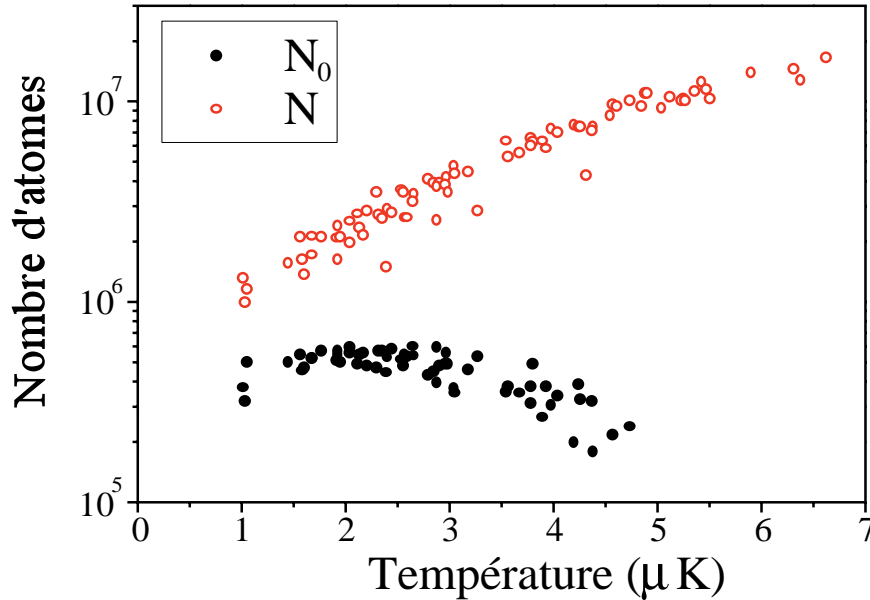


FIG. 7.10 – Nombre d’atomes dans le condensat et nombre d’atomes total en fonction de la température. Les nuages sont préparés en évaporant jusqu’à une fréquence finale que l’on fait varier de 13 à 12 MHz

aux effets au-delà du champ moyen : il est du même ordre de grandeur, mais son signe est opposé. Il est proportionnel à $n^{1/3}a$, ce qui est assez remarquable, puisque on peut montrer facilement que le déplacement lié au champ moyen est aussi proportionnel à $n^{1/3}a$. Cependant, la valeur du préfacteur est encore le sujet de discussions entre théoriciens. Et surtout, ce calcul a été effectué pour des atomes dans une boîte, alors que ce qui nous intéresse, c’est la valeur de ce déplacement dans un piège harmonique, ce qui reste à calculer. Notre détermination du nombre d’atomes à la transition N_c s’appuie sur la formule reliant N_c à T_c pour le gaz parfait. Elle est donc incorrecte, mais si le déplacement de la température critique s’avère suffisamment faible, elle donne une bonne estimation de N_c . Comme il est plus facile de corriger l’erreur sur N_c quand on le tire de la valeur de T_c , nous avons choisi de calibrer notre expérience avec cette dernière valeur de N_c pour déterminer la longueur de diffusion a .

7.4.4 Mesure de la longueur de diffusion

Des mesures de la taille du condensat après expansion, on peut tirer sa taille dans le piège en utilisant l’équation (7.3). Cette taille dépend du nombre d’atomes, et pour un condensat contenant 6×10^5 atomes, on trouve $89 \times 9 \times 9 \mu\text{m}^3$. On peut alors calculer la valeur du potentiel chimique μ en utilisant l’équation (7.2). Nous trouvons $\mu = 1.4 \times 10^{-29} \text{J}$, ce qui correspond à une énergie en unités de température d’environ

1 μ K.

Il est possible de trouver une relation entre le nombre d'atomes dans le condensat, le potentiel chimique et la longueur de diffusion, en intégrant sur le volume du condensat la densité 7.1. On trouve

$$N_0 a = a_{oh}/15 \times (2\mu/\hbar\bar{\omega})^{5/2} \quad (7.6)$$

où $a_{oh} = (\hbar/m\bar{\omega})^{1/2}$ est la taille caractéristique de l'état fondamental du piège harmonique. Ayant déterminé μ et N_0 , nous pouvons finalement donner une estimation de la longueur de diffusion a en utilisant la relation précédente. Nous trouvons $a = (16 \pm 8)$ nm, ce qui est compatible avec les résultats de calculs théoriques récents [26, 47, 48], et avec la mesure de la référence [39], qui trouve $a = (20 \pm 10)$ nm. L'incertitude sur notre mesure provient essentiellement de celle sur le nombre d'atomes.

Connaissant la densité au centre du piège $n(0)$, la température critique T_c et la valeur de la longueur de diffusion a , on peut calculer le taux moyen de collisions élastiques à la transition : $\bar{\gamma}_{coll} \simeq 2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, ce qui conduit à $\bar{\omega}/\bar{\gamma}_{coll} = 0.17$. Ce rapport indique que le temps moyen entre deux collisions est plus court que la période d'oscillation dans le potentiel, ou, dit autrement, que le libre parcours moyen est plus petit que la taille caractéristique de l'échantillon. Le gaz est dans un régime collisionnel que l'on appelle régime hydrodynamique, régime qu'il est difficile d'atteindre avec les atomes alcalins, parce que la longueur de diffusion est plus petite [104]. Il serait intéressant d'explorer ce régime d'abord avec un gaz classique, au dessus de T_c , régime pour lequel un certain nombre de travaux théoriques ont été effectués [105, 106, 107], puis avec un nuage en dessous du seuil de la condensation dont la partie thermique est dans le régime hydrodynamique. On peut alors s'intéresser par exemple aux couplages qui existent entre les modes collectifs d'excitation du condensat et de la partie thermique dans ce nouveau régime.

7.4.5 Temps de vie du condensat

La figure 7.11 montre l'évolution du nombre d'atomes dans le condensat en fonction du temps de piégeage. Le temps de demi-vie du condensat est de l'ordre de 1 s, ce qui est trop court pour être dû aux collisions avec le gaz résiduel. Sur cette mesure, il n'est pas possible de déterminer si les pertes sont liées à des collisions à deux corps ou à trois corps. Mais, en supposant que seules les collisions à deux corps entre atomes condensés donnent lieu à des pertes, nous pouvons donner une borne supérieure des taux de collisions inélastiques entre atomes polarisés.

Si l'on suppose que les pertes sont liées à des collisions à deux corps, et qu'on néglige l'influence de la partie non-condensée, l'évolution du nombre d'atomes dans le condensat obéit à l'équation suivante

$$\dot{N}(t) = -G \int n^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (7.7)$$

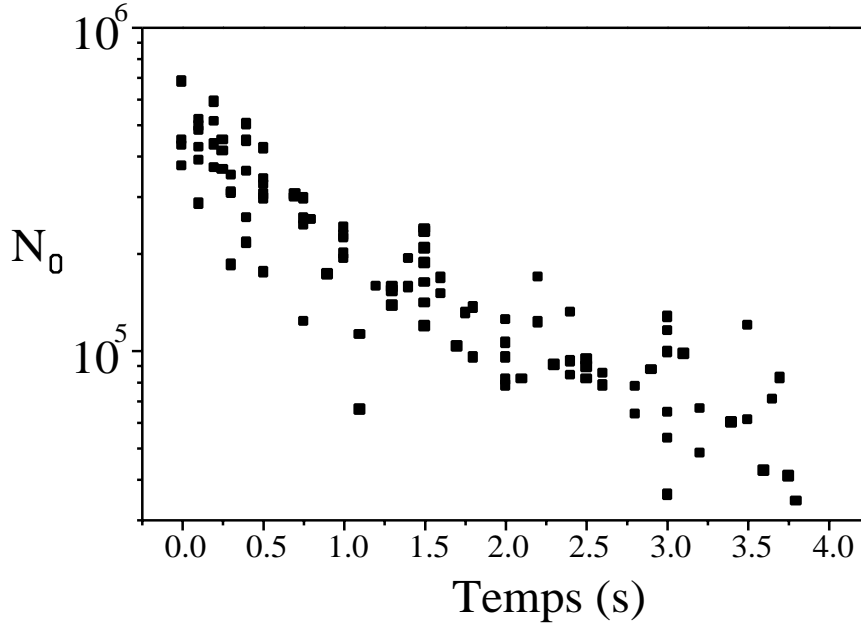


FIG. 7.11 – Décroissance du nombre d’atomes dans le condensat. Cette mesure a été faite en présence d’un bouclier radio-fréquence à 12.3 MHz.

où G est la constante de taux de collisions à deux corps. On peut calculer cette intégrale dans la limite de Thomas-Fermi, où le profil de densité du condensat est parabolique, ce qui donne, en reprenant les notations de [64],

$$\dot{N}(t) = -Gc_2N^{7/5} \quad (7.8)$$

avec $c_2 = (15^{2/5}/(14\pi))(m\bar{\omega}/(\hbar\sqrt{a}))^{6/5}$, où a est la longueur de diffusion.

Un ajustement des données expérimentales par l’équation (7.8) donne $G \leq (4.2 \pm 0.6) \times 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$. Si l’on compare ce taux avec le taux de collisions à deux corps pour des atomes non polarisés, on trouve une suppression d’un facteur supérieur à 2000, ce qui est beaucoup plus que ce qui avait été mesuré jusqu’alors [108, 109]. La valeur supérieure de G que nous mesurons est en accord avec les prédictions théoriques de [25, 26].

De la même façon, si on suppose que toute les pertes sont liées à des collisions à trois corps, on peut donner une borne supérieure pour la constante de taux de collisions à trois corps L . L’équation d’évolution du nombre d’atomes est donnée par

$$\dot{N}(t) = -L \int n^3(\mathbf{r})d^3\mathbf{r} = -Lc_3N^{9/5} \quad (7.9)$$

avec $c_3 = (7/6)c_2^2$.

Un ajustement des données donne $L \leq (2.8 \pm 0.2) \times 10^{-27}$ cm⁶/s. On peut comparer cette valeur avec des prédictions théoriques [65, 110] : par exemple, notre borne supérieure est compatible avec [65], qui donne $L = 3.9\hbar a^4/2m = 2 \times 10^{-27}$ cm⁶/s.

Un étude plus raffinée est en fait nécessaire pour donner des constantes de taux de pertes plus précises. Il faudrait d'abord limiter la dispersion de nos mesures, et mesurer la décroissance du nombre d'atomes sur plusieurs décades, pour avoir une chance de déterminer qui prédomine des collisions à deux corps ou à trois corps. Une étude plus précise des taux de pertes effectuée à l'Institut d'Optique [111] indique que les pertes sont principalement liées à des collisions à trois corps. Pour obtenir une valeur précise de ce taux de pertes, il faut aussi tenir compte de la présence du nuage thermique : il peut y avoir des collisions entre atomes condensés et atomes thermiques. Pour la mesure ci-dessus, le condensat était préparé le plus froid possible, pour limiter la fraction non-condensée, mais la contribution des atomes thermiques aux pertes n'est sans doute pas négligeable. Une analyse détaillée des collisions qui se produisent dans le nuage peut s'avérer assez complexe. En effet, pour des nuages où le taux de collisions élastiques est très grand, comme c'est le cas ici, on attend une augmentation du taux de pertes dû à un phénomène d'avalanches, comme observé dans [67].

7.5 Conclusion et perspectives

Nous avons récemment optimisé notre rampe d'évaporation, grâce à certaines améliorations apportées au dispositif expérimental. Tout d'abord, nous commençons l'évaporation avec deux fois plus d'atomes, grâce au pompage optique décrit dans le chapitre 6. Ensuite, nous avons fait l'acquisition d'un nouvel amplificateur radio-fréquence plus puissant. Nous pouvons maintenant évaporer le nuage jusqu'à la condensation grâce à une rampe deux fois plus rapide. Cependant, le nombre d'atomes condensés est sensiblement le même qu'avec la rampe d'évaporation présentée plus haut.

Notre mesure de la longueur de diffusion a est assortie d'une grande incertitude, et repose sur une calibration du nombre d'atomes arbitraire et qui n'est a priori pas correcte. La grandeur que nous mesurons avec précision est le produit du nombre d'atomes dans le condensat N_0 par la longueur de diffusion a . Afin de pouvoir donner une valeur plus précise de la longueur de diffusion, une calibration soigneuse du nombre d'atomes dans le condensat est nécessaire. Il reste donc à trouver comment calibrer correctement notre imagerie par absorption, ou bien déterminer d'autres moyens de mesurer le nombre d'atomes avec précision.

Il existe cependant d'autres façons de mesurer la longueur de diffusion. On peut réaliser des expériences de thermalisation du gaz, sur le même principe que la mesure du temps de relaxation du nuage décrite plus haut au chapitre 7.1, mais à des températures suffisamment basses pour avoir une section efficace constante. On mesure alors le produit Na^2 . Pour donner une valeur précise de a , il faut donc encore me-

surer précisément le nombre d'atomes. Enfin, une meilleure technique, plus indirecte, consiste à réaliser des expériences de photo-association [112]. A l'aide de l'étude des spectres de raie de photo-association, on peut déterminer les énergies des niveaux liés des potentiels inter-atomiques. La connaissance de ces énergies permettrait d'améliorer la connaissance des potentiels, et donc de calculer la longueur de diffusion de façon plus précise.

Certaines améliorations de l'expérience sont encore possibles. Par exemple, on peut essayer de rendre le refroidissement évaporatif plus efficace en modifiant l'amplitude du biais du champ, de façon à rendre le piège plus ou moins confinant. Il reste donc à optimiser la rampe d'évaporation pour des valeurs du biais du champ plus ou moins élevées, afin de déterminer si on peut ainsi augmenter le nombre d'atomes condensés. Si on est limité par des collisions inélastiques à deux corps, il est nécessaire de comprimer davantage le nuage, ce qui peut sembler contre-intuitif. Comprimer adiabatiquement le biais pour passer d'une fréquence d'oscillation ω_{\perp} à ω'_{\perp} , c'est augmenter le taux de collisions élastiques par un facteur $(\omega'_{\perp}/\omega_{\perp})^{4/3}$, alors que la densité n'augmente que d'un facteur $(\omega'_{\perp}/\omega_{\perp})$. Le taux de collisions inélastiques à deux corps, qui est proportionnel à la densité atomique, augmente moins que le taux de collisions élastiques, si bien qu'on peut accélérer l'évaporation et perdre moins d'atomes. C'est l'inverse lorsque les pertes sont principalement dues aux collisions à trois corps, parce que le taux de collisions inélastiques, proportionnel au carré de la densité atomique, augmente comme $(\omega'_{\perp}/\omega_{\perp})^2$: on a alors intérêt à décompresser le nuage. Une étude des taux de pertes dans le nuage au dessus de la condensation devrait donc permettre de choisir la meilleure stratégie.

Une autre amélioration possible consiste à changer le deuxième ralentisseur Zeeman, ainsi que la bobine de compensation BC, que nous soupçonnons d'être responsables des courants de Foucault. Mais, c'est une modification relativement lourde à implémenter, puisqu'elle nécessite un démontage du piège magnétique.

Conclusion

Ce mémoire de thèse présente les résultats d'une nouvelle expérience construite au laboratoire Kastler-Brossel, dans le but d'atteindre la condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable 2^3S_1 . Nous avons observé un condensat pour la première fois en février 2001, moins de trois ans après le début de l'assemblage du dispositif expérimental, et quelques jours seulement après une autre équipe française, celle d'Alain Aspect à l'Institut d'Optique. C'est la première fois qu'est condensé un atome qui n'est pas dans son état fondamental : l'hélium métastable possède en effet une énergie interne très élevée, ce qui le distingue de tous les atomes condensés jusqu'à maintenant.

Nous avons présenté au début dans ce mémoire les prédictions théoriques concernant les taux de collisions élastiques et inélastiques entre atomes métastables polarisés. Ce sont sur ces prédictions très encourageantes que reposait l'espoir d'atteindre la condensation de Bose-Einstein de l'hélium métastable. Nous avons donc construit une nouvelle expérience qui, sur le principe, ressemble beaucoup aux expériences de condensation de Bose-Einstein sur les alcalins. Un échantillon de gaz est pré-refroidi par des techniques de refroidissement laser avant d'être transféré dans un piège magnétique, où il est refroidi par la technique du refroidissement évaporatif jusqu'au seuil de dégénérescence quantique. Les principaux résultats obtenus pendant cette thèse sont les suivants :

(1) Pour exciter efficacement les atomes d' ^4He dans l'état métastable, nous avons construit une nouvelle source à décharge, qui nous a permis de gagner environ quatre ordres de grandeur sur le taux de chargement du piège magnéto-optique par rapport au jet supersonique précédemment utilisé au laboratoire.

(2) Il est impossible d'obtenir des densités comparables à celles des atomes alcalins dans un piège magnéto-optique, à cause d'un très fort taux de collisions inélastiques assistées par la lumière. Pour optimiser le nombre d'atomes piégés, nous avons utilisé des faisceaux laser de piégeage très désaccordés, ce qui permet de rassembler un grand nombre d'atomes (10^9) à une densité de l'ordre de 10^{10} atomes/cm³.

(3) Nous avons mesuré des temps de vie des atomes dans le piège magnétique de l'ordre de la minute, ce qui démontre que les collisions inélastiques sont supprimées par au moins deux ordres de grandeur dès lors que les atomes sont polarisés.

(4) A l'aide d'une détection purement optique, basée sur l'absorption d'un faisceau laser résonnant à la traversée du nuage atomique, nous avons pu mettre en évidence la

condensation de Bose-Einstein.

(5) Des mesures de nombre d'atomes et de taille du condensat, nous avons déduit une estimation de la longueur de diffusion, $a = (16 \pm 8)$ nm.

Des améliorations peuvent encore être apportées à l'expérience. La faible efficacité quantique des caméras CCD standards à 1083 nm est une sérieuse limitation dans notre système de détection. Il existe des caméras CCD efficaces dans l'infra-rouge, qui utilisent un détecteur à base de InGaAs, mais leur niveau de bruit est encore relativement élevé. Plutôt que d'attendre d'hypothétiques développements technologiques, on peut sonder le nuage sur une autre raie de transition, la raie bleue à 389 nm. L'efficacité quantique des caméras CCD à base de silicium y est excellente, elle peut atteindre 90 %. Avec une telle efficacité, on pourrait mettre en place un dispositif d'imagerie plus classique, où l'impulsion sonde est une onde progressive, de faible intensité et de faible durée, ce qui permettrait de limiter les effets de recul. La section efficace d'absorption, qui varie comme λ^2 , est toutefois plus faible : on perdrait environ un facteur 8 sur la densité optique par rapport à l'absorption dans l'infra-rouge.

On peut aussi combiner détection optique et détection atomique directe. Nous avons en effet en projet de monter un détecteur à multi-canaux à l'intérieur de notre système à vide, afin de pouvoir détecter directement les atomes métastables, ou les produits des collisions inélastiques, que sont les ions ou les électrons. Toutefois, nous aimerions garder un piège confinant ainsi qu'une cellule en quartz, qui présente l'avantage de permettre un très bon accès optique.

La possibilité d'obtenir un condensat d'hélium métastable ouvre la voie à de nouvelles expériences. A cause de cette grande longueur de diffusion, les taux de collisions élastiques dans le nuage peuvent être très élevés. Le nuage peut être préparé dans un régime collisionnel dit hydrodynamique. C'est le régime où le libre parcours moyen des particules au sein du gaz piégé devient plus petit que la taille de l'échantillon. Il est intéressant d'étudier un tel régime, aussi bien pour un nuage classique, au dessus de la transition, que pour un échantillon dégénéré, où les propriétés du condensat et de la partie thermique non-condensée peuvent être décrites à l'aide d'un modèle à deux fluides, semblable à celui qui permet de décrire l'hélium superfluide. Nous envisageons de sonder le caractère hydrodynamique du gaz piégé en étudiant sa réponse à l'excitation des modes collectifs de surface du nuage, dont les fréquences propres et les amortissements dépendent des taux de collisions.

On peut aussi tirer parti de la possibilité de détecter les atomes métastables et les ions pour réaliser des expériences difficiles à mettre en oeuvre avec des atomes alcalins. Par exemple, l'analyse du courant produit sur une galette à micro-canaux par les ions qui s'échappent du piège permettrait d'étudier la dynamique de formation du condensat. On peut aussi étudier les propriétés de cohérence du condensat en mesurant directement les fonctions de corrélations quantiques ou en réalisant des expériences d'interférences. Enfin, des jets de matière, extraits de façon cohérente du condensat, peuvent se révéler d'intéressantes sources pour des expériences d'optique atomique.

Annexe A

Absorption dans l'onde stationnaire

Nous décrivons dans cet appendice la méthode que nous avons utilisée pour interpréter quantitativement les images d'absorption du nuage que nous avons prises avec la première caméra CCD que nous avons utilisée. Son efficacité quantique dans l'infra-rouge est très faible, de l'ordre de 0.1 %, si bien que nous avons dû adapter notre dispositif d'imagerie afin de recueillir suffisamment de signal sur la caméra. Le temps d'exposition est relativement long, de l'ordre de $200\mu\text{s}$, et l'intensité de l'ordre de I_{sat} . Afin d'éviter les effets de pression de radiation, le faisceau sonde forme une onde stationnaire. On ne peut donc pas se contenter du modèle traditionnel, où l'absorption est linéaire et suit une loi de Beer-Lambert, puisque l'intensité n'est pas faible devant l'intensité de saturation. En outre, pour analyser correctement l'absorption dans le faisceau que nous envoyons sur la caméra, il faut tenir compte de la présence du faisceau qui constitue l'autre bras de l'onde stationnaire.

Nous décrivons dans un premier temps les atomes comme des atomes à deux niveaux dont la susceptibilité est donnée par

$$\chi = n(x, y, z) \left[-\frac{d^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{\delta - i(\Gamma/2)}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + |\Omega|^2/2} \right] \quad (\text{A.1})$$

où $n(x, y, z)$ est la densité atomique, d le dipole atomique, δ le désaccord de la sonde à la résonance, Γ l'inverse du temps de vie de l'état excité et Ω est la fréquence de Rabi donnée par

$$\frac{\hbar\Omega}{2} = -d\mathcal{E}^{(+)} \quad E = \mathcal{E}^{(+)} e^{-i\omega t} + c.c. \quad (\text{A.2})$$

où E est le champ électrique. La direction de propagation des faisceaux est l'axe z et on suppose que le champ est uniforme dans le plan (x, y) . La propagation du champ est alors décrite par les équations de Maxwell :

$$[\Delta + k_0^2 (1 + \chi)] \Omega(z) = 0 \quad (\text{A.3})$$

où k_0 est le vecteur d'onde de la lumière.

Le principe de ce modèle est d'utiliser l'approximation de l'enveloppe lentement variable, généralisée à une onde stationnaire. Nous décomposons alors le champ lumineux du faisceau sonde en :

$$\Omega(z) = A_+(z) e^{ik_0 z} + A_-(z) e^{-ik_0 z} \quad (\text{A.4})$$

où A_+ , A_- sont les enveloppes lentement variables de l'onde qui se propage vers les z positifs, et vers les z négatifs respectivement. On peut appliquer une décomposition du même type à la susceptibilité non-linéaire des atomes :

$$\chi(z) = \chi_0(z) + \chi_+(z) e^{2ik_0 z} + \chi_-(z) e^{-2ik_0 z} + \dots \quad (\text{A.5})$$

où χ_0 , χ_+ et χ_- sont les enveloppes lentement variables, et où on néglige les termes qui donnent des fréquences autres que celles de la sonde par l'intermédiaire de l'interaction non-linéaire.

Si nous remplaçons les expressions (A.4) et (A.5) dans l'équation de propagation (A.3) et que nous utilisons l'approximation de champ tournant, nous obtenons un système de deux équations différentielles couplées pour les amplitudes du champ A_+ , A_- . En séparant les amplitudes complexes en module et argument :

$$A_+ = |A_+| e^{i\phi_+} \quad A_- = |A_-| e^{i\phi_-} \quad (\text{A.6})$$

et en introduisant la différence de phase ($\phi_+ - \phi_-$) dans la définition des susceptibilités lentement variables χ_+ et χ_- :

$$\chi_+ = \tilde{\chi}_+ e^{i(\phi_+ - \phi_-)} \quad \chi_- = \tilde{\chi}_- e^{-i(\phi_+ - \phi_-)}, \quad (\text{A.7})$$

on peut écrire :

$$\frac{d|A_+|}{dz} = \frac{k_0}{2} (\text{Im}\tilde{\chi}_+ |A_-| + \text{Im}\tilde{\chi}_0 |A_+|) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{d|A_-|}{dz} = -\frac{k_0}{2} (\text{Im}\tilde{\chi}_- |A_+| + \text{Im}\tilde{\chi}_0 |A_-|). \quad (\text{A.9})$$

En utilisant les expressions (A.1) et (A.4), les quantités $k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_+$, $k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_-$ et $k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_0$ se calculent facilement :

$$k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} n(x, y, z) \alpha f_0 \quad (\text{A.10})$$

$$k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_+ = k_0 \text{Im}\tilde{\chi}_- = \frac{3\lambda^2}{2\pi} n(x, y, z) \alpha f_1 \quad (\text{A.11})$$

où

$$\alpha = \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + \frac{1}{2} (|A_+|^2 + |A_-|^2)} \quad (\text{A.12})$$

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon^2}}; \quad f_1 = \frac{1 - f_0}{\epsilon} \quad (\text{A.13})$$

$$\epsilon = \frac{|A_+||A_-|}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + \frac{1}{2} (|A_+|^2 + |A_-|^2)}. \quad (\text{A.14})$$

La dernière étape consiste à éliminer la densité atomique $n(x, y, z)$ des équations en introduisant la variable :

$$Z(z) = \int_{-\infty}^z n(x, y, z') dz' \quad (\text{A.15})$$

Nous obtenons alors les équations suivantes

$$\frac{d|\tilde{A}_+|}{dZ} = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \alpha \left(f_1 |\tilde{A}_-| + f_0 |\tilde{A}_+| \right) \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{d|\tilde{A}_-|}{dZ} = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \alpha \left(f_1 |\tilde{A}_+| + f_0 |\tilde{A}_-| \right), \quad (\text{A.17})$$

où :

$$\tilde{A}_- = A_- / (\Gamma/2) \quad \tilde{A}_+ = A_+ / (\Gamma/2). \quad (\text{A.18})$$

Pour $\delta = 0$ et à la limite des faibles paramètres de saturation, on a $\alpha = 1$, $f_0 \simeq 1$, $f_1 \simeq 0$ et on retrouve l'équation habituelle pour les faibles intensités. Nous devons maintenant résoudre les équations (A.16) et (A.17). Pour être plus précis, ce qui nous intéresse c'est de déterminer la densité de colonne

$$Z^\infty = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z') dz' \quad (\text{A.19})$$

pour chaque pixel effectif (x,y) de l'image de notre nuage. Pour chaque pixel, nous pouvons mesurer les conditions initiales :

$$|\tilde{A}_+|^2(Z(-\infty) = 0) = 2I_i / I_{sat} \quad (\text{A.20})$$

$$|\tilde{A}_-|^2(Z(-\infty) = 0) = 2I_f / I_{sat} \quad (\text{A.21})$$

où I_i est l'intensité de l'onde avant la traversée du nuage atomique (ou de façon équivalente sans les atomes), I_f l'intensité de la sonde qui est passée au travers du nuage atomique, et $I_{sat} = 0.16 \text{ mW/cm}^2$ est l'intensité de saturation. Par symétrie, la densité de colonne (A.19) est donnée par $2Z_0 = Z(0)$, où Z_0 vérifie

$$|\tilde{A}_+(Z_0)|^2 = |\tilde{A}_-(Z_0)|^2. \quad (\text{A.22})$$

Pour chaque pixel (x,y), nous intégrons numériquement les équations (A.16)-(A.17) en utilisant les conditions initiales (A.20)-(A.21) jusqu'à ce que $|\tilde{A}_+(Z)|^2 = |\tilde{A}_-(Z)|^2$. Le Z correspondant, multiplié par 2, donne la densité de colonne. Remarquons qu'ici, contrairement au cas de l'absorption à basse intensité, il est nécessaire de connaître les valeurs absolues des intensités I_i and I_f (et pas simplement leur rapport), ce qui oblige à effectuer une calibration de notre caméra CCD.

On peut améliorer ce modèle afin d'essayer de tenir compte des différents effets qui diminuent l'absorption : l'effet Doppler qui n'est pas négligeable lorsque la température

est de l'ordre du mK, la largeur du spectre de fréquence du laser, qui n'est en générale pas assez fine pour être complètement négligée, le fait qu'on ne peut pas se limiter à une description en terme d'atomes à deux niveaux.

1) Pour tenir compte de la température non nulle des atomes, on peut moyenner les équations (A.8) et (A.9) sur la distribution de vitesse suivant z , après avoir remplacé δ par $\delta + k_0 v_z$.

2) Pour tenir compte de la largeur du spectre de fréquence du laser Γ_L , on peut modéliser le taux d'absorption dans une onde progressive par $\Gamma\pi_p$, où π_p , la population dans l'état excité, est donnée par l'expression suivante [83]

$$\pi_p = \frac{1}{2} \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma_{eff}} \right)^2} \quad (\text{A.23})$$

Γ_{eff} est une largeur effective définie par $\Gamma_{eff} = \Gamma + \Gamma_L$. I_0 est une intensité de saturation renormalisée, donnée par $I_0 = \Gamma_{eff} I_{sat} / \Gamma$, où I_{sat} est l'intensité de saturation pour la transition $m_J = +1 \rightarrow m_{J'} = +2$.

Pour retrouver ce résultat avec notre modèle (dans la limite où l'intensité est faible et les deux ondes indépendantes), il faut remplacer la largeur naturelle Γ par la largeur effective Γ_{eff} dans les expressions de α (A.12), ϵ (A.14), \tilde{A}_- et \tilde{A}_+ (A.18). Il faut aussi remplacer I_{sat} par I_0 dans les équations (A.20) et (A.21) et la section efficace maximale $3\lambda^2/2\pi$ doit être renormalisée par le coefficient Γ/Γ_{eff} .

3) Le niveau métastable 2^3S_1 possède un moment cinétique $J = 1$ alors que le niveau excité par la lumière laser 2^3P_2 possède un moment cinétique $J' = 2$. La lumière laser, si elle est polarisée circulairement, peut induire les transitions suivantes : $m_J = -1 \rightarrow m_{J'} = 0$, $m_J = 0 \rightarrow m_{J'} = +1$ et $m_J = +1 \rightarrow m_{J'} = +2$. Si les atomes ne sont pas polarisés initialement, le laser sonde doit les pomper dans l'état $m_J = +1$. Mais s'il existe un champ magnétique transverse résiduel dont l'amplitude est de l'ordre d'une fraction de Gauss, les atomes sont redistribués sur les différents sous-niveaux Zeeman de l'état 2^3S_1 sur une échelle de temps de l'ordre de la dizaine de μs . On ne peut alors pas considérer que les atomes cyclent sur la transition $m_J = +1 \rightarrow m_{J'} = +2$ pendant le temps d'exposition de la sonde, qui est typiquement de 100 μs . Il est alors plus raisonnable de négliger tout effet de pompage optique, et de supposer qu'à chaque instant, les trois sous-niveaux $m_J = -1, 0$ et $+1$ sont également peuplés. Il faut alors modifier le modèle ci-dessus pour introduire les coefficients de Clebsch-Gordan relatifs aux différentes transitions possibles.

Les termes de droite dans les équations différentielles (A.16) et (A.17) deviennent

la somme de trois termes correspondant chacun à une transition possible.

$$\frac{d|\tilde{A}_+|}{dZ} = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \sum_{i=-1,0,1} \pi_i C_i \alpha_i \left(f_{1i} |\tilde{A}_-| + f_{0i} |\tilde{A}_+| \right) \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{d|\tilde{A}_-|}{dZ} = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \sum_{i=-1,0,1} \pi_i C_i \alpha_i \left(f_{1i} |\tilde{A}_+| + f_{0i} |\tilde{A}_-| \right). \quad (\text{A.25})$$

Les π_i sont les populations dans les sous niveaux $m_J = -1, 0$ et 1 et les C_i les coefficients de Clebsch-Gordan correspondant aux trois transitions possibles. Pour la transition $m_J = -1 \rightarrow m_{J'} = 0$, $C_{-1} = 1/6$, pour $m_J = 0 \rightarrow m_{J'} = +1$, $C_0 = 1/2$ et pour $m_J = +1 \rightarrow m_{J'} = +2$, $C_{+1} = 1$. Les coefficients α_i , f_{0i} et f_{1i} sont donnés par

$$\alpha_i = \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + \frac{C_i}{2} (|A_+|^2 + |A_-|^2)} \quad (\text{A.26})$$

$$f_{0i} = \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon_i^2}}; \quad f_{1i} = \frac{1 - f_{0i}}{\epsilon_i} \quad (\text{A.27})$$

$$\epsilon_i = C_i \frac{|A_+||A_-|}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2 + \frac{C_i}{2} (|A_+|^2 + |A_-|^2)}. \quad (\text{A.28})$$

Annexe B

Piège harmonique et piège semi-linéaire

B.1 Quelques considérations d'ordre thermodynamique

Pour un gaz classique d'atomes piégés dans un potentiel $U(\mathbf{r})$, en équilibre thermodynamique à la température T , la fonction de distribution est la fonction de Boltzmann

$$f(E) = n(\mathbf{0})\Lambda^3 \exp(-E/k_B T) \quad (\text{B.1})$$

où $n(\mathbf{0})$ est la densité atomique au centre du piège, Λ est la longueur d'onde de de Broglie

$$\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m k_B T}} \quad (\text{B.2})$$

et k_B est la constante de Boltzmann.

La fonction de partition est donnée par

$$\zeta = \int_0^{+\infty} \rho(E) \exp(-E/k_B T) dE \quad (\text{B.3})$$

où $\rho(E)$ est la densité d'état.

La densité atomique est donnée par

$$n(\mathbf{r}) = \frac{N}{\Lambda^3 \zeta} \exp(-U(x, y, z)/k_B T) \quad (\text{B.4})$$

La densité au centre du piège est donc

$$n(\mathbf{0}) = \frac{N}{\Lambda^3 \zeta} \quad (\text{B.5})$$

La densité moyenne est donnée par

$$\bar{n} = \frac{\int n^2(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}}{\int n(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}} = n(\mathbf{0}) \frac{\int \exp(\frac{-2U(\mathbf{r})}{k_B T})d^3\mathbf{r}}{\int \exp(\frac{-U(\mathbf{r})}{k_B T})d^3\mathbf{r}} \quad (\text{B.6})$$

qu'on peut encore écrire

$$\bar{n} = n(\mathbf{0}) \frac{\Lambda^3(\frac{T}{2})\zeta(\frac{T}{2})}{\Lambda^3(T)\zeta(T)} \quad (\text{B.7})$$

L'entropie du gaz est donnée par

$$S = Nk_B(1 + \ln \frac{\zeta}{N} + \frac{T}{\zeta} \frac{d\zeta}{dT}) \quad (\text{B.8})$$

B.2 Potentiel magnétique

Le potentiel magnétique du piège magnétique peut être approximé par

$$U(x, y, z) = 2\mu_B \left(\sqrt{\left(B_0 + B'' \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right) \right)^2 + B'^2(x^2 + y^2)} - B_0 \right) \quad (\text{B.9})$$

La densité d'états dans ce piège est [96]

$$\rho(E) = A(E^3 + 4\mu_B B_0 E^2) \quad (\text{B.10})$$

avec

$$A = \frac{(2\pi^2 m)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{8\mu_B^2 (B'^2 - B_0 B'')} \frac{1}{\sqrt{2\mu_B B''}} \quad (\text{B.11})$$

On en déduit la fonction de partition à une particule suivante

$$\zeta = 6A(k_B T)^4 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{2\mu_B B_0}{k_B T} \right) \quad (\text{B.12})$$

On peut distinguer deux cas limites, suivant les valeurs relatives de $k_B T$ et $\mu_B B_0$, où le potentiel peut être considéré soit comme harmonique, soit comme semi-linéaire.

B.3 Piège harmonique

Dans le cas où $k_B T \ll \mu_B B_0$, on peut réaliser un développement limité du module du champ magnétique, qui fait apparaître une dépendance quadratique en position du

potentiel de piégeage : le piège peut alors être considéré comme harmonique. Le champ magnétique se développe sous la forme suivante

$$B(x, y, z) = B_0 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2} \right) (x^2 + y^2) + B'' z^2 \quad (\text{B.13})$$

La fonction de partition est alors

$$\zeta_H = 6A(k_B T)^4 \frac{2}{3} \frac{2\mu_B B_0}{k_B T} \propto T^3 \quad (\text{B.14})$$

La densité moyenne est reliée à la densité au centre par

$$\bar{n}_H = \frac{n_H(\mathbf{0})}{2\sqrt{2}} \quad (\text{B.15})$$

L'expression de l'entropie pour le piège harmonique est

$$S_H = Nk_B(4 - \ln(n_H(\mathbf{0})\Lambda^3)) = Nk_B(4 - \ln(D)) \quad (\text{B.16})$$

où D est la densité dans l'espace des phases.

B.4 Piège semi-linéaire

Dans le cas où $k_B T \gg \mu_B B_0$, le potentiel est dit semi-linéaire. La fonction de partition est donnée par

$$\zeta_{SL} = 6A(k_B T)^4 \quad (\text{B.17})$$

La densité moyenne est reliée à la densité au centre par

$$\bar{n}_{SL} = \frac{n_{SL}(\mathbf{0})}{4\sqrt{2}} \quad (\text{B.18})$$

Dans le cas du piège semi-linéaire, l'entropie est donnée par

$$S_{SL} = Nk_B(5 - \ln(n_{SL}(\mathbf{0})\Lambda^3)) = Nk_B(5 - \ln(D)) \quad (\text{B.19})$$

B.5 Compression adiabatique

Supposons que lorsqu'on comprime suffisamment lentement le piège, en augmentant le courant dans les bobines et en abaissant le biais de 100 G à quelques Gauss, on passe d'un potentiel harmonique à un potentiel semi-linéaire. On notera B_{0i} , B'_i et B''_i (resp.

B_{0f} , B'_f et B''_f) les biais, gradient et courbure initiaux (resp. finals). L'entropie étant conservée, la densité dans l'espace des phases augmente d'un facteur

$$\frac{D_f}{D_i} = e \quad (\text{B.20})$$

Or on peut aussi exprimer le rapport des densités dans l'espace de phases sous la forme

$$\frac{D_f}{D_i} = \frac{n_{SL}(\mathbf{0})_f \Lambda_f^3}{n_H(\mathbf{0})_i \Lambda_i^3} = \frac{\zeta_{Hi}}{\zeta_{SLf}} \quad (\text{B.21})$$

B.5.1 Température finale

On peut alors déterminer la température à la fin de la compression en remplaçant ζ_H et ζ_{SL} par leurs expressions en fonction des biais, courbure, gradient et température. La fonction de partition ζ_H est donnée par

$$\zeta_{Hi} = \frac{m^{3/2}}{\hbar^3} \frac{(k_B T_i)^3}{4\mu_B (B_i'^2 - B_{0i} B_i'')} \sqrt{4\mu_B B_i''} \quad (\text{B.22})$$

alors que ζ_{SL} est donnée par

$$\zeta_{SLf} = 6 \frac{(2\pi^2 m)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{8\mu_B^2 (B_f'^2 - B_{0f} B_f'')} \frac{1}{\sqrt{2\mu_B B_f''}} (k_B T_f)^4 \quad (\text{B.23})$$

On trouve alors que T_f est donné par l'expression

$$T_f = T_i \left(\frac{2}{3e} \frac{B_f'^2 - B_{0f} B_f''}{B_i'^2 - B_{0i} B_i''} \sqrt{\frac{B_f''}{B_i''}} \frac{2\mu_B B_{0i}}{k_B T_i} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{B.24})$$

B.5.2 Densité atomique

A partir de l'équation B.21, on peut déterminer la densité au centre après la compression en fonction de la densité avant la compression $n_H(\mathbf{0})_i$ et des températures initiale T_i et finale T_f

$$n_{SL}(\mathbf{0})_f = e n_H(\mathbf{0})_i \left(\frac{\Lambda_i}{\Lambda_f} \right)^3 = e n_H(\mathbf{0})_i \left(\frac{T_f}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{B.25})$$

B.5.3 Taux de collisions élastiques

Le taux de collisions moyen est donné par $\bar{\gamma} = \bar{n} \langle \sigma v_r \rangle$. Dans le cas où la température finale est de l'ordre du mK, la section efficace de collision dépend de l'énergie, si bien qu'on ne peut pas considérer que $\langle \sigma v_r \rangle = \sigma_0 \langle v_r \rangle$. On peut néanmoins approximer $\langle \sigma v_r \rangle$ par $\sigma(T) \langle v_r \rangle$ avec

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{T}{T_s}} \quad \text{et} \quad T_s = \frac{2\hbar^2}{3k_B m a^2} \quad (\text{B.26})$$

Le rapport des taux de collisions élastiques moyen entre le début et la fin de la compression est alors donné par

$$\frac{\bar{\gamma}_f}{\bar{\gamma}_i} = \frac{1}{2} \frac{n(\mathbf{0})_f \sigma(T_f) \langle v_r \rangle_f}{n(\mathbf{0})_i \sigma(T_i) \langle v_r \rangle_i} = \frac{1}{2} e^{\frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)}} \left(\frac{T_f}{T_i} \right)^2 \quad (\text{B.27})$$

ce qui donne

$$\frac{\bar{\gamma}_f}{\bar{\gamma}_i} = \sqrt{\frac{e}{3}} \frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)} \sqrt{\frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i}} \left(\frac{B_f'^2 - B_{0f} B_f''}{B_i'^2 - B_{0i} B_i''} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_f''}{B_i''} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{B.28})$$

Annexe C

Refroidissement évaporatif

On trouvera dans cet appendice les équations différentielles d'évolution du nombre d'atomes, de la température, et du taux de collisions qu'on en déduit pendant le refroidissement évaporatif. Ces équations permettent de décrire le système sur une échelle de temps qui est grande devant le temps de collision (c'est le temps moyen qui sépare deux collisions successives que fait un atome avec les autres), mais petite devant le temps d'évaporation, qui est le temps caractéristique d'évolution des grandeurs macroscopiques du système.

C.1 Dynamique de l'évaporation

Dans le cas où le paramètre η est maintenu constant pendant l'évaporation et est assez grand pour supposer que le nuage n'est pas très loin de l'équilibre, on peut calculer le taux de pertes induit par l'évaporation [113, 56]. Comme la densité d'état dans un piège harmonique est proportionnelle à E^2 , le taux de pertes d'atomes est

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\bar{\gamma} \int_{\eta k_B T}^{+\infty} E^2 e^{-\beta E} dE}{4 \int_0^{+\infty} E^2 e^{-\beta E} dE} \quad (\text{C.1})$$

où $\bar{\gamma}$ est le taux moyen de collisions élastiques, $\bar{\gamma} = \bar{n}\sigma\bar{v}$. Le taux de pertes en énergie moyenne E est donné par

$$\frac{\dot{E}}{E} = -\frac{\bar{\gamma} \int_{\eta k_B T}^{+\infty} E^3 e^{-\beta E} dE}{4 \int_0^{+\infty} E^3 e^{-\beta E} dE} \quad (\text{C.2})$$

Il faut alors ajouter aux pertes d'atomes des pertes inélastiques, liées par exemple aux collisions avec le gaz résiduel, qui se produisent avec un taux Γ_{in} . Après calculs

des intégrales, on trouve

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\bar{\gamma}}{4} \left(1 + \eta + \frac{\eta^2}{2} \right) e^{-\eta} - \Gamma_{in} \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = -\frac{\bar{\gamma}}{4} \frac{\eta^3}{6} e^{-\eta} \quad (\text{C.4})$$

où on a remplacé \dot{E}/E par \dot{T}/T , parce que l'énergie moyenne est proportionnelle à la température.

Le taux de collisions moyen étant relié au nombre d'atomes et à la température, ces deux équations forment un système fermé, qu'on peut résoudre numériquement pour déterminer l'évolution des nombres d'atomes et de la température pendant l'évaporation. On peut aussi pour une rampe radio-fréquence donnée (c'est-à-dire pour une dépendance donnée de l'énergie de troncature E_t en fonction du temps) inclure dans ces équations une éventuelle dépendance temporelle de η . On peut encore à l'aide de ces deux équations donner l'équation d'évolution du taux de collisions élastiques. Dans un piège harmonique, et dans la limite où la section efficace de collisions est constante, $\bar{\gamma}$ est proportionnel à N/T , si bien que son évolution est régie par l'équation différentielle suivante

$$\frac{\dot{\bar{\gamma}}}{\bar{\gamma}} = \delta \bar{\gamma} - \Gamma_{in} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{1}{4} \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta^2}{2} - \eta - 1 \right) e^{-\eta} \quad (\text{C.5})$$

D'après l'équation C.5, le taux de collisions augmente à l'instant initial si $\delta \bar{\gamma}(0) - \Gamma_{in}$ est positif, c'est-à-dire si $\bar{\gamma}(0) > \Gamma_{in}/\delta$. Pour avoir l'augmentation la plus rapide, on a intérêt à choisir δ le plus grand possible. δ est maximal pour $\eta = 6$ et vaut 0.0068. La condition précédente devient alors $\bar{\gamma}(0) > 150\Gamma_{in}$. Dans ce cas, le taux de collisions élastiques augmente pendant l'évaporation, et diverge au bout d'un temps de l'ordre de

$$t = -\frac{1}{\Gamma_{in}} \ln \left(1 - \frac{\Gamma_{in}}{\bar{\gamma}(0)\delta} \right) \quad (\text{C.6})$$

Dans ce cas, le refroidissement évaporatif entre dans un régime d'emballement, où toutes les quantités divergent exponentiellement : la densité, le taux de collisions, et bien entendu la densité dans l'espace des phases, qui augmente jusqu'à atteindre le seuil de la condensation de Bose-Einstein. On dispose donc là d'un critère quantitatif qui permet de déterminer si le refroidissement évaporatif peut rentrer dans son régime d'emballement : il faut que le taux de collisions élastiques initial soit 150 fois plus grand que le taux de pertes par collisions inélastiques.

Typiquement, les temps de vie des atomes dans les pièges magnétiques sont dus aux collisions avec le gaz résiduel, et sont donc d'autant plus faibles que la pression résiduelle est basse. Techniquement, il est difficile d'obtenir des pressions plus basses

que 10^{-11} torr, ce qui correspond à des temps de vie de l'ordre de la minute. Pour satisfaire le critère précédent, il faut donc un taux de collisions initial de quelques collisions par seconde.

C.2 Evaporation dans un piège semi-linéaire

Dans un piège qui n'est pas harmonique, le critère est différent, parce que les équations différentielles d'évolution de la température et du nombre d'atomes ne sont pas les mêmes. Dans un potentiel semi-linéaire, la densité d'état est proportionnelle à E^3 , si bien que les équations C.3 et C.4 deviennent

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\bar{\gamma}}{4} \left(1 + \eta + \frac{\eta^2}{2} + \frac{\eta^3}{6} \right) e^{-\eta} - \Gamma_{in} \quad (\text{C.7})$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = -\frac{\bar{\gamma}}{4} \frac{\eta^4}{24} e^{-\eta} \quad (\text{C.8})$$

L'équation d'évolution du taux de collisions élastiques est alors

$$\frac{\dot{\bar{\gamma}}}{\bar{\gamma}} = \delta \bar{\gamma} - \Gamma_{in} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{1}{4} \left(\frac{\eta^4}{12} - \frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta^2}{2} - \eta - 1 \right) e^{-\eta} \quad (\text{C.9})$$

δ est maximal pour $\eta = 6$ et vaut maintenant 0.029.

La condition précédente devient alors $\bar{\gamma}(0) > 34\Gamma_{in}$, ce qui est moins contraignant que pour le potentiel harmonique. Notons aussi que dans le potentiel semi-linéaire, la densité moyenne est donnée par $\bar{n} = n(\mathbf{0})/4\sqrt{2}$, alors que pour un potentiel harmonique $\bar{n} = n(\mathbf{0})/2\sqrt{2}$, où $n(\mathbf{0})$ est la densité au centre du nuage.

C.3 Remarques

Les équations que nous avons données ici ne s'appliquent que dans le cas particulier où le paramètre η reste constant pendant l'évaporation, et qu'il est suffisamment grand pour qu'on puisse considérer que le système est voisin de l'équilibre. Dans le cas où η évolue, et/ou si η n'est pas assez grand, il faut alors tenir compte du fait que l'énergie du système est assez différente de $3Nk_B T$, ce qui complique les équations différentielles. Une étude purement analytique est encore possible, et on pourra trouver dans les références [113, 56] une étude très détaillée de la cinétique du refroidissement évaporatif dans le cas général.

Bibliographie

- [1] M. H. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Science Magazine* **269**,198 (1995)
- [2] K. B. Davis, M.O. Mewes, N. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995)
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995), voir aussi C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985 (1997)
- [4] D. Fried, T. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. Moss, D. Kleppner, and T. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998)
- [5] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, M. Inguscio, *Science Magazine*, **294**, 1320 (2001)
- [6] B. DeMarco and D. S. Jin, *Science Magazine* **285**, 1703 (1999)
- [7] F. Schreck, G. Ferrari, K. L. Corwin, J. Cubizolles, L. Khaykovich, M.-O. Mewes, and C. Salomon, *Phys. Rev. A* **64**, 011402(R) (2001)
- [8] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet *Science Magazine* **291** 2570 (2001)
- [9] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997)
- [10] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Science Magazine* **275**, 637 (1997)
- [11] B. P. Anderson and M. A. Kasevich, *Science Magazine* **282**, 1686 (1998).
- [12] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999)
- [13] J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4569 (1998)
- [14] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, M. Trippenbach, Y. B. Band, M. Edwards, M. Doery, P. S. Julienne, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3112 (1999)
- [15] W. Ketterle, H.-J. Miesner, *Phys. Rev. A* **56**, 3291 (1997)
- [16] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997)
- [17] I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger, *Nature* **403**, 166 (2000)
- [18] M. S. Hammond, F. B. Dunning, G. K. Walters et G. A. Prinz, *Phys. Rev. B* **45**, 3674 (1992)
- [19] S. Nowak, T. Pfau and J. Mlynek, *Appl. Phys. B* **63**, 203 (1996)
- [20] A. Bard, K. K. Berggren, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, S. L. Rolston, J. J. McClelland, W. D. Phillips, M. Prentiss and G. M. Whitesides, *J. Vac. Sc. Technol. B* **15**, 1805 (1997).

- [21] W. Lu, K.G.H. Baldwin, M.D. Hoogerland, S.J. Buckman, T.E. Sheridan and R.W. Boswell, *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 3846 (1998)
- [22] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, and G. K. Walters, *Phys. Rev. A* **5**, 189 (1972)
- [23] C. Orzel, M. Walhout, U. Sterr, P. S. Julienne, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. A* **59**, 1926 (1999)
- [24] H. Katori, H. Kunugita, and T. Ido, *Phys. Rev. A* **52**, R4324 (1995)
- [25] G.V. Shlyapnikov, J.T.M. Walraven, U.M. Rahmanov, and M.W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994)
- [26] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996)
- [27] W. Rooijackers, W. Hogervorst and W. Vassen, *Opt. Comm.*, **123**, 321 (1996)
- [28] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, *Opt. Comm.*, **135**, 149 (1997)
- [29] M. R. Doery, E. J. D. Vredenburg, S. S. Op de Beek, H. C. W. Beijerinck, B. J. Verhaar, *Phys. Rev. A* **58**, 3673 (1998)
- [30] F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio Pastor, G. Giusfredi, F.S. Pavone, M. Inguscio, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1112 (1999)
- [31] C. H. Storry, M. C. George, and E. A. Hessels, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3274 (2001)
- [32] M. C. George, L. D. Lombardi, and E. A. Hessels, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 173002 (2001)
- [33] B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3146 (1997)
- [34] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubaméa, N. Bigelow, M. Leduc, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 4194 (1995)
- [35] S. Kulin, B. Saubaméa, E. Peik, J. Lawall, T. W. Hijmans, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4185 (1997)
- [36] Simone Kulin, *Préparation et manipulation de paquets d'ondes atomiques ultra-froids* Thèse de Doctorat (1997)
- [37] F. Bardou, O. Emile, J.M. Courty, C.I. Westbrook and A. Aspect, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992)
- [38] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett* **86**, 3459 (2001)
- [39] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *Science Magazine* **292**, 463 (2001)
- [40] M. Kumakura, N. Morita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L 276 (1992)
- [41] H. W. Moos and J. R. Woodworth, *Phys. Rev. A* **12**, 2455 (1975)

- [42] G. W. F. Drake, Phys. Rev. A **3**, 908 (1971)
- [43] G. Lach and K. Pachuki, Phys. Rev. A **64**, 042510 (2001)
- [44] M.W. Müller, W. Bussert, M.W. Ruf, H. Hotop and W. Meyer, Phys. Rev. Lett. **59**, 2279 (1987)
- [45] J. Stärck and W. Meyer, Chem. Phys. Lett. **225**, 229 (1994)
- [46] Z.-C. Yan and J. F. Babb, Phys. Rev. A **58**, 1247 (1998)
- [47] V. Venturi, I. B. Whittingham, P. J. Leo and G. Peach, Phys. Rev. A **60**, 4635 (1999)
- [48] P.J. Leo, V. Venturi, I. B. Whittingham and J.F. Babb, Phys. Rev. A **64**, 042710 (2001)
- [49] K. Huang, *Statistical Mechanics*, 2nd Edition, Wiley, New York (1987)
- [50] H. Hess, Phys. Rev. B **34**, R3476 (1986)
- [51] H. Hess, G. P. Kochanski, J. M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Phys. Rev. Lett. **59**, 672 (1987)
- [52] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Phys. Rev. Lett. **61**, 935 (1988)
- [53] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, N. Masuhara, I. A. Yu, D. Kleppner, and T. J. Greytak, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2244 (1989)
- [54] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesar, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Phys. Rev. Lett. **67**, 603 (1991)
- [55] G. Baym and C. J. Pethick, Phys. Rev. Lett. **76**, 6 (1996)
- [56] C. Cohen-Tannoudji, *Piégeage non-dissipatif d'atomes neutres et refroidissement évaporatif*, Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France (1996)
- [57] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, J. Dalibard, Europhys. Lett. **44**, 25 (1998)
- [58] H.C. Mastwijk, J.W. Thomsen, P. van der Straten and A. Niehaus, Phys. Rev. Lett. **80**, 5516 (1998).
- [59] M. Kumakura and N. Morita, Phys. Rev. Lett. **82**, 2848 (1999).
- [60] V. Venturi and I. B. Whittingham, Phys. Rev. A **61**, 060703-1 (2000)
- [61] P.J.J. Tol, N. Herschbach, E.A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen, Phys. Rev. A **60**, R761 (1999)
- [62] Pour une revue des collisions froides, voir John Weiner, Vanderlei S. Bagnato, Sergio Zilio, and Paul S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1-86 (1999)
- [63] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, Junmin Wang, F. S. Pavone, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan and M. Leduc, Eur. Phys. J. D **14**, 15 (2001)
- [64] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, J. Dalibard, Appl. Phys. B **69**, 257 (1999)

- [65] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett. **77**, 2921 (1996)
- [66] H. C. W. Beijerinck, E. J. D. Vredenburg, R. J. W. Stas, M. R. Doery, and J. G. C. Tempelaars, Phys. Rev. A **61**, 023607 (2000)
- [67] J. Schuster, A. Marte, S. Amthar, B. Sang, G. Rempe, H. C. W. Beijerinck, Phys. Rev. Lett. **87**, 170404 (2001)
- [68] Kai Dieckmann, *Bose-Einstein Condensation with high atom number in a deep magnetic trap* Thèse de Doctorat (2001)
- [69] Voir par exemple les Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi” Course CXL, M. Inguscio, S. Stringari and C. E. Wieman (Eds), IOS Press, Amsterdam (1999)
- [70] R. Kaiser, *Manipulation par laser d’hélium métastable*, Thèse de doctorat (1990)
- [71] D.W. Fahey, W.F. Parks, and L.D. Scheerer, J. Phys. E : Sci. Instrum., **13**, 381 (1980)
- [72] J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu, F. Shimizu and H. Takuma, Appl. Phys. B, **56**, 21 (1993)
- [73] F.B. Dunning and A.C.H. Smith, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., Vol. **4**, 1696 (1971)
- [74] N. Vansteenkiste, C. Gerz, R. Kaiser, L. Hollberg, C. Salomon, A. Aspect, J. Phys. II France **1**, 1407 (1991)
- [75] R. Paschotta, D.C. Hanna, P. de Natale, G. Modugno, M. Inguscio, P. Laporta, Opt. Comm. **136**, 243-246 (1996)
- [76] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Platonov, V. P. Gapontsev, P. J. Nacher, G. Tastaevin, M. Leduc, M. J. Barlow, Electronics Letters **33**, 787 (1997)
- [77] F. S. Pavone, P. Cancio, C. Corsi, and M. Inguscio, Appl. Phys. B **60**, S 249 (1995). M. Prevedelli, P. Cancio, G. Giusfredi, F.S. Pavone and M. Inguscio, Opt. Comm. **125**, 231 (1996)
- [78] E. Rasel, F. Pereira Dos Santos, F. Saverio Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, et M. Leduc, Eur. Phys. J. D **7**, 311 (1999)
- [79] F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, Ch. Phys. **145**, 327 (1990)
- [80] J. Nellessen J. H. Müller, K. Sengstock, et W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2149 (1989)
- [81] W.D. Philips, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982)
- [82] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijackers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C.I. Westbrook and A. Aspect, Eur. Phys. J. D **8**, 199 (2000)
- [83] C.G. Townsend, N. Edwards, C. Cooper, K. Zetie, C. Foot, A. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995)

- [84] A. Gallagher, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **63**, 957 (1989)
- [85] K.-A. Suominen, K. Burnett, P. S. Julienne, Phys. Rev. A **53**, R1220 (1996)
- [86] W. Wing, Phys. Rev. Lett. **45**, 631 (1980)
W. Wing, dans *Laser cooled and trapped atoms*, ed. par W. Phillips, Natl. Bur. Stand. Special Public. **653**, 74 (1983), W. Wing, Prog. Quant. Electr. **8**, 181 (1984)
Voir aussi la généralisation du théorème de Wing par W. Ketterle et D. Pritchard, Appl. Phys. B **54**, 403 (1992)
- [87] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, H. J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985)
- [88] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher and E. Cornell, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995)
- [89] Y. Gott, M. Ioffé and V. Tel'kovski, Nucl. Fusion Suppl. **3**, 1045 (1962)
- [90] D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983)
- [91] V. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987)
- [92] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869 (1998)
- [93] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997)
- [94] P. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, and J. T. M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **78**, 990 (1997)
- [95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995)
- [96] O. Luiten, M. Reynolds and J. Walraven, Phys. Rev. A **53**, 381 (1996)
- [97] C. R. Monroe, E. A. Cornell, C. A. Sackett, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993)
- [98] H. Wu and C. Foot, J. Phys. B **29**, L321 (1996)
- [99] A. Browaeys, A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook and A. Aspect, Phys. Rev. A **64**, 034703-1 (2001)
- [100] Voir par exemple, F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999)
- [101] Y. Castin and R. Dum, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996)
- [102] S. Giorgini, L. P. Pitaevskii and S. Stringari, Phys. Rev. A **54**, R4633 (1996)
- [103] G. Baym, J.-P. Blaizot, M. Holzmann, F. Laloë and D. Vautherin, Phys. Rev. Lett. **83**, 1703 (1999)
- [104] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, S. Inouye, M. R. Andrews and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **81**, 500 (1998)

- [105] A. Griffin, Wen-Chin Wu and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **78**, 1838 (1997)
- [106] D. Guéry-Odelin, F. Zambelli, J. Dalibard and S. Stringari, Phys. Rev. A **60**, 4851 (1999)
- [107] H. Wu, E. Arimondo, Phys. Rev. A **58**, 3822 (1998)
- [108] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Hogervorst, W. Vassen, Phys. Rev. A **61**, 050702(R) (2000).
- [109] S. Nowak, A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, D. Boiron, C. Westbrook, A. Aspect, Appl. Phys. B **70**, 455 (2000)
- [110] B. P. Esry, C. H. Greene and J. P. Burke, Phys. Rev. Lett. **83**, 1751 (1999)
- [111] Communication privée
- [112] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Wassen, W. Hogervorst, G. Woestenenk, J. W. Thomsen, P. Van der Straten, A. Niehaus, Phys. Rev. Lett. **84**, 1874 (2000)
- [113] J. Walraven, in *Quantum Dynamics of Simple Systems*, Vol. 44 of *Scottish Universities Summer Schools in Physics Proceedings*, edited by G.-L. Oppo, S. Barnett, E. Riis, and W. Wilinon (Institute of Physics, Bristol, 1996), p. 315