



HAL
open science

Nouvelle génération de dispositif à microscope de grande ouverture pour le piégeage d'atomes individuels

Charles Tuchendler

► To cite this version:

Charles Tuchendler. Nouvelle génération de dispositif à microscope de grande ouverture pour le piégeage d'atomes individuels. Optique [physics.optics]. Institut d'Optique Graduate School, 2014. Français. NNT : 2014IOTA0012 . tel-01182454

HAL Id: tel-01182454

<https://pastel.hal.science/tel-01182454>

Submitted on 31 Jul 2015

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.

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL
ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

DISCIPLINE Physique

THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique
Graduate School
préparée au Laboratoire Charles Fabry

soutenue le 14/11/2014

par

Charles TUCHENDLER

Nouvelle génération de dispositif à microscope de grande
ouverture pour le piégeage d'atomes individuels

Directeur de thèse : Antoine BROWAEYS – Laboratoire Charles Fabry

Composition du jury :

Président du jury : Fabien BRETENAKER – Laboratoire Aimé Cotton
Rapporteurs : Olivier GORCEIX – Laboratoire de Physique des Lasers
Nicolas TREPS – Laboratoire Kastler-Brossel
Examineurs : Fabien BRETENAKER – Laboratoire Aimé Cotton
Nicolas SCHLOSSER – Classes préparatoires

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le groupe d'optique quantique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique entre 2006 et 2010.

Je souhaite tout d'abord remercier l'administration de l'Institut d'Optique et notamment son directeur Jean-Louis Martin de m'y avoir accueilli. Je tiens à remercier tout particulièrement Pierre Chavel pour le soutien inébranlable qu'il m'a apporté ces dernières années. Sans lui, la soutenance de ces travaux de doctorat n'aurait pas été possible.

Je tiens à remercier chaleureusement Fabien Bretenaker, Olivier Gorceix, Nicolas Trepes et Nicolas Schlosser d'avoir accepté de juger ce travail de thèse avec toute la rigueur dont ils font preuve et ce malgré des circonstances un peu exceptionnelles.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Philippe Grangier pour m'avoir permis d'intégrer le groupe d'optique quantique. Je ne peux que témoigner de la chance que j'ai eu d'être encadré au quotidien par mon directeur de thèse Antoine Browaeyns. C'est grâce à Antoine que j'ai découvert tous les aspects de la recherche scientifique, des plus décourageants aux plus palpitants. Sa passion pour les sciences et son énergie communicative au travail furent l'un des moteurs essentiels de ce travail de thèse.

L'ensemble des travaux et expériences que je décris dans ce manuscrit sont le fruit d'un travail d'équipe. Les résultats que j'y présente n'auraient jamais été obtenus sans les efforts quotidiens d'Yvan Sortais, Andrew Lance, Harold Marion et Andreas Fuhrmanek. J'ai une pensée particulière pour Yvan qui a dû supporter ma musique, mes humeurs et mes blagues toutes ces années. Il sait tout ce que je lui dois et je lui souhaite le meilleur pour le futur.

J'adresse mes plus chaleureux remerciements à tous les membres du groupe d'optique quantique que j'ai côtoyés. Ma première pensée va naturellement à Alpha Gaétan, mon compère de master. Mon respect et mon admiration pour lui vont bien au-delà de la physique et de la recherche. Je suis fier de le compter parmi mes amis. Merci aussi à tous les autres : Jérôme Beugnon, Matt Jones, Tatjana Wilk, Yehven Miroschnychenko, Charles Evellin, Janik Wolters, Lucas Béguin, Jean Lautier, Gaétan Messin, Imad Agha, Rosa Tualle-Brouiri, Simon Fossier, Eleni Diamanti, Anthony Leverrier, Jérôme Lodewyck, Alexei Ourjountsev, Marco Barbieri, Franck Ferreyrol, Rémi Blandino, Aurélien Dantan, Florence Fuchs.

J'en profite pour remercier les électroniciens, Frédéric Moron et André Villing, sans lesquels les expériences présentées dans ce manuscrit n'auraient pas pu être réalisées. J'adresse aussi mes remerciements à Lionel Jacubowicz, Sébastien de Rossi, ainsi qu'à tous ceux avec qui j'ai découvert l'enseignement lors de mon monitorat. Je salue chaleureusement Francesca Arcara et Benoît Plichon pour leur sourire. Cela faisait du bien de discuter d'autres choses parfois. J'ai aussi une pensée pour les membres des autres groupes de recherche de l'Institut. Ce fut un plaisir d'échanger avec vous pendant cette thèse.

Pour terminer, je me dois de remercier une personne en particulier, qui me supporte depuis déjà tant d'années et qui a partagé mes joies mais aussi mes difficultés tout au long de cette thèse. Clélia, je te dois tout. Tu es ma force.

Table des matières

Introduction générale	5
I Principe de fonctionnement et propriétés d'un piège dipolaire	11
I.1 Structure atomique	13
I.1.1 Equation de Schrödinger	13
I.1.2 Structure fine	15
I.1.3 Structure hyperfine	15
I.2 Interaction lumière-matière	16
I.2.1 Champ laser - Hamiltonien d'interaction	16
I.2.2 Pression de radiation et force dipolaire	18
I.2.3 Eléments de matrice dipolaire	25
I.2.4 Réduction des éléments de matrice	26
I.2.5 Diagramme de déplacements lumineux	27
I.3 Durée de vie des atomes dans la pince optique	30
I.3.1 Collisions inélastiques en absence de lumière	31
I.3.2 Collisions inélastiques en présence de lumière	33
I.3.3 Chauffage par la pince optique	35
I.4 Régimes de chargement	35
I.4.1 Régime de faible chargement	35
I.4.2 Régime de fort chargement	36
I.4.3 Régime de blocage collisionnel	36
I.4.4 Versatilité du montage	36
II Description et test du dispositif expérimental	37
II.1 Conception du système optique	38
II.1.1 Contraintes expérimentales	38
II.1.2 Une simple lentille asphérique comme MiGOU	42
II.1.3 Mise en forme du faisceau et imagerie de la PO	43
II.1.4 Analyse du front d'onde	44
II.1.5 Réponse impulsionnelle de l'objectif	47
II.1.6 Bilan	51
II.2 Présentation générale du dispositif	52
II.2.1 Système à vide	54
II.2.2 Ralentisseur Zeeman	56

II.2.3	Banc optique	58
II.2.4	Réservoir d'atomes froids	59
II.2.5	Imagerie du réservoir	62
II.2.6	Profil du faisceau sonde	62
II.2.7	Séquences expérimentales et acquisition des données	64
II.3	Caractérisation du réservoir d'atomes froids	67
II.3.1	Positionnement du nuage	67
II.3.2	Etalonnage du faisceau sonde	69
II.3.3	Densité au centre du réservoir	72
II.3.4	Mesure de la température du nuage	72
II.3.5	Imagerie du piège à la photodiode à avalanche	81
II.4	Signaux d'atomes uniques	82
II.4.1	Couplage dans une fibre	82
II.4.2	Durée de vie des atomes dans le piège	85
II.4.3	Polarisation de la lumière émise par les atomes uniques	87
II.5	Propriétés de la pince optique et du système d'imagerie	89
II.5.1	Fréquences d'oscillations et col de la pince optique	89
II.5.2	Résolution du système d'imagerie	94
III	Distribution d'énergie d'atomes uniques	97
III.1	Température d'un atome unique	99
III.1.1	Technique de lâcher et recapture	99
III.1.2	Simulation Monte-Carlo	103
III.2	Refroidissement laser d'un atome unique	109
III.2.1	Effet du refroidissement des atomes du réservoir sur les atomes du piège	110
III.2.2	Effet du désaccord des faisceaux de refroidissement	114
III.2.3	Effet de la durée de la séquence	115
III.2.4	Température d'un atome piégé refroidi par laser	115
III.3	Distribution d'énergie dans la pince optique	119
III.3.1	Principes généraux	119
III.3.2	Résultats expérimentaux	124
III.3.3	Comparaison à la méthode de lâcher et recapture	126
III.4	Troncature de la distribution d'énergie, test d'adiabaticité	127
III.4.1	Probabilité de recapture initiale, estimation de la température de la distribution initiale non tronquée	129
III.4.2	Détermination de l'énergie moyenne de la distribution tronquée	131
III.4.3	Refroidissement adiabatique	137
III.4.4	Discussion	143
III.5	Mesure de température par la méthode des temps de vol	145
III.5.1	Généralités	146
III.5.2	Température d'atomes uniques par temps de vol	148
III.5.3	Analyse de l'élargissement du signal atomique de fluorescence	152

IV Transport et transfert d'atomes uniques entre deux micropinces optiques	157
IV.1 Déplacement nano-contrôlé d'un faisceau optique	158
IV.1.1 Plateforme piézoélectrique à inclinaison variable	159
IV.1.2 Etalonnage statique	160
IV.1.3 Etude dynamique	162
IV.1.4 Utilisation de la commande externe	164
IV.2 Transfert et transport d'un atome unique	165
IV.3 Transfert et transport d'un bit quantique	169
IV.3.1 Transfert d'un bit quantique	170
IV.3.2 Transport d'un bit quantique	171
IV.3.3 Adiabaticité de la phase de transport	172
IV.3.4 Conclusion	174
V Conclusion générale	175
V.1 Un dispositif moderne, pratique et multifonctions	176
V.2 Régime de chargement fort - Etude de micronuages denses	176
V.2.1 Objectifs et enjeux	176
V.2.2 Nombre d'atomes piégés	178
V.3 Evaporation, condensation, qubit : le futur	180
VI Annexes	185
VI.1 Efficacité de collection de l'objectif photographique	186
VI.2 Caractérisation et étalonnage de la caméra intensifiée	188
VI.2.1 Principe de fonctionnement et système optique	188
VI.2.2 Etalonnage en régime multi-photonique	189
VI.2.3 Etalonnage en régime mono-photonique	192
Bibliographie	199

Introduction générale

La démonstration expérimentale du refroidissement d'atomes par laser a marqué un tournant pour la physique à la fin du XX^{ème} siècle. Non seulement parce que les travaux de W. Phillips, S. Chu et C. Cohen-Tannoudji ont été salués par le prix Nobel de physique en 1997 mais surtout parce qu'ils marquent une étape importante vers d'autres avancées théoriques et expérimentales dans le monde quantique observées ces vingt dernières années. C'est ainsi qu'en 2001, E. Cornell, C. Wieman et W. Ketterle furent eux-mêmes récompensés par le prix Nobel pour leur obtention des premiers condensats de Bose-Einstein [Dalfovo et al., 1999, Ketterle et al., 1996], un nouvel état de la matière initialement prévu par A. Einstein en 1925 suite aux travaux de S. Bose sur les statistiques de photons. Comme la réalisation de condensats de Bose-Einstein, d'autres recherches touchant de près ou de loin au monde de la physique atomique quantique furent elles aussi couronnées par le prix Nobel de physique au cours des quinze dernières années. La théorie de la cohérence quantique de R. Glauber, la mise au point des peignes de fréquences par T. Hänsch et J. Hall ou encore plus récemment les travaux de D. Wineland et S. Haroche sur la manipulation d'objets quantiques individuels ont eux aussi été mis à l'honneur.

Il est naturel de s'interroger sur les raisons qui amènent, à l'heure actuelle, une telle reconnaissance de ce domaine qu'est la physique atomique quantique. L'une d'entre elles tient sans doute encore au fait que les théories quantiques heurtent nos esprits classiques et notre vision newtonienne du monde. Mais cette curiosité ne peut expliquer à elle seule l'intérêt grandissant pour ces recherches au cours de ces cinquante dernières années. Deux autres raisons semblent pouvoir apporter une explication à cette situation.

La première tient sans doute au progrès technique car il est très vite apparu que les conditions pour lesquelles les aspects quantiques de la matière pouvaient être contemplés étaient difficiles à satisfaire. Il a fallu attendre l'invention du laser par T. Maiman, les progrès de l'optique et les révolutions de l'informatique et du numérique pour que les récentes découvertes évoquées plus haut puissent voir le jour. C'est grâce à ces avancées qu'une grande quantité de résultats remarquables est aujourd'hui obtenue quotidiennement dans ce domaine.

La seconde tient peut-être à l'importance que ces recherches peuvent avoir comme impact sur notre mode de vie futur ou, tout du moins, sur les progrès technologiques à venir. A l'image du laser qui a révolutionné les technologies du XX^{ème} siècle, le domaine de la physique quantique, et notamment celui de l'information quantique, pourraient bien à nouveau aujourd'hui bouleverser l'état de notre technologie.

Si le domaine de l'information quantique est particulièrement mis en avant, c'est qu'il aborde deux aspects cruciaux de nos sociétés contemporaines en matière de science et de technologie : la cryptographie et le calcul quantique.

La cryptographie est le premier d'entre eux car il s'agit d'un enjeu essentiel de défense militaire mais aussi de sécurité dans l'échange de données entre individus, au travers par exemple de l'échange de fichiers en ligne ou de l'utilisation de moyens de paiement. Utiliser des systèmes de cryptographie [Gisin et al., 2002, Cerf and Grangier, 2007] dans ces situations doit pouvoir assurer une sécurité absolue de l'échange car toute tentative d'espionnage via une mesure de l'état des données transmises perturbe cet état et peut donc être détectée et contournée.

Les méthodes de calcul quantique, et les algorithmes qu'elles utilisent, sont elles aussi au centre de l'attention à l'heure actuelle. Il s'agit d'un aspect devenu important de notre quotidien dans une quête de la performance des outils informatiques. L'aspect quantique présente là encore un intérêt puisqu'on a pu montrer que, pour certains types de problèmes, les calculs peuvent être réalisés plus rapidement au moyen d'un système utilisant les propriétés particulières de la mécanique quantique. Deux algorithmes reviennent régulièrement pour mettre en évidence cette propriété : celui de Shor [Shor, 1994] et celui de Grover [Grover, 1997]. Le premier consiste à factoriser un nombre en ces éléments premiers. Grâce à cet algorithme quantique, la loi temporelle du calcul passe d'une loi classique exponentielle en fonction de la taille du nombre à une loi polynomiale. Dans le second, la recherche d'un élément dans une liste passe d'un loi linéaire par rapport au nombre d'éléments de la liste à une loi proportionnelle à la racine carrée de ce nombre d'éléments.

Il existe de nombreux supports de l'information quantique qui peuvent permettre la mise en oeuvre de telles propriétés. On peut citer notamment les systèmes à base de sources de photons, les systèmes à supraconducteurs, les boîtes quantiques, les ions ou encore les atomes neutres.

Au cours des trente dernières années, la manipulation d'objets quantiques individuels a fait l'objet d'un intérêt particulier. Après les expériences pionnières ayant abouties au piégeage d'un électron dans un piège de Penning [Dehmelt, 1990], au chargement d'un ion unique dans un piège de Paul [Neuhauser et al., 1980] et à l'observation du phénomène de sauts quantiques [Bergquist et al., 1986, Nagourney et al., 1986], plusieurs techniques ont été développées pour refroidir des particules uniques. La mise en oeuvre expérimentale en 1989 du refroidissement optique par bandes latérales [Diedrich et al., 1989] est un exemple remarquable des avancées qui ont accompagnées cette recherche. Plus récemment, l'attention portée sur le piégeage d'objets quantiques individuels a grandi avec la démonstration de leur capacité à être de bons supports quantiques d'information [Nielsen and Chuang, 2000], faisant d'eux une ressource essentielle dans la mise en oeuvre de processus d'information quantique. C'est en poursuivant cette voie que la communauté des ions uniques a accumulé un nombre impressionnant de résultats au cours de ces vingt dernières années

[Benhelm et al., 2008, Chiaverini et al., 2005, Seidelin et al., 2006, Rowe et al., 2002].

Parmi les différentes études qui ont été menées, le piégeage d'atomes neutres individuels n'a été réalisé que plus récemment en raison de la plus faible interaction des atomes neutres avec le champ électromagnétique. A ce jour, deux techniques ont permis de piéger ce type de particules individuellement : les pièges magnéto-optiques ultra-confinants [Hu and Kimble, 1994, Ruschewitz et al., 1996] et les pièges dipolaires optiques microscopiques [Frese et al., 2000, Schlosser et al., 2001, Weber et al., 2006, Yavuz et al., 2006] sur lesquels travaille notamment notre groupe de recherche. L'inconvénient de ces particules est aussi leur avantage car leur faible interaction avec le champ électromagnétique améliore largement leur adressabilité et donc leur efficacité dans un registre de ressources quantiques. Grâce à ces techniques de piégeage individuel, plusieurs résultats ont été obtenus dans le domaine de l'optique quantique. Des portes logiques à un et à deux bits quantiques [Jones et al., 2007, Wilk et al., 2010, Isenhower et al., 2010], ou "qubits", ont pu être réalisées et d'autres expériences ont mises en évidence des propriétés quantiques fondamentales comme le phénomène de coalescence [Beugnon et al., 2006] sur une lame séparatrice ou encore l'intrication de deux atomes piégés individuellement dans deux pièges distincts et éloignés l'un de l'autre.

C'est dans cette dernière branche que j'ai choisi de mener mes études de doctorat. Ce domaine des atomes neutres m'est apparu personnellement comme extrêmement intéressant et ouvrant ses portes vers un très large champ de recherches. Nombreuses sont les pistes que l'on peut envisager suivre à partir de tels systèmes. Il peut s'agir de revisiter certaines questions non complètement élucidées comme par exemple la super-radiance [Akkermans et al., 2008], d'élaborer des expériences de métrologie [Roos et al., 2006], de réaliser des simulateurs quantiques permettant de reproduire et d'interpréter des systèmes plus complexes ou difficilement modélisables [Bloch et al., 2008], ou encore donc de réaliser des calculateurs quantiques [Briegel et al., 2000, Deutsch et al., 2000] dans un futur plus ou moins lointain.

Pour ce dernier type d'expériences, les systèmes employés doivent répondre à un cahier des charges bien précis [Divincenzo, 2000] :

1. leur taille doit pouvoir s'adapter à la difficulté du calcul et ils doivent donc disposer d'un nombre suffisamment important de bits quantiques, ou "qubits" - ~ 100 devraient suffire pour un simulateur quantique, il faudrait compter jusqu'à au moins 10000 pour un ordinateur quantique -,
2. ces qubits doivent par ailleurs être initialisés dans un état de référence précis, identique pour tous,
3. les cohérences des états de superposition doivent être plus longues que la durée de mise en oeuvre des opérations logiques,
4. ces systèmes doivent pouvoir réaliser des opérations à un et à deux qubits

[DiVincenzo, 1995, Barenco et al., 1995] et

5. chacun des qubits doit être adressable, c'est-à-dire pouvoir être interrogé indépendamment des autres.

Les atomes neutres piégés dans des micropinces répondent à chacune de ces contraintes [Birkel and Fortágh, 2007] même si d'autres groupes de recherche, et notamment ceux utilisant des ions piégés [Schmidt-Kaler et al., 2003], ont pris de l'avance dans la réalisation concrète de tels systèmes. Au cours des dernières années, les expériences basées sur des atomes neutres ont néanmoins rattrapé un peu leur retard en réalisant notamment des portes logiques à deux qubits avec [Lukin et al., 2001, Gaetan et al., 2009, Urban et al., 2009, Saffman et al., 2010] ou sans [Cozzini et al., 2006] blocage de Rydberg. D'autres propositions ont été faites pour réaliser des portes de type CNOT à partir d'atomes neutres et plusieurs d'entre elles semblent prometteuses [Jaksch et al., 1999] ou ont déjà été réalisées [Calarco et al., 2000b, Mandel et al., 2003c].

Par rapport à d'autres systèmes, les micropinces optiques offrent une versatilité supplémentaire car elles peuvent travailler aussi bien en régime monoatomique (un seul atome neutre est piégé à la fois dans une pince ($N = 1$), qu'en régime multiatomique ($N > 100$), ou qu'en régime mésoscopique ($N \sim 10$). Un seul système peut ainsi être le support d'étude pour le calcul quantique mais aussi pour l'étude de nuages ultra-froids, petits et denses, et contenant donc des atomes en interaction. Ces objets physiques sont particulièrement intéressants car on ne peut les décrire comme on le fait usuellement à partir d'une étude en champ moyen (comme avec l'équation de Gross-Pitaevskii dans le cas des condensats). Ils ne peuvent pas non plus être décrits simplement à partir d'un calcul s'intéressant individuellement à chacune des particules en interaction. Ils peuvent donc servir d'objets tests pour la physique théorique.

Qu'il s'agisse de calculateurs quantiques ou de l'étude d'ensembles mésoscopiques denses, la réalisation de telles expériences est compliquée et impose souvent une complexité technique qui requiert de l'ingéniosité sur les dispositifs. C'est ainsi que plusieurs types de montages sont apparues ces dernières années avec des géométries différentes les unes des autres, comme par exemple des séries de pièges dipolaires [Dumke et al., 2002], des réseaux à double puits de potentiel [Anderlini et al., 2007] ou encore des micropinces optiques [Schlosser et al., 2001]. Pour combiner la mise en oeuvre de calculs quantiques sur des qubits individuels et l'étude de petits nuages ultra-denses, il est nécessaire de recourir à un objectif de focalisation possédant une grande ouverture numérique et capable de focaliser un faisceau optique sur une taille de l'ordre du micromètre. Jusqu'à récemment, ce genre de dispositif nécessitait la combinaison de plusieurs optiques, mais les récents progrès technologiques permettent maintenant de les réaliser à partir d'une unique lentille et de simplifier les montages expérimentaux tout en ayant des performances remarquables. C'est ce que nous allons mettre en évidence tout au long de ce manuscrit.

Organisation de ce manuscrit

Dans ce qui suit, nous allons décrire les caractéristiques, et tester les performances, d'un nouveau système de piégeage dipolaire d'atomes neutres de rubidium, construit à partir de 2005, au moyen d'une micropince optique obtenue à partir d'une unique lentille asphérique de grande ouverture numérique.

Ce manuscrit se divise en quatre parties :

- Dans le chapitre I, nous reviendrons sur les aspects théoriques du piégeage dipolaire de façon à mettre en évidence les points clés de ce type d'expériences.
- Le chapitre II aura pour but de présenter la lentille asphérique utilisée comme objectif de focalisation du piège dipolaire sur un tout nouveau dispositif expérimental que nous décrirons par la même occasion. Nous montrerons ensuite la capacité de ce nouveau système à piéger des atomes uniques. Nous utiliserons enfin ces mêmes atomes uniques comme sonde du piège dipolaire afin de caractériser ces performances.
- Dans le chapitre III, nous nous concentrerons sur l'état externe de ces atomes dans la pince en nous déterminant la distribution d'énergie des atomes uniques piégés dans la pince optique au moyen de deux techniques différentes et complémentaires.
- Enfin, le chapitre IV présentera trois pistes d'applications pour notre nouveau système. Nous évoquerons successivement le transfert et le transport d'atomes uniques entre deux pinces optiques. Nous nous intéresserons ensuite à l'imagerie et à l'analyse par temps de vol de la distribution des vitesses d'atomes uniques. Nous présenterons enfin les résultats d'une première étude menés sur des micronuages denses.

Listes de publications

- [Sortais et al., 2007]
- [Beugnon et al., 2007]
- [Browaeys et al., 2007]
- [Tuchendler et al., 2008]
- [Fuhrmanek et al., 2010]

Chapitre I

Principe de fonctionnement et propriétés d'un piège dipolaire

Sommaire

I.1	Structure atomique	13
I.1.1	Equation de Schrödinger	13
I.1.2	Structure fine	15
I.1.3	Structure hyperfine	15
I.2	Interaction lumière-matière	16
I.2.1	Champ laser - Hamiltonien d'interaction	16
I.2.2	Pression de radiation et force dipolaire	18
I.2.3	Éléments de matrice dipolaire	25
I.2.4	Réduction des éléments de matrice	26
I.2.5	Diagramme de déplacements lumineux	27
I.3	Durée de vie des atomes dans la pince optique	30
I.3.1	Collisions inélastiques en absence de lumière	31
I.3.2	Collisions inélastiques en présence de lumière	33
I.3.3	Chauffage par la pince optique	35
I.4	Régimes de chargement	35
I.4.1	Régime de faible chargement	35
I.4.2	Régime de fort chargement	36
I.4.3	Régime de blocage collisionnel	36
I.4.4	Versatilité du montage	36

L'observation et la manipulation de particules individuelles ou d'échantillons contenant un petit nombre de particules est à l'heure actuelle, et depuis quelques décennies, au centre de nombreuses expériences en physique sub-atomique [Dehmelt, 1990] et atomique [Neuhauser et al., 1980], en optique quantique et en information quantique [Calarco et al., 2000a, Dorner et al., 2005] ainsi qu'en chimie et en biologie [Mammen et al., 1996]. Ces expériences se basent le plus souvent sur des dispositifs optiques de grande ouverture capables de collecter un signal de très faible amplitude émis par les particules [Neuhauser et al., 1980, Schlosser et al., 2001, Albiez et al., 2005, Wenger et al., 2006]. Les objectifs utilisés fonctionnent généralement à la limite de diffraction et permettent d'observer de petits objets avec la meilleure résolution possible [Sortais et al., 2007].

Plusieurs de ces expériences s'appuient sur la capacité du système d'imagerie à pouvoir non seulement observer des objets microscopiques mais aussi à les piéger et à les manipuler [Roos et al., 2004, Raizen et al., 1992, Bergamini et al., 2004]. Une ouverture numérique importante est en général requise pour réduire la taille du piège. Cette grande ouverture est souvent associée à une imagerie limitée par diffraction permettant la focalisation des faisceaux laser sur des tailles inférieures au micromètre et leur utilisation comme pinces optiques [Grier, 2003].

En physique atomique, ces pinces optiques offrent notamment la possibilité de piéger un ou plusieurs atomes suivant le régime de chargement faible ou fort dans lequel on se place. Pour observer plus particulièrement des atomes neutres piégés, la conception d'optiques de grande ouverture nécessite que l'on prenne en compte les effets d'un environnement sous ultra-vide. De telles optiques peuvent alors être placées soit à l'intérieur de la chambre à vide [Schlosser et al., 2001, Sortais et al., 2007] soit à l'extérieur de celle-ci [Schrader et al., 2004, Weber et al., 2006] mais chacune des deux configurations présentent des inconvénients. Si les optiques sont placées à l'intérieur de la chambre à vide, elles doivent alors pouvoir supporter les températures élevées (> 100 °C) d'un étuvage du système et être compatibles avec un fonctionnement sous ultra-vide. Si les optiques sont placées à l'extérieur de la chambre à vide, le faisceau focalisé doit alors passer à travers les hublots d'entrée et de sortie de la chambre à vide ce qui introduit en général des aberrations.

Dans la phase de conception de telles expériences, il est aussi important de prêter attention à l'agencement du dispositif de piégeage vis-vis des autres éléments du système. Compte tenu de l'ensemble de ces contraintes, il n'est pas rare d'aboutir à des installations souvent complexes tant au niveau de leur conception que de leur réalisation expérimentale [Vignerot, 1998].

Nous allons décrire dans ce chapitre un nouveau dispositif, simple et efficace, capable de piéger des atomes neutres individuellement, qui se base sur la combinaison d'une lentille asphérique de grande ouverture numérique placée à l'intérieur de l'enceinte à vide et d'un petit nombre de lentilles sphériques classiques placées à l'extérieur de cette enceinte.

Nous rappellerons tout d'abord quelques propriétés de la structure interne de l'atome de rubidium (section I.1) que nous manipulerons dans nos expériences. Nous reviendrons ensuite sur les principes théoriques de l'interaction lumière-matière à la base du piégeage optique d'atomes neutres (section I.2). Nous étudierons alors les différents mécanismes pouvant influencer le nombre d'atomes chargés dans un tel piège (section I.3) et pouvant limiter la durée de vie de ces atomes, paramètre fondamental pour mener à bien nos expériences. Nous résumerons enfin les différents régimes de chargement dans lesquels ce type d'expériences peut fonctionner (section I.4).

I.1 Structure atomique

Avant de s'intéresser à ce nouveau système optique, nous allons commencer par rappeler quelques principes théoriques de physique et plus particulièrement d'optique atomique. Que nous utilisons une mélasse optique (MO) ou un piège magnéto-optique (PMO), que l'on manipule une pince optique (PO) ou que l'on envoie un flash sonde pour obtenir une image ou détecter un signal, toutes nos expériences étudieront des atomes de rubidium, isotope ^{87}Rb , au contact de sources laser de différentes natures. Pour mieux comprendre nos résultats, il est donc important de s'attarder un instant sur le rôle de chacun en décrivant dans cette section la structure interne d'atomes au repos de ^{87}Rb et, dans la prochaine section, l'effet d'un champ laser appliqué sur ces atomes.

I.1.1 Equation de Schrödinger

Nos expériences utilisent des atomes de rubidium possédant $Z = 37$ protons dans leur noyau. Il s'agit d'atomes alcalins présentant une structure hydrogénoïde avec un seul électron sur la couche externe.

La structure interne des atomes de rubidium est naturellement régie par l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$H\Psi = E\Psi \tag{I.1}$$

dans laquelle H correspond à l'opérateur hamiltonien, Ψ à la fonction d'onde atomique propre indépendante du temps associée à H , et E à la valeur propre de H associée à la fonction d'onde $\Psi(\{\mathbf{R}_{\mathbf{p}_i}\}_i, \{\mathbf{r}_{\mathbf{e}_i}\}_i)$ où $\mathbf{R}_{\mathbf{p}_i}$ et $\mathbf{r}_{\mathbf{e}_i}$ caractérisent respectivement les positions du $i^{\text{ème}}$ proton et $i^{\text{ème}}$ électron¹.

L'hamiltonien atomique se décompose traditionnellement en un terme d'énergie cinétique H_{cin} et un terme d'énergie potentielle U .

Le premier regroupe les composantes protonique et électronique :

$$H_{cin} = - \sum_i^Z \left(\frac{\hbar^2 \nabla_{\mathbf{R}_{\mathbf{p}_i}}^2}{2m_p} + \frac{\hbar^2 \nabla_{\mathbf{r}_{\mathbf{e}_i}}^2}{2m_e} \right) \tag{I.2}$$

1. On utilise pour cela la transformation traditionnelle $\Psi(\{\mathbf{R}_{\mathbf{p}_i}\}_i, \{\mathbf{r}_{\mathbf{e}_i}\}_i, t) = \Psi(\{\mathbf{R}_{\mathbf{p}_i}\}_i, \{\mathbf{r}_{\mathbf{e}_i}\}_i) e^{-iEt}$

où m_p et m_e représentent les masses d'un proton et d'un électron.

Le second caractérise les interactions internes et externes de l'atome. Dans les situations que nous rencontrerons, le terme dominant de U vient de l'interaction électrostatique entre les protons et les électrons de l'atome². On peut alors utiliser la théorie des perturbations pour décrire les autres termes d'énergie potentielle de l'atome et ainsi écrire :

$$U = U_{p-e} + U_{\text{perturb}} \quad \text{avec} \quad U_{p-e} = \sum_{i,j} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{R}_{\mathbf{p}i} - \mathbf{r}_{e_j}|} \quad (\text{I.3})$$

avec e la charge fondamentale et ϵ_0 la constante de permittivité diélectrique.

La résolution analytique de l'équation (I.1) est possible pour l'atome d'hydrogène ne possédant qu'un seul proton $Z = 1$ et qu'un seul électron [Landau and Lifshitz, 1981]. Elle amène à la définition des trois premiers nombres quantiques n , ℓ et m_ℓ à travers l'utilisation des harmoniques sphériques Y_{ℓ,m_ℓ} et d'une fonction d'onde radiale $R_{n,\ell}$. On peut alors écrire l'amplitude de probabilité de présence associée à un électron $\Psi(r, \theta, \varphi)$ sous la forme :

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R_{n,\ell}(r) Y_{n,\ell,m_\ell}(\theta, \varphi) \quad (\text{I.4})$$

avec :

$$R_{n,\ell}(r) = \sqrt{\frac{(n-\ell-1)!}{2n(n+\ell)!} \left(\frac{2}{na_0}\right)^3} \left(\frac{2r}{na_0}\right)^\ell \exp\left(-\frac{r}{na_0}\right) \mathcal{L}_{n-\ell-1}^{2\ell+1}\left(\frac{2r}{na_0}\right) \quad (\text{I.5})$$

$$Y_{n,\ell,m_\ell}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m_\ell)!}{(n+m_\ell)!}} \mathcal{P}_{\ell,m_\ell}(\cos\theta) e^{im_\ell\varphi} \quad (\text{I.6})$$

et où a_0 représente le rayon de Bohr, $\mathcal{L}_{n-\ell-1}^{2\ell+1}$ un polynôme de Laguerre et $\mathcal{P}_{\ell,m_\ell}$ un polynôme de Legendre.

Par commutation de l'hamiltonien avec toutes les composantes du moment cinétique orbital \mathbf{L} , on détermine de façon exacte les énergies propres E_n du système ainsi que la norme du moment cinétique \mathbf{L}^2 et sa projection dans une direction privilégiée \mathbf{L}_z . Les harmoniques sphériques Y_{ℓ,m_ℓ} sont dans ces deux derniers cas les vecteurs propres associés avec :

$$\hat{\mathbf{L}}^2 Y_{\ell,m_\ell} = \hbar^2 \ell(\ell+1) Y_{\ell,m_\ell} \quad (\text{I.7})$$

$$\hat{\mathbf{L}}_z Y_{\ell,m_\ell} = \hbar m_\ell Y_{\ell,m_\ell} \quad (\text{I.8})$$

Si l'aspect angulaire des solutions obtenues pour l'atome d'hydrogène avec les harmoniques sphériques restent valables lorsque l'on passe à des atomes contenant plus d'un proton ($Z > 1$), les énergies propres et les expressions de la fonction d'onde radiale sont en revanche modifiées. Seule une résolution numérique permet d'en obtenir les valeurs. En outre, l'ajout de termes d'interaction supplémentaire comme celle avec un champ laser modifie les résultats précédents mais une approche perturbative permet néanmoins d'établir avec précision la structure interne de l'atome.

2. D'autres interactions, comme celle entre les électrons eux-mêmes, sont à prendre en compte mais elles sont négligées ici.

I.1.2 Structure fine

Jusqu'à présent, nous n'avons pas tenu compte du spin électronique dans notre approche énergétique. Celui-ci est pourtant bien présent et intervient à travers l'opérateur de spin \mathbf{S} . La fonction d'onde de spin χ_s associée est alors vecteur propre de l'opérateur \mathbf{S}^2 avec :

$$\hat{\mathbf{S}}^2 \chi_s = \hbar^2 S(S+1) \chi_s \quad \text{et} \quad S = \frac{1}{2} \quad (\text{I.9})$$

Ce spin électronique influe sur la structure énergétique de l'atome puisqu'il est associé à un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$. En effet, lorsqu'un électron se déplace autour du noyau, un champ magnétique \mathbf{B} proportionnel au moment cinétique orbital \mathbf{L} est créé et une interaction magnétique naît alors du couplage entre \mathbf{S} et \mathbf{L} . L'énergie potentielle $V_{s-o} \propto -\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$ associée au couplage spin-orbite s'ajoute aux termes cinétique et coulombien déjà évoqués et le nouvel hamiltonien atomique s'écrit :

$$H = H_{cin} + V_{coulomb} + V_{s-o} \quad (\text{I.10})$$

Pour résoudre correctement ce nouveau problème, il est nécessaire de s'intéresser maintenant au moment cinétique total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ et de ne plus faire référence aux nombres quantiques n, ℓ et m_ℓ . Le nouveau jeu de nombres quantiques utiles est alors le triplet $|n, J, m_J\rangle$ qui vérifie $|\ell - S| \leq J \leq \ell + S, -J \leq m_J \leq J$ et :

$$\hat{\mathbf{J}}^2 |n, J, m_J\rangle = \hbar^2 J(J+1) |n, J, m_J\rangle \quad (\text{I.11})$$

$$\hat{J}_z |n, J, m_J\rangle = \hbar m_J |n, J, m_J\rangle \quad (\text{I.12})$$

La prise en compte du couplage spin-orbite revient alors simplement à déplacer les niveaux d'énergie atomiques d'une valeur :

$$\Delta E_{s-o} \propto -\hbar^2 (J(J+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)) \quad (\text{I.13})$$

ce qui permet de lever la dégénérescence des niveaux de même ℓ^3 .

Dans ces conditions, les transitions possibles doivent respecter les règles de sélection suivantes :

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \text{avec} \quad J = 0 \leftrightarrow 0 \quad ; \quad \Delta \ell = \pm 1 \quad (\text{I.14})$$

I.1.3 Structure hyperfine

La prise en compte du spin nucléaire \mathbf{I} permet d'aller encore plus loin dans la représentation des différents niveaux d'énergie atomiques. Elle donne accès à la structure hyperfine de l'atome en différenciant des niveaux caractérisés par le même doublet (ℓ, J) . Le moment cinétique utile est alors le moment cinétique atomique $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$, couplage du moment cinétique électronique et du spin nucléaire. Comme précédemment, les nombres quantiques sont alors F et m_F avec $|J - I| \leq F \leq J + I$ et $-F \leq m_F \leq F$.

3. Les effets relativistes ou d'électrodynamique quantique peuvent aussi être pris en compte [Condon and Shortley, 1999, Lamb and Retherford, 1947, Messiah, 1999]

La figure I.1 présente la partie de cette structure hyperfine utile pour la suite de ce manuscrit. Elle s'intéresse au niveau fin fondamental $5S_{1/2}$ ainsi qu'aux niveaux excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ correspondant aux raies D_1 et D_2 du spectre de raies du rubidium.

Il est possible de lever la dégénérescence des sous-niveaux possédant le même m_F , appelés sous-niveaux Zeeman. L'application d'un champ magnétique extérieur \mathbf{B} le long d'un axe de quantification arbitraire z déplace par exemple chaque sous-niveau d'une quantité dépendant de m_F selon la relation [Steck, 2010] :

$$\Delta E_{Zee} = \mu_B g_F m_F B_z \quad (\text{I.15})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F le facteur de Landé associé au moment cinétique atomique et B_z la composante de \mathbf{B} sur l'axe de quantification. La figure I.1 précise les valeurs du facteur de Landé pour les différents sous-niveaux présentés. Elles ont été obtenues à partir de la relation suivante :

$$g_F \simeq g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (\text{I.16})$$

et des valeurs :

$$g_J(5S_{1/2}) \simeq 2,00 \quad ; \quad g_J(5P_{1/2}) \simeq 0,67 \quad ; \quad g_J(5P_{3/2}) \simeq 1,34 \quad (\text{I.17})$$

I.2 Interaction lumière-matière

Le couplage qui résulte de cette interaction est à l'origine des mécanismes d'absorption, d'émission stimulée ou d'émission spontanée, auxquels nous ferons régulièrement appel par la suite.

Cette interaction est donc particulièrement importante pour notre étude et nous allons maintenant en rappeler les principales propriétés.

I.2.1 Champ laser - Hamiltonien d'interaction

Nous allons considérer dans la suite du texte un champ laser caractérisé par un champ électrique monochromatique cohérent de pulsation ω_L , de vecteur d'onde \mathbf{k}_L , d'amplitude $\mathcal{E}_L(\mathbf{r})$ et de polarisation $\boldsymbol{\epsilon}_L(\mathbf{r})$ de la forme :

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_L(\mathbf{r}) \left[\boldsymbol{\epsilon}_L(\mathbf{r}) e^{i(\omega_L t - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r})} + c.c. \right] \quad (\text{I.18})$$

En présence d'un tel champ, un atome neutre polarisable, de polarisabilité α , est perturbé.

- Son nuage électronique est déformé et peut alors être décrit comme un dipôle. L'atome initialement stable dans son état fondamental peut alors subir des transitions atomiques appelées "transitions dipolaires" qui vérifient les règles de sélection suivantes :

$$\Delta F = 0 \quad ; \quad \Delta m_F = \pm 1 \quad (\text{I.19})$$

$$\Delta F = \pm 1 \quad ; \quad \Delta m_F = \varepsilon \quad (\text{I.20})$$

avec $\varepsilon = \{0; -1; +1\}$ pour des transitions de polarisation respectivement π , σ^- et σ^+ .

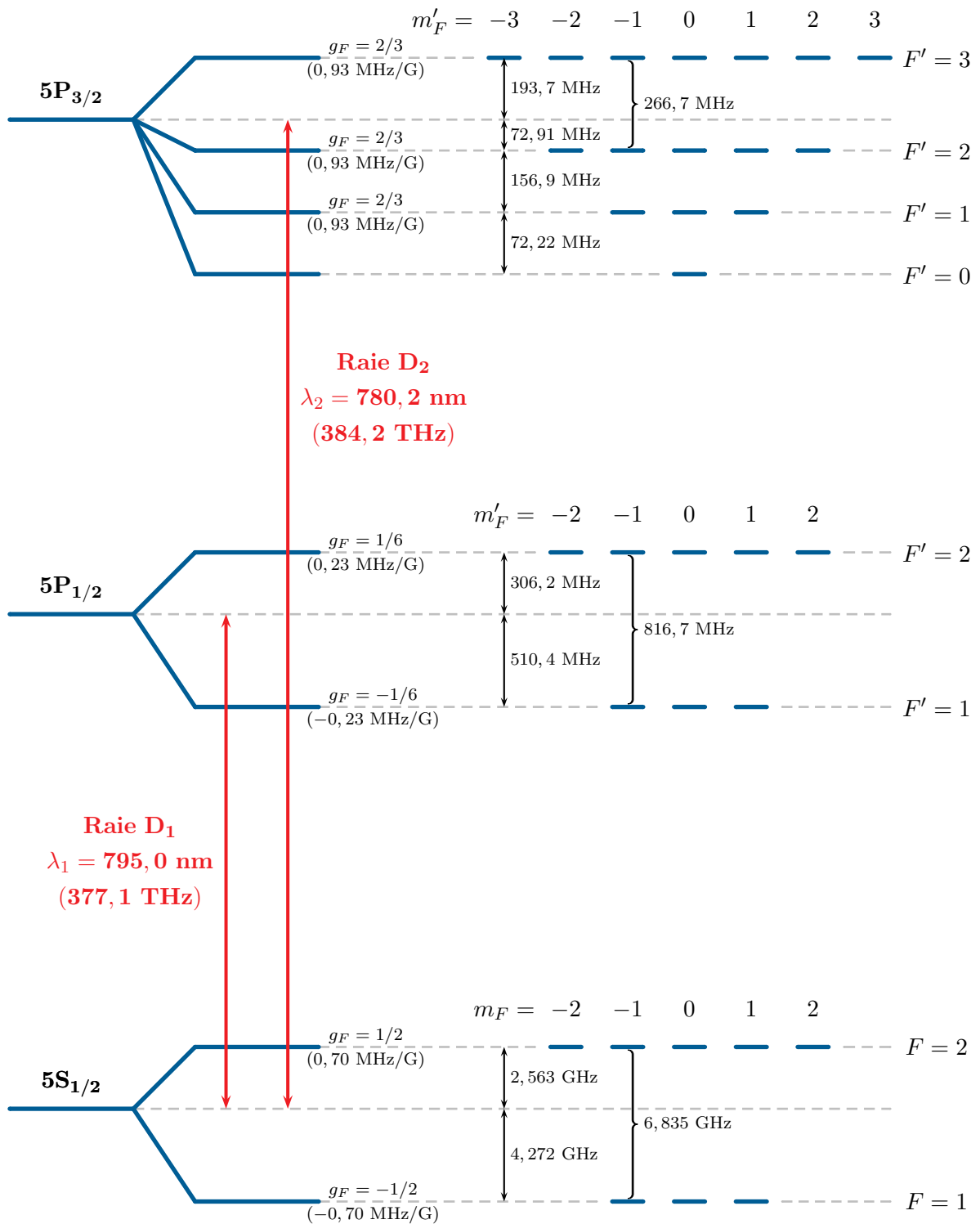


FIGURE I.1 – Niveaux $|F, m_F\rangle$ de la structure hyperfine de l'atome de rubidium. On a représenté les niveaux utiles pour notre expérience, le niveau fondamental $5S_{1/2}$ et les niveaux excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$.

- Le champ laser modifie les niveaux d'énergie de l'atome isolé et il convient alors de parler d'atome "habillé" par le champ laser et de recalculer les niveaux d'énergie de la structure atomique. L'équation de Schrödinger que nous avons introduit dans (I.1) est donc modifiée en présence du champ laser. Il faut maintenant tenir compte d'un hamiltonien d'interaction, appelé "hamiltonien dipolaire électrique", qui s'écrit de façon générale sous la forme :

$$H_{dip} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_L \quad (\text{I.21})$$

dans laquelle intervient l'opérateur dipolaire $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$.

I.2.2 Pression de radiation et force dipolaire

Nous allons commencer par nous intéresser à l'action mécanique du champ laser sur un atome polarisable. Celle-ci se traduit par l'existence de deux forces d'interaction. La première, appelée "force de pression de radiation" est dissipative et permet notamment de refroidir les atomes tandis que la seconde, appelée "force dipolaire", est conservative et sert notamment à créer un puits de potentiel piégeant lorsqu'elle est combinée à la force de pression de radiation.

Nous allons établir les expressions de ces deux forces de manière à énoncer quelques résultats théoriques qui nous seront utiles par la suite. Pour décrire les processus d'interaction entre photons et atomes, nous adoptons le point de vue de [Cohen-Tannoudji et al., 2001] dans lequel l'action d'un champ laser incident comme celui de la relation I.18 est décrit à partir des équations de Bloch optiques.

Equations de Bloch optiques

Considérons, pour simplifier les calculs, un atome au repos placé à l'origine d'un système de coordonnées et ne possédant que deux niveaux discrets d'énergie non dégénérés, l'un fondamental $|f\rangle$ et l'autre excité $|e\rangle$, de largeur naturelle Γ , séparés l'un de l'autre d'une énergie $\hbar\omega_0$. Avec le formalisme de la matrice densité ρ dans l'approximation des vitesses de variation indépendantes, les équations de Bloch optiques indépendantes du temps s'écrivent :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ff} = -i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ef} - \tilde{\rho}_{fe}) + \Gamma\tilde{\rho}_{ee} \quad (\text{I.22})$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ee} = i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ef} - \tilde{\rho}_{fe}) - \Gamma\tilde{\rho}_{ee} \quad (\text{I.23})$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{fe} = -i\delta_L\tilde{\rho}_{fe} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{bb}) - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{fe} \quad (\text{I.24})$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ef} = i\delta_L\tilde{\rho}_{ef} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{bb}) - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{ef} \quad (\text{I.25})$$

où δ_L est le désaccord laser par rapport à la transition atomique tel que :

$$\delta_L = \omega_L - \omega_0 \quad (\text{I.26})$$

Nous avons introduit dans ces expressions la fréquence de Rabi Ω , définie par :

$$\hbar\Omega = -\mathbf{d}_{fe} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_L \mathcal{E}_L \quad (\text{I.27})$$

qui caractérise l'intensité du couplage entre le champ et l'atome. Son expression fait intervenir \mathbf{d}_{fe} qui représente l'élément de matrice dipolaire réel tel que :

$$\mathbf{d}_{fe} = \langle e | \hat{\mathbf{d}} | f \rangle$$

On utilise souvent le vecteur de Bloch de composantes (u, v, w) pour résoudre ce système d'équations. On a alors à résoudre le système :

$$\dot{u} = \delta_L v - \frac{\Gamma}{2} u \quad (\text{I.28})$$

$$\dot{v} = -\delta_L u - \Omega w - \frac{\Gamma}{2} v \quad (\text{I.29})$$

$$\dot{w} = \Omega v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} w \quad (\text{I.30})$$

u et v représentent les composantes de la valeur moyenne du moment dipolaire moyen $\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle$ respectivement en phase et en quadrature de phase du champ laser incident. On établit en effet que :

$$\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle = \text{Tr}(\rho \hat{\mathbf{d}}) = \mathbf{d}_{fe} (\rho_{fe} + \rho_{ef}) \quad (\text{I.31})$$

$$= \mathbf{d}_{fe} (\tilde{\rho}_{fe} e^{i\omega_L t} + \tilde{\rho}_{ef} e^{-i\omega_L t}) \quad (\text{I.32})$$

$$= 2\mathbf{d}_{fe} (u \cos \omega_L t - v \sin \omega_L t) \quad (\text{I.33})$$

Quant à w , elle représente la demi-différence de population entre les états fondamental et excité puisque la condition de normalisation sur la trace de la matrice densité impose :

$$\rho_{ff} + \rho_{ee} = 1 \quad \text{ou encore} \quad \tilde{\rho}_{ff} + \tilde{\rho}_{ee} = 1 \quad (\text{I.34})$$

soit :

$$w = \frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{ff}) = -\frac{1}{2} + \tilde{\rho}_{ee} \quad (\text{I.35})$$

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à des situations pour lesquelles, le champ laser appliqué à l'atome peut être considéré comme stationnaire. Dans ces cas particuliers, les équations de Bloch optiques ont pour solutions :

$$u_{st} = \frac{\Omega}{2} \frac{\delta_L}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (\text{I.36})$$

$$v_{st} = \frac{\Omega}{2} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (\text{I.37})$$

$$w_{st} + \frac{1}{2} = \tilde{\rho}_{ee} = \frac{\Omega^2}{4} \frac{1}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (\text{I.38})$$

et s'expriment souvent en fonction du paramètre de saturation s défini par :

$$s = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{I.39})$$

qui permet alors d'écrire :

$$u_{st} = \frac{\delta_L}{\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (\text{I.40})$$

$$v_{st} = \frac{\Gamma}{2\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (\text{I.41})$$

$$w_{st} + \frac{1}{2} = \tilde{\rho}_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (\text{I.42})$$

La relation (I.42) indique que, pour même pour un champ laser résonant et d'amplitude importante élevée, c'est-à-dire pour s élevé, la population dans l'état excité est limité et ne peut dépasser $\frac{1}{2}$. On dit alors que la transition est saturée.

Equations de Heisenberg

Pour rendre compte des processus d'interaction, le modèle précédent doit inclure un déplacement de translation de l'atome de masse M dans le système de coordonnées ce qui revient à tenir compte de la position de son centre de masse \mathbf{R} de quantité de mouvement \mathbf{P} et donc d'un hamiltonien d'interaction dépendant de \mathbf{R} .

L'équation de Heisenberg en coordonnées \mathbf{R} et \mathbf{P} , régissant le mouvement du centre de masse de l'atome dans le champ laser, s'écrit, en valeur moyenne :

$$M\langle\ddot{\mathbf{R}}\rangle = -\left\langle\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}}\right\rangle \quad (\text{I.43})$$

Le membre de gauche de cette dernière équation représente simplement l'accélération r_G du centre de masse G de l'atome. Le membre de droite, quant à lui, se résume au seul gradient de l'hamiltonien dipolaire électrique puisque la moyenne du champ quantique dû à l'émission spontanée est nulle. Il ne reste donc que :

$$Mr_G = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla_j \mathbf{E}_L(r_G) \quad (\text{I.44})$$

où le membre de droite peut être interprété comme la force moyenne \mathcal{F} agissant sur le centre de masse de l'atome et résultant de l'interaction entre cet atome et le champ laser.

Compte tenu de l'expression du champ électrique introduit à la relation (I.18), au voisinage de l'origine du système de coordonnées, le gradient de ce champ fait ressortir deux termes :

$$\nabla_j \mathbf{E}_L(\mathbf{0}) = \epsilon_j \cdot [\cos \omega_L t \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \mathcal{E}_L(\mathbf{R}) - \sin \omega_L t \mathcal{E}_L(\mathbf{0}) \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} (-\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{R})] \quad (\text{I.45})$$

Grâce à (I.33) et en prenant les valeurs stationnaires pour les solutions des équations de Bloch optiques, la force \mathcal{F} s'écrit :

$$\mathcal{F} = (\epsilon_L \cdot \mathbf{d}_{fe}) [u_{st} \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \mathcal{E}_L(\mathbf{R}) + v_{st} \mathcal{E}_L(\mathbf{0}) \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} (-\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{R})] \quad (\text{I.46})$$

Le premier terme de (I.46) correspond à une force proportionnelle au gradient d'amplitude du champ laser et à la composante en phase du dipôle, c'est la force dite "dipolaire" :

$$\mathcal{F}_{dip} = (\epsilon_L \cdot \mathbf{d}_{fe}) u_{st} \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \mathcal{E}_L(\mathbf{R}) \quad (\text{I.47})$$

Le second terme de (I.46) correspond à une force proportionnelle au gradient de phase du champ laser et à la composante en quadrature de phase du dipôle, c'est la force dite "de pression de radiation" :

$$\mathcal{F}_{pr} = (\epsilon_L \cdot \mathbf{d}_{fe}) u_{st} \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \mathcal{E}_L(\mathbf{R}) \quad (\text{I.48})$$

Il est commode de réécrire ces termes au moyen de la fréquence de Rabi définie plus haut (I.27). Ainsi :

$$\mathcal{F}_{dip} = -\hbar \Omega u_{st} \frac{\nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \Omega}{\Omega} \quad (\text{I.49})$$

et :

$$\mathcal{F}_{pr} = -\hbar \Omega v_{st} \nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} (-\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{R}) \quad (\text{I.50})$$

Pour cette dernière, dans le cas très souvent rencontré d'une onde plane, la relation se met sous la forme :

$$\mathcal{F}_{pr} = -\hbar \mathbf{k}_L \Omega v_{st} \quad (\text{I.51})$$

Pression de radiation

Intéressons nous à présent exclusivement au terme de pression de radiation. Un simple bilan classique d'énergie permet d'établir que le nombre moyen de photons absorbés par unité de temps s'écrit :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \Omega v \quad (\text{I.52})$$

ce qui dans l'approximation stationnaire conduit d'après (I.51) à :

$$\mathcal{F}_{pr} = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} \hbar \mathbf{k}_L \quad (\text{I.53})$$

Cette expression traduit clairement le fait que, par le processus isotrope de l'émission spontanée, un atome gagne, en moyenne par unité de temps, l'impulsion d'un photon incident multipliée par le nombre de photons incidents sur l'atome par unité de temps. Ce nombre peut être obtenu [Cohen-Tannoudji et al., 2001] grâce à la solution de la troisième équation de Bloch optique et vaut :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} = \Gamma \rho_{ee}^{st} \quad (\text{I.54})$$

Finalement, d'après (I.38), l'expression de la force de pression de radiation devient :

$$\mathcal{F}_{pr} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (\text{I.55})$$

et vérifie [Weiner et al., 1999] qu'à haute intensité le taux d'absorption de photon sature et tend vers $\frac{\Gamma}{2}$.

En pratique, plutôt que d'utiliser le paramètre de saturation défini dans (I.39), on exprime souvent la force de pression de radiation en fonction du paramètre de saturation à résonance :

$$s_r = 2 \left(\frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2 \quad (\text{I.56})$$

On obtient alors la relation suivante :

$$\mathcal{F}_{pr} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_r}{1 + s_r + \left(2 \frac{\delta_L}{\Gamma} \right)^2} \quad (\text{I.57})$$

Le paramètre s_r est pratique car il se met sous la forme simple :

$$s_r = \frac{I_L}{I_{sat}} \quad (\text{I.58})$$

qui fait apparaître l'intensité optique du faisceau laser $I_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\mathcal{E}_L|^2$ et l'intensité à saturation $I_{sat} = \frac{\hbar \omega_0^3}{12\pi c^2} \Gamma = 16,7 \text{ W.m}^{-2}$.

Force dipolaire et potentiel dipolaire

A partir de (I.49), le second terme de \mathcal{F} se met sous la forme :

$$\mathcal{F}_{dip} = -\hbar \frac{\delta_L}{4} \frac{\nabla|_{\mathbf{R}=\mathbf{0}} \Omega^2}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (\text{I.59})$$

Lorsque la fréquence de Rabi est constante pour tout \mathbf{R} , c'est-à-dire pour une onde plane, ce terme devient nul. Il l'est aussi lorsque le désaccord laser devient nul. Cette force sera donc prédominante sur la force de pression de radiation pour des désaccords laser très importants et au niveau du col du faisceau laser.

Plaçons nous dans les conditions suivantes, réalistes du point de vue expérimental :

- le laser n'est résonnant qu'avec une seule transition atomique (atomes à deux niveaux),

- le désaccord δ_L du laser par rapport à la transition est grand devant la largeur naturelle $|\delta_L| \gg \Gamma$ de la transition atomique. Ceci est bien vérifié sur notre expérience où nous verrons que $\lambda_L = 850$ nm correspond à un désaccord $|\delta_L| \sim 200$ THz $\gg \Gamma = 2\pi \times 6,065$ MHz pour la raie D2.

On montre dans ces conditions que l'énergie potentielle d'interaction dipolaire se met sous la forme [Grimm et al., 2000, Cohen-Tannoudji et al., 2001] :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L} = \frac{\hbar}{8I_{sat}}\Gamma^2\frac{I_L}{\delta_L} \quad (\text{I.60})$$

dans le régime de faible saturation pour lequel $s \ll 1 \leftrightarrow \Omega \ll |\delta_L|$.

On rappelle par ailleurs que :

- $I_L = \frac{1}{2}\epsilon_0 c |\mathcal{E}_L|^2$ est l'intensité du faisceau laser,
- Γ est la largeur naturelle de la transition telle que : $\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}d^2$, avec d l'élément de matrice dipolaire de la transition étudiée.
- I_{sat} est l'intensité de saturation définie par : $I_{sat} = \frac{\hbar\omega_0^3}{12\pi c^2}\Gamma$.

Il ressort de la relation (I.60) que pour un désaccord négatif ($\delta_L < 0$), l'énergie potentielle d'interaction dipolaire est négative. L'atome qui tend à minimiser son énergie sera dans ce cas attiré par les zones où l'intensité laser I_L est maximale.

La force dipolaire est donc attractive pour des faisceaux désaccordés vers le rouge de la transition atomique et les atomes sont dans ce cas attirés par les zones de champ intense. Au contraire, pour des faisceaux désaccordés vers le bleu, l'interaction est répulsive et les atomes sont rejetés vers les zones de champ nul.

Expérimentalement, il est aisé de créer des zones d'intensités laser différentes. Il suffit pour cela de focaliser plus ou moins le faisceau laser grâce à un système optique. En désaccordant la source laser vers des longueurs d'onde plus élevées que celle de la transition atomique ($\omega_L < \omega_0$, c'est-à-dire $\delta_L < 0$), il est possible d'obtenir une pince optique (PO) au niveau du col du faisceau laser.

Cas d'un faisceau gaussien

Les sources laser que nous utilisons en pratique dans nos expériences sont toutes couplées dans des fibres optiques monomodes. Ces fibres nous permettent de rester dans l'approximation paraxiale pour laquelle un faisceau focalisé est bien modélisé par un mode transverse gaussien de type TEM₀₀.

Si l'on note P_L la puissance optique du faisceau laser issue d'une telle fibre et qui se propage selon l'axe Oz , le profil d'intensité en coordonnées cartésiennes (x, y, z) de ce faisceau se met sous la forme :

$$I_L(x, y, z) = \frac{I_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp \left[- \left(\frac{2x^2}{w_x^2} + \frac{2y^2}{w_y^2} \right) \frac{1}{1 + z^2/z_R^2} \right] \quad (\text{I.61})$$

où :

- $I_0 = \frac{2P}{\pi w_x w_y}$ est l'intensité maximale du faisceau,
- w_x et w_y sont les tailles du col laser pour lesquelles l'intensité vaut :

$$I_L(w_x, 0, z) = \frac{I_L(0, 0, z)}{e^2}$$

quelque soit z .

Il est aussi souvent fait référence à $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ lorsque le faisceau est symétrique et qu'on a donc $w_x = w_y = w_0$.

- $z_R = \frac{\pi w_x w_y}{\lambda_L}$ est la longueur de Rayleigh du laser focalisé.

De la relation (I.61), on déduit alors aisément l'expression de l'énergie potentielle d'interaction dipolaire :

$$U_{dip}(x, y, z) = \frac{U_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp \left[- \left(\frac{2x^2}{w_x^2} + \frac{2y^2}{w_y^2} \right) \frac{1}{1 + z^2/z_R^2} \right] \quad (\text{I.62})$$

où U_0 correspond à la profondeur maximale du piège et a pour expression :

$$U_0 = \frac{\hbar \Gamma^2}{8 I_{sat} \delta_L} I_0 < 0 \quad (\text{I.63})$$

Au voisinage de son col, le faisceau laser a donc radialement la forme d'une gaussienne de tailles w_x et w_y , et longitudinalement l'allure d'une lorentzienne caractérisée par z_R . Il attirera les atomes en son col où le puits de potentiel est le plus profond. Le piège sera d'autant plus confinant que ce col sera petit et que les rayons w_x et w_y seront petits.

Dans le cas où les atomes piégés sont suffisamment froids, leur énergie mécanique est suffisamment faible pour qu'ils n'explorent que le fond de la pince optique qui peut alors être modélisée par un potentiel de type harmonique. Autour de $z = 0$, on peut donc appliquer l'approximation harmonique au potentiel dipolaire et écrire celui-ci de la façon suivante :

$$U(x, y, z) = U_0 \left(1 + \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right) \quad (\text{I.64})$$

avec ω_x , ω_y et ω_z , les pulsations propres d'oscillations du potentiel. Les expressions de ces pulsations sont alors obtenues en effectuant un développement limité de la relation (I.62) au second ordre :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_x^2}} \quad ; \quad \omega_y = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_y^2}} \quad ; \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2\lambda_L^2 |U_0|}{m \pi^2 w_x w_y}} \quad (\text{I.65})$$

Il est possible d'estimer la pulsation moyenne $\bar{\omega}$ ressentie au cours du temps par les atomes n'explorant que le fond du puits de potentiel en calculant la moyenne géométrique des pulsations sur la trois directions :

$$\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z} \quad (\text{I.66})$$

Enfin, le potentiel dipolaire lui-même peut être décrit quantiquement. Les niveaux d'énergie d'un potentiel harmonique sont équidistants les uns des autres dans chaque direction de l'espace et les énergies associées vérifient :

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega_x \left(n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_y \left(n_y + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{I.67})$$

De ces résultats, il ressort qu'à puissance laser constante, les pulsations d'oscillations sont d'autant plus élevées et l'écart entre les niveaux d'énergie d'autant plus grand que le col laser est étroit. En minimisant celui-ci, le volume de piégeage reste limité et permet sur un même système de piéger à la fois un ou plusieurs atomes.

I.2.3 Eléments de matrice dipolaire

Avant d'établir un diagramme de déplacements lumineux dus à l'interaction atome-champ, nous allons revenir brièvement sur l'opérateur dipolaire et ses éléments de matrice. Nous allons à nouveau adopté ici le point de vue de [Cohen-Tannoudji et al., 2001] et le formalisme de l'atome habillé.

En absence d'interaction, l'hamiltonien décrivant le système {atome + champ} a pour états propres l'ensemble $\{|f, N\rangle, |e_i, N\rangle\}_i$, où $|f\rangle$ et $|e_i\rangle$ correspondent respectivement aux niveaux fondamental et excités de l'atome seul, et où N est le nombre de photons dans le mode du champ laser utilisé.

En présence d'interaction, l'hamiltonien dipolaire électrique ne couple que les niveaux d'une même multiplicité, c'est-à-dire les états $\{|f, N+1\rangle, |e_i, N\rangle\}_i$ d'énergie respectives :

$$E_f = (N+1)\hbar\omega_L \quad \text{et} \quad E_{e_i} = \hbar\omega_{e_i} + N\hbar\omega_L \quad (\text{I.68})$$

Les éléments de matrice à calculer sont donc de la forme :

$$\langle e_i, N | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_L | f, N+1 \rangle \quad (\text{I.69})$$

Dans la formule (I.69), on peut réécrire le champ électrique quantifié sous la forme de l'opérateur :

$$\hat{\mathbf{E}}_L = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} \epsilon_L (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (\text{I.70})$$

où V est le volume de quantification, et où \hat{a} et \hat{a}^\dagger sont les opérateurs d'annihilation et de création de photon dans le mode du champ laser. En tenant compte du caractère cohérent de ce champ, les éléments de matrice de la formule (I.69) deviennent :

$$\langle e_i, N | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_L | f, N+1 \rangle = \frac{\mathcal{E}_L}{2} \langle e_i | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}} | f \rangle \quad (\text{I.71})$$

Dans le cas général, les états atomiques de l'équation (I.71) sont les états hyperfins de l'atome de rubidium caractérisés par les nombres quantiques F et m_F comme nous l'avons vu précédemment. Les éléments de matrice à calculer dans la formule (I.77) sont donc de la forme :

$$\langle F, m_F | e^{\hat{\mathbf{r}}} | F', m_{F'} \rangle \quad (\text{I.72})$$

Nous allons maintenant développer ces calculs pour obtenir les différents déplacements lumineux des états de l'atome de rubidium qui nous seront utiles. On prendra donc pour le spin électronique et le spin nucléaire les valeurs respectives suivantes : $S = 1/2$ et $I = 3/2$.

I.2.4 Réduction des éléments de matrice

Comme l'opérateur dipolaire électrique est une observable vectorielle, on peut utiliser le théorème de Wigner-Eckart pour en évaluer les éléments de matrice.

On montre [Brink and Satchler, 1994] que ces éléments de matrice dipolaire peuvent s'écrire comme le produit d'un coefficient de Clebsch-Gordon et d'un élément de matrice réduit selon la formule :

$$\langle F, m_F | e r_q | F', m_{F'} \rangle = \langle F || e r_q || F' \rangle \langle F, m_F | F', 1; m_{F'}, q \rangle \quad (\text{I.73})$$

dans laquelle $q = 0; -1; +1$ suivant l'état de polarisation du laser respectivement linéaire (π), circulaire gauche (σ^-) ou circulaire droit (σ^+). Cette équation peut aussi être exprimée de façon plus symétrique au moyen des coefficients 3-j de Wigner qui traduisent le couplage de deux moments angulaires :

$$\langle F, m_F | e r_q | F', m_{F'} \rangle = \langle F || e \hat{r} || F' \rangle (-1)^{F'-1+m_F} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.74})$$

Dans ces expressions, le coefficient de Wigner (ou de Clebsch-Gordon), est nul si les sous-niveaux considérés ne satisfont pas la relation de sélection suivante :

$$m_F = m_{F'} + q$$

Il est possible de simplifier encore l'expression de l'élément de matrice réduit en introduisant les coefficients 6-j de Wigner qui traduisent le couplage des trois moments angulaires, L , S et I dans notre cas. On obtient alors une nouvelle équation :

$$\langle F || e \hat{r} || F' \rangle = \langle J || e \hat{r} || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{2F'+1} \sqrt{2J+1} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \quad (\text{I.75})$$

Enfin, les éléments de matrice réduits restant peuvent être évalués à partir des mesures expérimentales de durée de vie des différents niveaux atomiques. Soit $\Gamma_{JJ'}$ la largeur de raie associée à une transition donnée entre deux états, caractérisés par J et J' , et séparés d'une énergie $\hbar\omega_{JJ'}$, l'élément de matrice réduit vérifie [Loudon, 2010] :

$$|\langle J || e \hat{r} || J' \rangle|^2 = \Gamma_{JJ'} \frac{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}{\omega_{JJ'}^3} \frac{2J'+1}{2J+1} \quad (\text{I.76})$$

Grâce à ces résultats, on établit le diagramme de déplacements lumineux des deux niveaux utiles de la structure atomique du rubidium dans notre expérience, c'est-à-dire l'état $5S_{1/2}$ et l'état $5P_{3/2}$.

I.2.5 Diagramme de déplacements lumineux

En créant un puits de potentiel, la force dipolaire déplace les niveaux d'énergie d'un atome les uns par rapport aux autres [Grimm et al., 2000].

La théorie des perturbations indépendantes du temps, développée au second ordre du champ électrique, permet d'obtenir l'amplitude de ces déplacements pour chacun des niveaux d'énergie E_i d'un atome perturbé par le champ laser. Le déplacement lumineux associé s'écrit de la façon suivante :

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_I | i \rangle|^2}{E_i - E_j} \quad (\text{I.77})$$

avec toujours :

$$H_I = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_L \quad (\text{I.78})$$

Dans l'expression (I.77), $|i\rangle$ et $|j\rangle$ sont des états possibles de l'atome habillé par le champ laser [Cohen-Tannoudji et al., 2001], E_i et E_j les énergies correspondantes et la somme s'effectue sur l'ensemble des états de l'atome autre que l'état dont on cherche à caractériser le déplacement.

En faisant l'hypothèse que le laser est proche de résonance pour un nombre fini de transitions atomiques, nous nous plaçons dans l'approximation séculaire pour laquelle seuls les termes de la somme possédant un dénominateur quasi-nul seront à prendre en compte, les termes hors résonance étant par conséquent négligés.

Pour quantifier les déplacements lumineux des niveaux atomiques sous l'effet de la force dipolaire, il est donc nécessaire de déterminer les transitions atomiques à prendre en compte.

Dans le dispositif expérimental que nous présenterons dans la section II.1, nous utilisons un faisceau de piégeage ayant une longueur d'onde $\lambda_{dip} = 850$ nm. Les transitions atomiques les plus proches pour l'isotope 87 du rubidium sont rappelées dans le tableau I.1 ci-dessous. Ce tableau fournit par ailleurs les valeurs expérimentales des largeurs de raie naturelles des différents niveaux atomiques associés à ces transitions [Heavens, 1961, Sheng et al., 2008, Gomez et al., 2004, Gomez et al., 2005].

TABLE I.1 – Transitions atomiques utilisées dans le calcul des déplacements lumineux des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb . On donne la longueur d'onde de la transition dans le vide ainsi que la largeur de raie naturelle associées à chaque niveau fin.

Transition	λ (en nm)	Niveau fin	Γ (en MHz)
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (raie D1)	794,98	$5P_{1/2}$	$2\pi \times 5,746$
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ (raie D2)	780,24	$5P_{3/2}$	$2\pi \times 6,065$
$5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$	776,15	$5D_{3/2}$	$2\pi \times 0,646$
$5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$	775,98	$5D_{5/2}$	$2\pi \times 0,667$
$5P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$	762,10	$7S_{1/2}$	$2\pi \times 1,809$
$5P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$	741,02		

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous nous intéresserons ici particulièrement au niveau fondamental $5S_{1/2}$, dans lequel un atome se trouve le plus souvent, ainsi qu'au niveau excité $5P_{3/2}$ qui intervient dans les mécanismes de refroidissement par laser. Nous ne chercherons donc pas à étudier le déplacement lumineux du niveau excité $5P_{1/2}$ et ne tiendrons donc pas compte de la transition à 762,10 nm.

L'ensemble des résultats précédents permet d'écrire le décalage énergétique de chaque niveau hyperfin. Considérons l'un d'entre eux, caractérisé par les nombres quantiques J, F, m_F . Le décalage dû à l'un des autres états $J', F', m_{F'}$ en présence du champ laser d'amplitude \mathcal{E}_L et de polarisation q s'écrit :

$$A(J, F, m_F, J', F'_{\min}, F'_{\max}, I, q) = \sum_{F'=F'_{\min}}^{F'_{\max}} \sum_{m'_{F'}=-F'}^{F'} \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}{\omega_{5P_{3/2}}^3} \frac{(2J'+1)}{(2J+1)} \frac{\Gamma_{5S_{1/2}}}{\hbar(\omega_L - \omega_{J,F;J',F'})} \frac{|\mathcal{E}_L|^2}{4} \\ \times \left[(-1)^{J+I+m_F} \sqrt{(2F'+1)(2F+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & 1 \end{pmatrix} \right]^2 \quad (I.79)$$

Si nous prenons ainsi l'exemple de l'état $5S_{1/2}$, pour lequel les règles de sélection imposent de ne tenir compte que des états $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, soumis à un champ laser polarisé linéairement, on obtient le résultat suivant :

$$\Delta E_{5S_{1/2}}(F, m_F) = A_{5P_{3/2}}(1/2, F, m_F, 3/2, 0, 3, 3/2, 0) \\ + A_{5P_{1/2}}(1/2, F, m_F, 1/2, 1, 2, 3/2, 0) \quad (I.80)$$

En suivant cette démarche, nous avons calculé l'ensemble des déplacements lumineux pour les niveaux utiles. La figure I.2 permet d'observer le déplacement des sous-niveaux hyperfins de l'état excité $5P_{3/2}$ pour une configuration expérimentale typique de notre dispositif. La figure I.3 présente à titre indicatif les déplacements des sous-niveaux hyperfins de l'état excité $5P_{1/2}$. En ce qui concerne l'état fondamental, et pour les mêmes conditions expérimentales, chaque sous-niveau est déplacé d'une même quantité égale à -432 MHz. Sur les figures I.2 et I.3, nous avons pris à chaque fois le niveau hyperfin de plus basse énergie comme référence. Les écarts peuvent être déduits des données fournies à la figure I.1.

La figure I.4 présente par ailleurs l'évolution des sous-niveaux de l'état excité $5P_{3/2}$ en fonction de la puissance P_L du faisceau laser de piégeage sur une gamme expérimentalement accessible comprise entre 0 et 100 mW.

Naturellement, à faibles intensités laser, les niveaux atomiques sont peu déplacés et restent quasiment dégénérés comme on pouvait le prévoir. Lorsque l'intensité laser augmente, les différents déplacements lumineux deviennent très importants et permettent de lever clairement la dégénérescence de chaque niveau hyperfin. Certains sous-niveaux sont ainsi déplacés de plusieurs centaines de MHz par rapport à l'état d'un atome au repos dans le vide.

Nous avons ajouté à la figure I.4 les niveaux d'énergie fictifs à résonance avec les faisceaux de refroidissement et de repompeur que nous utiliserons sur nos expériences pour créer le

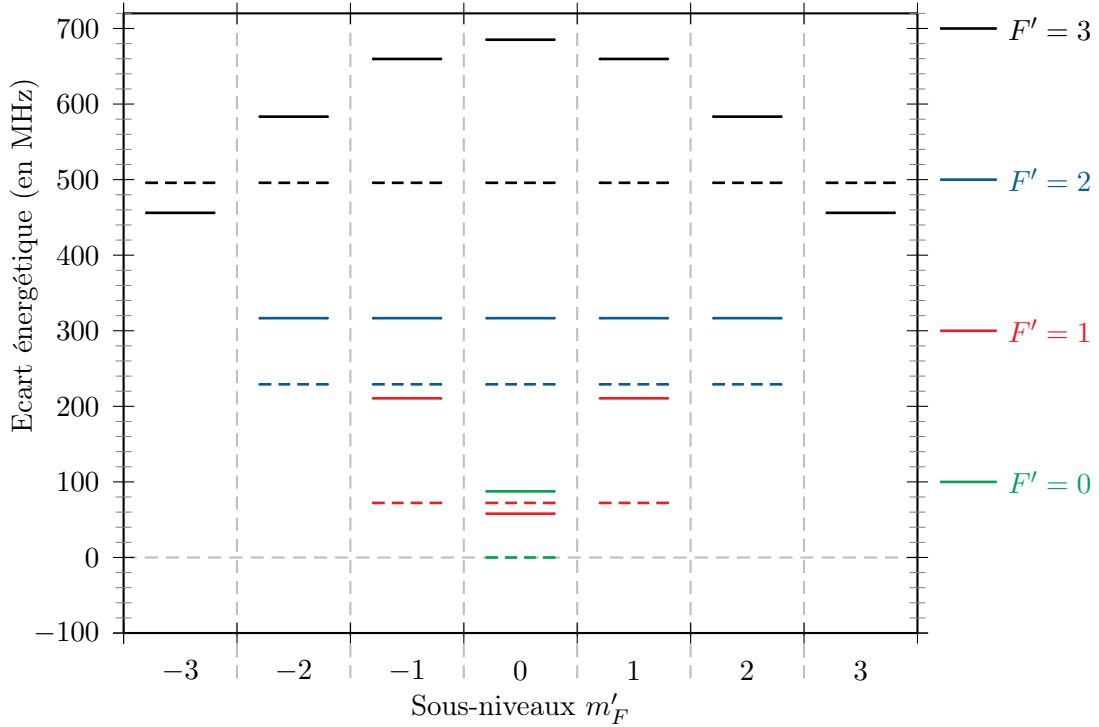


FIGURE I.2 – Déplacements lumineux des sous-niveaux hyperfins de l'état excité $5P_{3/2}$. On a pris ici $P_L = 75$ mW, $w_0 = 1,03$ μm , $\lambda_L = 850$ nm et une polarisation linéaire π . Les pointillés marquent la position de ces mêmes niveaux en absence de champ laser.

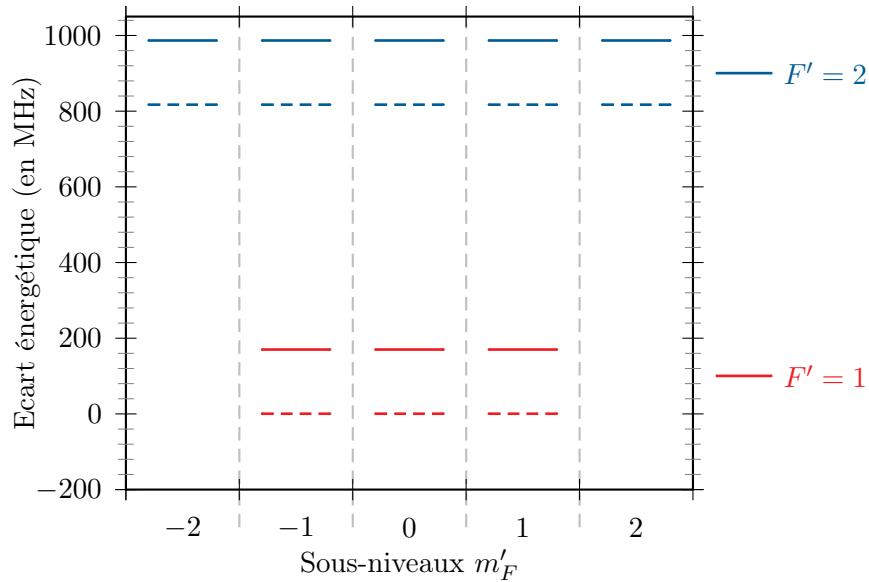


FIGURE I.3 – Déplacements lumineux des sous-niveaux hyperfins de l'état excité $5P_{1/2}$. On a pris ici le même jeu de paramètres que pour la figure I.2.

réservoir d'atomes froids, soit en MO, soit en PMO. On s'aperçoit ici que des résonances apparaissent lorsque la puissance de la PO augmente. Remarquons en particulier la présence de plusieurs résonances pour le faisceau repompeur refroidissement dans la gamme de puissance

comprise entre 20 et 30 mW entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$.

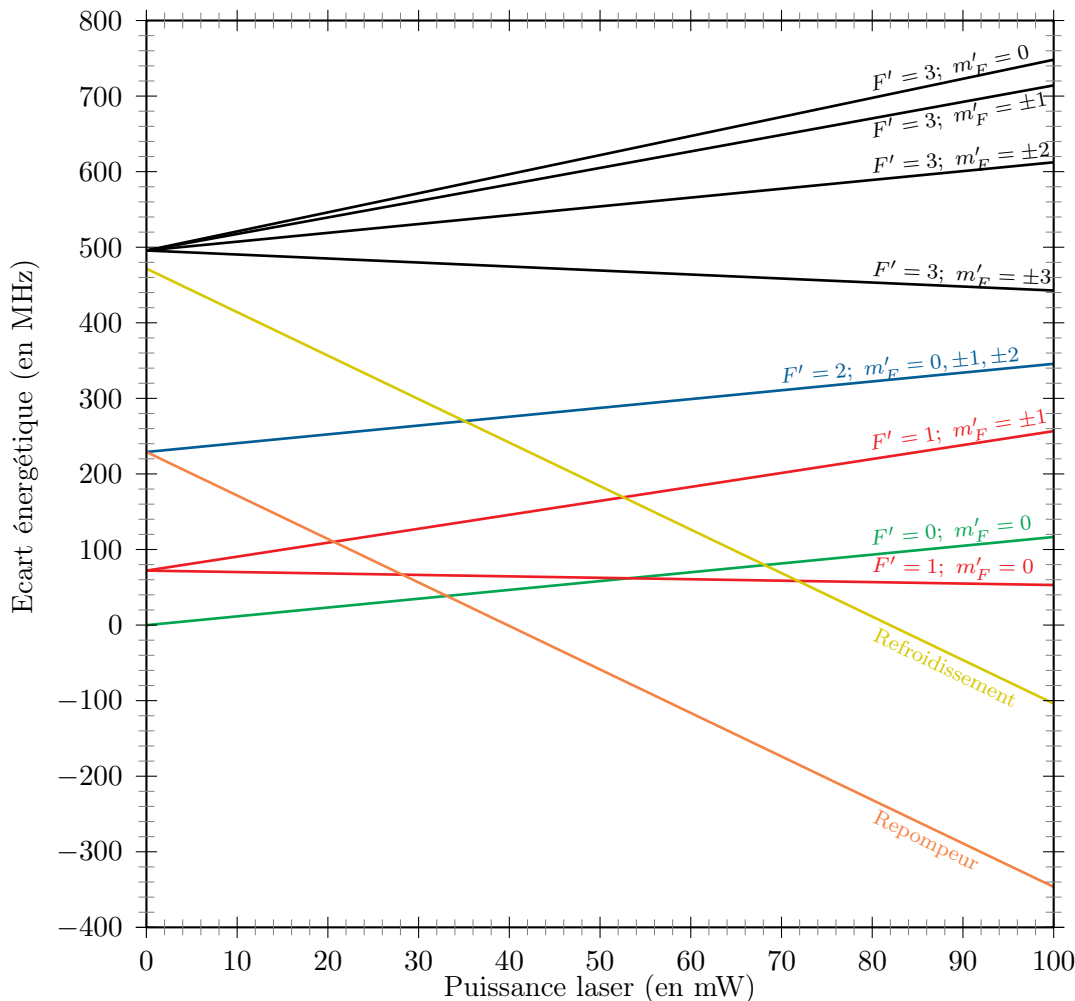


FIGURE I.4 – Schéma des déplacements lumineux des sous-niveaux hyperfins $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb en fonction de la puissance du laser piégeant. On a pris ici un col laser $w_0 = 1,03 \mu\text{m}$, une longueur d'onde $\lambda_L = 850 \text{ nm}$ et une polarisation linéaire π .

Remarque : les figures I.2, I.3 et I.4 ont été calculées pour correspondre à une situation expérimentale réaliste. Nous détaillerons dans le chapitre II comment il est possible d'avoir accès à ces grandeurs et quels ont été les résultats expérimentaux obtenus avec notre dispositif.

I.3 Durée de vie des atomes dans la pince optique

La durée de vie des atomes dans la PO est un paramètre expérimental crucial qu'il importe de mesurer. C'est en effet cette durée qui limite le temps d'interaction maximal dont on dispose pour interagir avec la particule. On peut d'ailleurs distinguer deux situations différentes : une première dans laquelle la ou les particules chargées dans le piège sont dites "dans le noir" car toute source lumineuse autre que la PO est coupée, et une seconde dans laquelle un ou

plusieurs faisceaux résonants ou quasi-résonants sont allumés.

Quelque soit la configuration expérimentale dans laquelle on se trouve, la présence d'une source laser est toujours requise et entraîne des mécanismes de chauffage qui peuvent être importants. De plus, des mécanismes de pertes par collisions avec des atomes du gaz résiduel, de la MO ou du PMO, ou encore d'un jet atomique, sont inévitables et limitent eux-aussi la durée de vie des atomes dans la PO.

Nous allons revenir dans cette section sur la nature de ces différentes sources de pertes que l'on peut rencontrer dans ce type d'expérience.

I.3.1 Collisions inélastiques en absence de lumière

La perte d'un atome de la PO peut notamment être due à des pertes inélastiques à un, deux voire trois corps pour des nuages piégés de densité élevée ($\sim 10^{15}$ at.cm⁻³). Chacun de ces mécanismes est caractérisé par un taux de pertes. On note traditionnellement γ le taux de pertes à un corps, β celui des pertes à deux corps et L celui des pertes à trois corps.

Chaque mécanisme de pertes a pour effet de limiter la densité n du nuage dans la PO dont l'évolution est alors régie par l'équation suivante :

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n - \beta n^2 - Ln^3 \quad (\text{I.81})$$

en l'absence de tout chargement.

Expérimentalement, la densité est estimée à partir de la mesure du nombre d'atomes N présent à un instant t dans la PO et du volume V occupé par ce nuage.

On peut alors réécrire l'équation (I.81) en terme de N :

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N - \beta \int_V n^2(\mathbf{r}, t) d^3r - L \int_V n^3(\mathbf{r}, t) d^3r \quad (\text{I.82})$$

Lorsque le nombre d'atomes est faible cette équation s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N - 2\beta' \frac{N(N-1)}{2} - L' \frac{N(N-1)(N-2)}{3} \quad (\text{I.83})$$

avec $\beta' = \frac{\beta}{V}$ et $L' = \frac{L}{V^2}$.

Le passage de (I.83) à (I.82) se comprend bien lorsqu'on remarque que le terme de pertes à deux corps doit être proportionnel au nombre de paires d'atomes $\frac{N(N-1)}{2}$ présentes dans la PO et que chaque collision engendre la pertes des deux atomes. On peut appliquer le même raisonnement pour le terme de pertes à trois corps.

Pertes à un corps

Elles sont essentiellement dues aux collisions d'un atome de la PO avec un gaz environnant le piège, qu'il s'agisse d'atomes de rubidium provenant de la source ou du réservoir d'atomes

froids (MO ou PMO), ou de molécules de dihydrogène présentes dans l'enceinte et responsable de la pression résiduelle dans l'enceinte sous ultra-vide. Dans chaque cas, le processus de diffusion peut être décrit à partir de l'interaction dipôle-dipôle de Van der Waals. et conduit à l'éjection de l'atome piégé. Le taux de pertes à un corps γ peut être déterminé à partir de la densité du gaz environnant et des différentes sections efficaces de diffusion qui ont été expérimentalement mesurées [Bali et al., 1999].

Pertes à deux corps

En l'absence de lumière, ce terme est principalement dû à des collisions entre deux atomes du piège entraînant le changement d'état hyperfin de l'un des deux atomes [Cline et al., 1994]. Considérons deux atomes, l'un dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ et l'autre dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$, entrant en collision. Au cours de celle-ci, l'atome dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ peut subir une inversion de spin vers l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ et apporter une énergie cinétique de 6,834 GHz à la paire d'atomes, correspondant à l'écart d'énergie entre les deux niveaux conformément à la figure I.1 et 10 à 100 fois grande que la profondeur de la PO pour des puissances comprises entre 10 et 75 mW.

Les valeurs typiques du taux de pertes à deux corps dans le cas du ^{87}Rb sont $\sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [Gensemer et al., 1997, Gensemer et al., 2000].

Une préparation de l'ensemble des atomes de la PO dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ permet de limiter très largement ce mécanisme de pertes sans pour autant l'empêcher totalement en raison de transition Raman inévitables, qui repompent de $F = 1$ vers $F = 2$, dues à la présence du faisceau laser de piégeage.

Pertes à trois corps

Pour ce mécanisme, trois atomes du piège doivent se retrouver au même instant, en un même point de l'espace. La probabilité que de tels événements se produisent ne devient importante que pour des densités avoisinant $\sim 10^{15} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ et reste négligeable dans la plupart des situations usuelles où les densités maximales sont de l'ordre de $\sim 10^{10} - 10^{12} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$. Des densités aussi élevées ne peuvent être atteintes que si le nombre moyen d'atomes \bar{N} dans la PO est suffisamment grand et que la taille de la PO est microscopique.

Les valeurs typiques du taux de pertes à trois corps dans le cas du ^{87}Rb sont $\sim 10^{-29} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [Burt et al., 1997, Söding et al., 1999]. Quant aux valeurs des sections efficaces de diffusion, elles sont plus délicates à obtenir même si certains modèles théoriques ont pu être développés et ont montré une dépendance du taux de pertes en fonction de la section efficace selon une loi de puissance [Fedichev et al., 1996].

Ce taux de pertes doit être particulièrement limité lorsqu'on met en oeuvre un processus d'évaporation forcée ayant pour but d'obtenir des systèmes dégénérés ultra-froids [Sebby-Strabley et al., 2005].

I.3.2 Collisions inélastiques en présence de lumière

En présence de lumière quasi-résonante, d'autres mécanismes de pertes apparaissent. Ceux-ci sont à inclure dans le terme de pertes à deux corps car ils mettent tous en jeu deux atomes soumis à une excitation par une sonde puis désexcité par un processus d'émission spontanée. Nous allons en faire un inventaire rapide en précisant l'origine de ces mécanismes.

Fuites radiatives

Considérons la situation suivante dans laquelle des atomes chargés dans leur état fondamental à l'intérieur de la PO sont éclairés par une sonde de pulsation ω_s quasi-résonante avec le niveau $5P_{3/2}$. En présence de cette lumière, une paire d'atomes peut être excitée de l'état $|SS\rangle = |5S_{1/2} + 5S_{1/2}\rangle$ vers l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|SP\rangle + |PS\rangle) = |5S_{1/2} + 5P_{3/2}\rangle$ par absorption d'un photon par l'un ou l'autre des deux atomes de la paire [Gallagher and Pritchard, 1989].

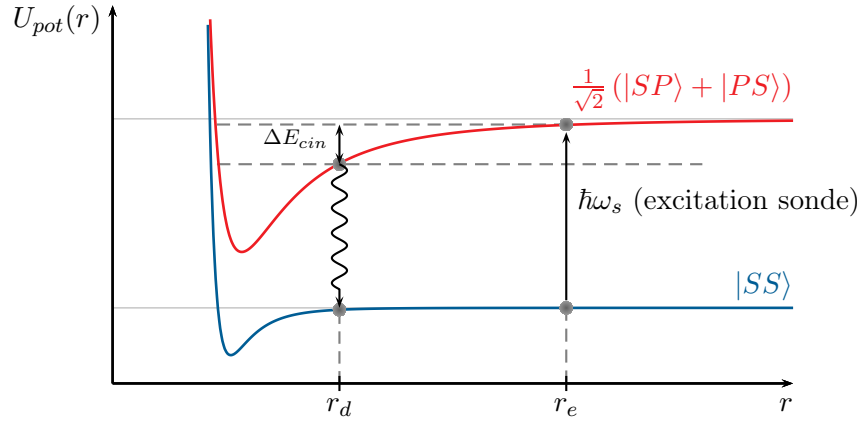


FIGURE I.5 – Energie potentielle d'une paire d'atomes en fonction de la distance interatomique. La paire est excitée par une sonde pour une distance r_e . La désexcitation intervient pour une distance r_d et l'énergie cinétique acquise lors de l'évolution dans l'état excité entraîne la perte des deux atomes.

Cette excitation fait passer la paire d'atomes d'un profil énergétique de diffusion de type Van der Waals en $-1/r^6$, où r est la distance interatomique, à un profil dipolaire en $-1/r^3$ pour lequel l'interaction à longue distance est plus importante et entraîne l'accélération des deux atomes l'un vers l'autre (r diminue). Notons r_e la distance à laquelle a lieu l'excitation et r_d celle à laquelle a lieu la désexcitation, chaque atome retombe sur le profil du potentiel de Van der Waals en ayant gagné suffisamment d'énergie cinétique pour que les deux atomes quittent le piège.

Ce type de collisions assistées par la lumière a déjà fait l'objet de nombreuses études et se révèle souvent prédominant devant les autres. Il est donc important d'en préciser les aspects théoriques.

Nous adoptons ici le point de vue [Gallagher and Pritchard, 1989] dans lequel le coefficient de pertes à deux corps associé β_{lum} est déterminé en calculant d'une part la probabilité $P_e(r_e)$ d'être excité par le faisceau sonde pour une distance interatomique r_e et d'autre part

la probabilité, une fois excitée, que la paire arrive à la distance r_d sans s'être désexcitée $P_d(r_d, r_e)$. On a alors :

$$\beta_{lum} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} 4\pi r_e^2 P_e(r_e) P_d(r_e, r_d) dr_e \quad (I.84)$$

En prenant pour durée de vie de l'état excité de la paire d'atome la valeur $1/2\Gamma$, la probabilité P_d s'écrit dans ce cadre :

$$P_d(r_e, r_d) = \exp \left[-2\Gamma \sqrt{\frac{\mu}{2}} \int_{r_d}^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{U(r) - U(r_e)}} \right] \quad (I.85)$$

où μ correspond à la masse réduite du système, où $U(r)$ est le potentiel de la paire d'atome excité dans l'état $|5S_{1/2} + 5P_{3/2}\rangle$ et où le terme d'excitation P_e n'est autre que le taux de diffusion de photons relatif à la sonde :

$$P_e(r_e) = \Gamma \frac{\frac{I_L(r_e)}{I_{sat}}}{1 + \frac{I_L(r_e)}{I_{sat}} + \left(\frac{\delta_{sonde} - U(r_e)}{\Gamma} \right)^2} \quad (I.86)$$

dans lequel on a tenu compte du désaccord supplémentaire dû au déplacement du niveau excité à la distance r_e .

Pour des conditions expérimentales typiques, β_{lum} est de l'ordre de $10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Changement d'état fin

Un autre phénomène, lié au précédent, peut amener à la perte d'une paire d'atomes. Reprenons donc la situation précédente pour laquelle, après excitation, la paire d'atomes se trouve dans l'état $|5S_{1/2} + 5P_{3/2}\rangle$. L'étude du diagramme de niveaux moléculaires du rubidium montre la présence d'un croisement de niveaux entre les états $|5S_{1/2} + 5P_{3/2}\rangle$ et $|5S_{1/2} + 5P_{1/2}\rangle$ pour une distance $r_{flip} \simeq 8\text{Å}$. Si la paire d'atomes reste excitée jusqu'à r_{flip} , l'atome excité peut subir un changement d'état fin. Après désexcitation, même si l'énergie cinétique récupérée au cours du processus d'absorption-émission ne suffit pas à expulser les deux atomes, ceux-ci peuvent récupérer l'énergie des 15 nm séparant les deux niveaux fins, équivalent à $\sim 168 \text{ K}$ par atome. Cette énergie est largement suffisante pour entraîner la perte des deux atomes.

Photoassociation

Il existe un dernier mécanisme pouvant aboutir à la perte d'une paire d'atomes. Par photoassociation, une paire d'atomes initialement dans l'état fondamental $|SS\rangle$ peut être excitée vers un état lié moléculaire. Ce phénomène se manifeste lorsque l'excitation a lieu pour une distance r_C appelée "longueur de Condon" et mène à la perte de la molécule qui est le plus souvent insensible au potentiel dipolaire créée par la PO car les énergies libérées lors de la désexcitation sont là encore nettement plus importantes que la profondeur du piège.

Des mesures spectroscopiques ont montré la présence d'excitations possibles autour de la raie D_2 du rubidium et particulièrement dans la zone 800 – 850 nm [Miller et al., 1993].

I.3.3 Chauffage par la pince optique

Bien que, comme nous le verrons dans la section II.1, la pince optique utilise un faisceau laser hors résonance, l'interaction du laser avec les atomes de la pince est non-nulle et peut entraîner une perte d'atomes. En l'occurrence, même si la probabilité qu'un atome de la PO diffusent un photon du laser piégeant est faible, elle suffit à induire un chauffage des atomes et *in fine* à leur sortie du piège.

Le calcul complet des sources de chauffage dû au piège dipolaire dans le cas restreint d'un atome à deux niveaux a été conduit dans [Schlosser, 2001]. Il montre notamment que pour nos expériences, la diffusion par les atomes des photons de la PO est le terme prépondérant parmi les différentes contributions. Le taux de chauffage auquel il est associé est :

$$\alpha = 2E_r\Gamma_{sp} \quad (\text{I.87})$$

où $E_r = \frac{\hbar^2 k_{1,2}^2}{2m}$ est l'énergie de recul pour l'une ou l'autre des raies D_1 ou D_2 et Γ_{sp} est le taux de diffusion de photons qui vaut [Grimm et al., 2000] :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_L^3} \left(\frac{2}{\delta_2^2} + \frac{1}{\delta_1^2} \right) I_L = \frac{\Gamma I_L}{8 I_{sat}} \left(\frac{2\Gamma^2}{3\delta_2^2} + \frac{\Gamma^2}{3\delta_1^2} \right) \quad (\text{I.88})$$

avec δ_1 et δ_2 les désaccords respectifs du faisceau de la PO par rapport aux raies D_1 et D_2 .

Pour les raies D_1 et D_2 , l'énergie de recul vaut ~ 180 nK. Typiquement, avec $\lambda_L = 850$ nm, pour une puissance $P_L = 10$ mW et un col laser $w_0 = 1,03$ μm , on atteint un taux de diffusion de photons de ~ 80 photons.s⁻¹ qui correspond à un taux de chauffage $\alpha \sim 30$ $\mu\text{K.s}^{-1}$.

Nous reviendrons sur la mesure du taux de chauffage α dans le chapitre suivant à la partie II.4.2.

I.4 Régimes de chargement

Le piégeage expérimental d'atomes neutres dans des pinces optiques n'est pas récent et plusieurs articles ont décrit au cours des vingt dernières années les différents mécanismes pouvant intervenir dans ce type d'expériences pour des pièges dipolaires optiques de taille plus ou moins importantes [Metcalf and van der Straten, 1994, Kuppens et al., 2000, Kulatunga et al., 2010]. Depuis une dizaine d'année d'ailleurs, notre groupe utilise un système expérimental piégeant des atomes individuels. Cette équipe a largement contribué à étudier les conditions du chargement d'atomes dans des micro-PO et elle a mis en évidence deux régimes de chargement différents [Schlosser et al., 2001, Schlosser, 2001].

I.4.1 Régime de faible chargement

Dans le régime de faible chargement, le nombre moyen d'atomes présents dans la pince à un instant t est très faible $\bar{N} \ll 1$. \bar{N} dépend à la fois du taux de chargement R_0 de la pince par un réservoir et d'un taux de pertes à un corps noté γ . Ce nombre moyen d'atomes varie explicitement suivant la loi $\bar{N} = \frac{R_0}{\gamma}$ et la valeur particulière $\bar{N} = 1/2$ est obtenue pour $R_0^{(1)} = \frac{\gamma}{2}$.

I.4.2 Régime de fort chargement

Dans le régime de fort chargement, $\bar{N} \gg 1$ ce qui signifie que plusieurs atomes cohabitent en même temps dans la PO. Ceci ne peut avoir lieu que si le taux de chargement R_0 devient suffisamment important. Il doit notamment être supérieur au taux de pertes à deux corps β qui apparaît lorsqu'une paire d'atomes entre en interaction. Dans ce cas, $\bar{N} = \sqrt{\frac{R_0}{\beta}}$ et $\bar{N} = 1/2$ est obtenue pour $R_0^{(2)} = \frac{\beta}{4}$.

I.4.3 Régime de blocage collisionnel

Il peut donc exister un domaine de taux de chargement pour lequel il est facile de charger un atome dans la PO mais où le piégeage de tout atome supplémentaire conduit à la perte des deux atomes. On parle alors de "blocage collisionnel" [Schlosser et al., 2002] et $\bar{N} = 1/2$. La condition à respecter pour le taux de chargement est $R_0^{(1)} < R_0^{(2)}$. Dans le cas contraire, le nombre d'atomes dans le piège augmente sans marquer de plateau à $\bar{N} = 1/2$.

I.4.4 Versatilité du montage

Le paramètre important décidant de la présence ou de l'absence du blocage collisionnel est la taille du col laser. En effet, le volume de piégeage variant en w_0^4 et le taux de pertes à deux corps étant inversement proportionnel à ce volume, l'existence d'un plateau dépend crucialement de l'aspect microscopique du piège. Sur l'expérience historique de notre groupe [Darquié, 2005], le col laser théorique vaut $w_0 = 0,7 \mu\text{m}$ ce qui correspond à $\beta = 1000 \text{ at}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Le plateau de blocage collisionnel s'étend dans ces conditions sur près de trois ordres de grandeur avec R compris entre 10^{-1} et $10^2 \text{ at}.\text{s}^{-1}$.

Si l'on veut pouvoir passer d'un régime à l'autre, il faut donc trouver un compromis entre la gamme de taux de chargement accessible et la largeur du plateau donc du col laser.

Nous allons à présent détailler le dispositif expérimental de nouvelle génération que nous avons réalisé pour piéger efficacement un ou plusieurs atomes dans une pince optique (PO).

Chapitre II

Description et test du dispositif expérimental

Sommaire

II.1	Conception du système optique	38
II.1.1	Contraintes expérimentales	38
II.1.2	Une simple lentille asphérique comme MiGOU	42
II.1.3	Mise en forme du faisceau et imagerie de la PO	43
II.1.4	Analyse du front d'onde	44
II.1.5	Réponse impulsionnelle de l'objectif	47
II.1.6	Bilan	51
II.2	Présentation générale du dispositif	52
II.2.1	Système à vide	54
II.2.2	Ralentisseur Zeeman	56
II.2.3	Banc optique	58
II.2.4	Réservoir d'atomes froids	59
II.2.5	Imagerie du réservoir	62
II.2.6	Profil du faisceau sonde	62
II.2.7	Séquences expérimentales et acquisition des données	64
II.3	Caractérisation du réservoir d'atomes froids	67
II.3.1	Positionnement du nuage	67
II.3.2	Etalonnage du faisceau sonde	69
II.3.3	Densité au centre du réservoir	72
II.3.4	Mesure de la température du nuage	72
II.3.5	Imagerie du piège à la photodiode à avalanche	81
II.4	Signaux d'atomes uniques	82
II.4.1	Couplage dans une fibre	82
II.4.2	Durée de vie des atomes dans le piège	85
II.4.3	Polarisation de la lumière émise par les atomes uniques	87
II.5	Propriétés de la pince optique et du système d'imagerie	89

II.5.1	Fréquences d'oscillations et col de la pince optique	89
II.5.2	Résolution du système d'imagerie	94

Le chapitre précédent nous a permis d'introduire les principes théoriques à la base du piégeage d'atomes neutres dans une PO. L'objectif de ce second chapitre est de présenter la démarche que nous avons adoptée pour atteindre ce but d'un point de vue pratique.

Nous commencerons par étudier dans la section II.1 les performances d'un objectif capable de mettre en oeuvre les principes de bases présentés au chapitre I.1. Nous présenterons ensuite les éléments techniques essentiels du système de refroidissement par laser de notre expérience à la section II.2 puis nous décrirons à la section II.3 les expériences de base permettant de caractériser le réservoir d'atomes froids à partir duquel sera chargé la PO. Nous montrerons alors dans la section II.4 la preuve du piégeage individuel d'atomes de rubidium dans la nouvelle génération de PO et nous verrons dans la section II.5 qu'il est possible d'utiliser ces mêmes atomes uniques pour vérifier une partie des résultats théoriques établis au chapitre I.

II.1 Conception du système optique

Les principes théoriques du piégeage dipolaire étant établis, nous décrirons ici les techniques expérimentales permettant sa mise en oeuvre pratique.

Notre objectif est de focaliser un faisceau laser désaccordé par rapport à une transition atomique de rubidium pour créer un potentiel dipolaire d'une profondeur suffisante pour piéger des atomes.

La conception optique de l'objectif de focalisation doit prendre en compte les critères évoqués à la section I.2.2 tout en respectant les nombreuses exigences que la manipulation d'un petit nombre d'atomes requiert ainsi qu'un certain nombre de contraintes imposées par les techniques de refroidissement et d'imagerie que nous emploierons avec notre dispositif. Nous allons donc établir dans ce qui suit le cahier des charges de notre expérience.

II.1.1 Contraintes expérimentales

L'objectif de cette partie est de faire un inventaire des principales caractéristiques que doit présenter un banc optique de focalisation et d'imagerie pour permettre le piégeage d'atomes neutres individuels.

Taille du piège dipolaire

Si l'on veut pouvoir piéger et maîtriser l'évolution d'un seul et unique atome neutre dans une PO, l'une des principales exigences que doit satisfaire le col du faisceau laser est d'avoir une taille qui n'excède pas quelques micromètres. On montre en effet que le blocage collisionnel n'apparaît que pour des cols w tels que $w < 4 \mu\text{m}$.

En outre, plus le point focal du faisceau laser de la PO sera petit, plus le volume de piégeage sera réduit et plus l'atome sera localisé et par conséquent adressable, critère fondamental pour mettre en oeuvre des protocoles d'information quantique.

Pour une puissance optique donnée, la profondeur du piège dipolaire sera d'autant plus grande que le laser sera focalisé. Il est donc préférable de disposer d'un objectif optique limité par diffraction, corrigé des aberrations géométriques, permettant de maximiser l'intensité lumineuse d'un mode TEM₀₀ et possédant l'ouverture numérique ON la plus grande possible. L'ancienne génération de système de focalisation de notre groupe [Vigneron, 1998] possède par exemple un objectif composé de 9 lentilles sphériques ouvert à ON = 0,7.

Réservoir d'atomes refroidis

Pour piéger des atomes dans une PO, il faut que ceux-ci aient été préalablement refroidis dans une MO ou un PMO, jouant le rôle de réservoir d'atomes froids [Schlosser et al., 2001, Förster et al., 2006, Grunzweig et al., 2010, Metcalf and van der Straten, 1994].

Prenons l'exemple d'une micro-PO à $\lambda_{PO} = 850$ nm. Si l'objectif de focalisation est limité par diffraction, la taille typique du col de la PO est $w_0 = 1$ μ m.

Faisons par ailleurs l'hypothèse que l'on dispose d'une source laser délivrant une puissance optique comparable à celles que délivrent typiquement les diodes laser de notre banc. On prend donc $P_{PO} \sim 100$ mW.

Considérons enfin uniquement l'effet des raies D_1 de longueur d'onde λ_1 et D_2 de longueur d'onde λ_2 sur les déplacements lumineux des différents niveaux utiles de la structure hyperfine du rubidium pour estimer l'ordre de grandeur de la profondeur du piège. On rappelle que :

$$\delta_1 = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_{dip}} \right) \quad \text{et} \quad \delta_2 = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_{dip}} \right)$$

et que l'intensité maximale du faisceau est donnée par :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$$

Le déplacement lumineux maximal pour ce système s'écrit dans ces conditions :

$$\Delta = \frac{\Gamma I_0}{8 I_{sat}} \left(\frac{\Gamma}{3\delta_1} + \frac{2\Gamma}{3\delta_2} \right)$$

et la profondeur maximale du piège au point focal du laser de la PO est égale à :

$$U_0 = \frac{\hbar\Delta}{k_B}$$

lorsqu'elle est exprimée en Kelvin.

Pour les valeurs de puissance, de longueur d'onde et de col choisies, le déplacement lumineux calculé vaut $\Delta = 608$ MHz en accord avec les résultats présentés à la figure I.4 du chapitre I.1 et une profondeur $U_0 = 29,2$ mK.

Ceci signifie que la profondeur d'un puits de potentiel dipolaire ne peut excéder ~ 10 mK et qu'elle ne permet donc pas de piéger des atomes à température ambiante ($T \sim 300$ K).

Les atomes qui pourront être piégés devront donc avoir une énergie cinétique de l'ordre de ~ 1 mK et être préalablement refroidis par des techniques d'optique atomique. L'objectif de focalisation devra alors disposer d'une distance de travail permettant d'offrir un accès optique suffisant aux faisceaux laser utilisés pour le refroidissement. Il suffit typiquement d'avoir une distance focale comprise entre 5 et 10 mm pour satisfaire ce critère.

Détection

L'ensemble des expériences que nous aurons à mener nécessitent l'observation directe ou indirecte des atomes piégés dans la PO. La détermination de leur position dans l'espace ainsi que leur nombre précis seront notamment des paramètres importants que nous chercherons à déterminer. Il est donc primordial de disposer d'un système de détection efficace, capable de détecter le plus possible les photons émis par ces atomes.

Ce besoin ajoute à nouveau des contraintes au montage expérimental. Dans la plupart des cas, un dispositif d'imagerie par fluorescence est implanté sur le banc optique pour détecter les photons émis après les atomes. Un faisceau sonde proche de résonance est alors employé pour exciter les atomes vers le niveau $5P_{3/2}$.

Dans le cas de l'atome de rubidium et de sa raie D_2 dont on note l'énergie $\hbar\omega_0$, on rappelle que le taux d'émission d'émission spontanée $\Gamma_{sp}(\mathbf{R})$, représentant le taux maximal auquel un atome, repéré par son vecteur-position \mathbf{R} dans l'espace, peut émettre un photon, dépend de l'intensité du laser sonde $I_{sonde}(\mathbf{R})$, de son désaccord δ_{sonde} par rapport à la transition étudiée et de la largeur naturelle Γ de l'état excité et s'écrit conformément aux équations (I.57) et (I.58) :

$$\Gamma_{sp}(\mathbf{R}) = \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\frac{I_{sonde}(\mathbf{R})}{I_{sat}}}{1 + \frac{I_{sonde}(\mathbf{R})}{I_{sat}} + 4 \left(\frac{\delta_{sonde}}{\Gamma} \right)^2} \right] \quad (\text{II.1})$$

où l'intensité de saturation a pour définition :

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega_0^3}{12\pi c^2} \Gamma \quad (\text{II.2})$$

Lorsque $I_{sonde}(\mathbf{R}) \gg I_{sat}$ et $\delta_{sonde} \ll \Gamma$, la transition est saturée et l'atome émet jusqu'à $\frac{\Gamma}{2} \sim 20$ ph. μs^{-1} . Bien que relativement important, ce taux d'émission maximal est souvent trop faible pour permettre une observation aisée d'atomes individuels sur la plupart des systèmes expérimentaux actuels. Ceux-ci sont limités par leur angle solide de collection qui devra donc dans notre cas être maximisé là encore par l'emploi d'un objectif de grande ouverture. Pour garder un encombrement spatial réduit autour de l'atome et permettre un accès optique suffisant, il apparaît alors judicieux de bénéficier de la grande ouverture de la lentille de focalisation pour collecter aussi les photons émis par les atomes.

Chromatisme du système optique

Les deux dernières contraintes évoquées imposent à la lentille de focalisation de pouvoir fonctionner à deux longueurs différentes : celle des photons de fluorescence émis à 780 nm et celle du laser de piégeage.

Cette lentille doit par ailleurs être choisie avec précaution. Si le désaccord est trop grand, la profondeur du potentiel qui varie proportionnellement à $\frac{I_0}{\delta_L}$ sera trop faible pour piéger des atomes. Si le désaccord est trop faible, cette source laser applique aussi une force de pression de radiation sur les atomes et peut donc induire des mécanismes de chauffage.

En outre, il est agréable de pouvoir aisément séparer spatialement les deux radiations pour ne pas gêner l'observation des atomes. Il faut alors que les radiations soient suffisamment éloignées dans le spectre pour pouvoir être séparées par un miroir dichroïque.

Nous avons donc choisi, pour l'ensemble de ces raisons, de travailler à $\lambda_{dip} = \lambda_L = 850$ nm pour le laser de piégeage dipolaire.

Ce choix a pour conséquence d'imposer au système de focalisation et d'imagerie d'être limité par diffraction sur une large bande spectrale, comprise entre 780 et 850 nm, tout en maintenant une distance de travail sensiblement constante.

Champ et profondeur de champ

Si l'on souhaite pouvoir piéger non seulement un atome individuel dans une PO mais aussi plusieurs atomes dans une même PO ou encore plusieurs atomes uniques dans différentes PO, il est souhaitable de disposer d'un champ d'observation suffisamment large pour pouvoir étudier l'ensemble de ces particules dans leur piège ou au cours d'une évolution dans l'espace libre.

Un champ de ± 25 μm et une résolution de ± 1 μm offrent déjà la possibilité d'adresser individuellement quelques centaines d'atomes piégés individuellement dans des pinces optiques. La preuve expérimentale de la production de ce type de réseau de PO a d'ailleurs pu être réalisée en combinant un microscope de grande ouverture (MiGOU) à un modulateur de phase spatiale placé sur le chemin du laser de piégeage [Bergamini et al., 2004] ou directement à partir d'un réseau optique [Peil et al., 2003].

Bilan

Les différentes contraintes que nous avons décrites dans les paragraphes précédents imposent le cahier des charges à respecter pour observer et étudier des atomes neutres individuellement. Le montage expérimental devra en particulier être pourvu des éléments suivants :

- un système à ultra-vide contenant une source atomique,
- un système de refroidissement par laser d'un jet atomique pour former une MO ou un PMO servant de réservoir d'atomes froids,
- une source laser hors résonance, par exemple à 850 nm, capable de fournir des puissances optiques de ~ 100 mW,

- un microscope, possédant une ouverture numérique $ON > 0,5$, limité par diffraction entre 780 et 800 nm, corrigé des aberrations, ayant une distance de travail compris entre 5 et 10 mm et possédant un champ d'environ $\pm 25 \mu m$,
- un système d'imagerie capable de résoudre et de détecter les signaux optiques peu intenses émis par deux atomes uniques piégés dans deux PO distantes d'environ $\sim 1 \mu m$.

Dans la partie qui suit, nous allons décrire le nouveau système de focalisation que nous avons utilisé au cours de ce doctorat pour réaliser le piégeage d'atomes uniques dans une pince optique.

II.1.2 Une simple lentille asphérique comme MiGOU

Pour le groupe d'optique quantique du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), développer un tel dispositif expérimental n'est pas une première. Comme nous l'avons déjà mentionné, une expérience de piégeage d'atomes uniques fonctionne dans ce groupe depuis 2000 et produit régulièrement des résultats très intéressants. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer [Schlosser et al., 2001, Bergamini et al., 2004, Reymond et al., 2003, Darquié et al., 2005, Beugnon et al., 2006, Beugnon et al., 2007, Jones et al., 2007, Wilk et al., 2010, Gaetan et al., 2009].

Sur ce dispositif, un objectif associant 9 lentilles sphériques et offrant une ouverture numérique $ON = 0,7$ permet de piéger des atomes de rubidium ^{87}Rb à la longueur d'onde de piégeage de $\lambda_{dip} = 810$ nm avec une résolution limitée par diffraction pour une focalisation minimale inférieure au micromètre $w_0 = 0,7 \mu m$.

Bien qu'extrêmement performant, ce type d'objectif présente quelques désavantages parmi lesquels nous pouvons citer l'encombrant important de l'association des lentilles et l'alignement optique délicat que cette association entraîne. Son intégration à une enceinte fonctionnant sous ultra-vide a demandé un travail important et fastidieux d'alignement et de mise au point [Vigneron, 1998].

Une autre limite de l'exploitation de ce dispositif concerne le champ de l'objectif qui est ici limité à $\pm 10 \mu m$.

Enfin, la sensibilité de ce système vis-à-vis de λ_{dip} entraîne une chute des performances du système au-delà de 810 nm.

Afin de remédier à la plus grande partie de ces inconvénients, le groupe d'optique quantique du LCFIO a souhaité mettre au point une seconde génération de système micropiégeant se basant cette fois sur l'emploi d'une seule et unique lentille.

Il s'agit ici d'une lentille asphérique présentant une ouverture numérique $ON = 0,5$ comparable à celle d'autres systèmes [Vigneron, 1998, Alt, 2002] et possédant une distance focale $f' = 8$ mm pour une distance de travail égale à 5,7 mm. Cette lentille [Lig,], est limitée par diffraction sur une large bande spectrale comprise entre 700 nm et 880 nm et reste très performante jusqu'à 950 nm. Elle est donc capable à elle seule de collecter la lumière de fluorescence à 780 nm et de focaliser efficacement un faisceau de PO à une longueur d'onde de 850 nm.

II.1.3 Mise en forme du faisceau et imagerie de la PO

A la longueur d'onde de 780 nm, notre lentille asphérique est limitée par diffraction à condition que l'on travaille avec un faisceau légèrement convergent. Pour un faisceau parallèle simulant un objet plan à l'infini, une contribution d'aberration sphérique apparaît et limite la focalisation du faisceau. D'un point de vue pratique, un faisceau légèrement convergent sans aberration peut être obtenu au moyen de quelques lentilles sphériques de faibles ouverture numérique. Cette mise en forme cruciale est cependant délicate à réaliser et a nécessité l'emploi d'un logiciel informatique de conception optique [Cod,]. Ceci nous a conduit à utiliser une distance de travail de 5,7 mm.

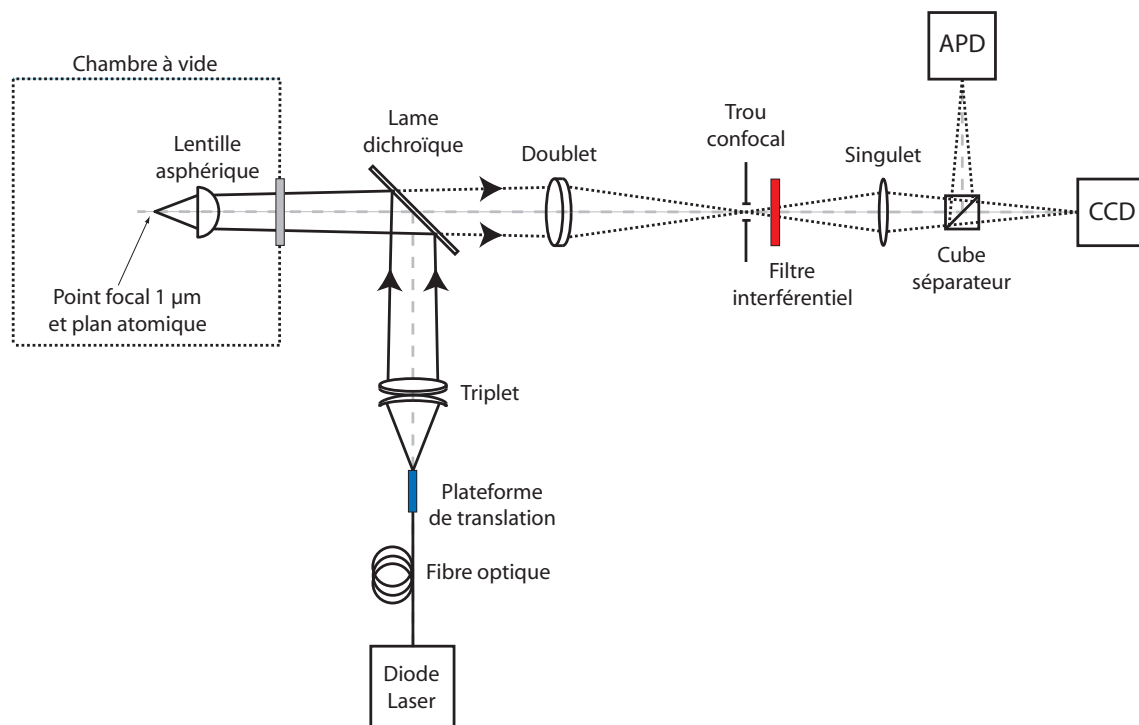


FIGURE II.1 – Disposition général du système optique : piégeage et imagerie.

La figure II.1 présente à la fois le système de micro-focalisation de la PO et le système d'imagerie qui lui est associé.

La source utilisée pour la PO est une diode laser monomode de longueur d'onde $\lambda_{dip} = 850$ nm. Le faisceau lumineux émis par cette diode est couplé dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation possédant une ouverture numérique $ON_{fibre} = 0,11$. Le faisceau de sortie de cette fibre est ensuite repris par un triplet [Mel,] placé à l'extérieur de la chambre à vide pour fournir le faisceau légèrement convergent. Après quelques renvois sur différents miroirs dont un miroir dichroïque et réflexion sur cube séparateur de polarisation, le faisceau polarisé linéairement pénètre dans l'enceinte sous ultra-vide à travers un hublot traité anti-reflets et traverse la lentille asphérique pour venir se focaliser dans la zone où doit se former le réservoir d'atomes froids.

Pour une distance de travail de 5,7 mm, l'angle solide de collection de la lentille vaut $\Omega/4\pi = 6,7\%$. A l'extérieur de la chambre, le miroir dichroïque peu sensible à la polarisation de la lumière sépare le signal de fluorescence à 780 nm du faisceau de piégeage incident à 850 nm.

Le signal de fluorescence est ensuite repris par un doublet [Mel,], puis transmis à travers un filtre interférentiel centré sur 780 nm, sélectionné spatialement par un trou millimétrique confocal et enfin refocalisé par un une simple lentille [Mel,] en configuration 2f-2f.

En tenant compte de toutes les optiques du système d'imagerie, le grandissement transverse vaut $G_T = 26$, ce qui permet d'observer un piège dipolaire d'1 μm de col sur une zone couvrant 2×2 pixels d'une caméra à transfert de charges (notée CCD par la suite pour "Charge-Coupled Device" en anglais) linéaire 16-bit sur laquelle chaque pixel mesure 13 μm de côté. Le signal de fluorescence est en réalité scindé en deux grâce à un cube séparateur de polarisation. L'autre partie du faisceau est envoyé vers une photodiode à avalanche (PDA) utilisée en mode "comptage de photons" et sert soit à analyser le signal de fluorescence détecté, soit, comme on le verra à la section II.17, à déclencher les séquences temporelles de nos expériences.

Une fois que la distance de travail entre la lentille et le point focal est fixée, les distances entre les autres éléments peuvent être variées de quelques centimètres tout en gardant un système limité par diffraction. De même, l'alignement transverse des lentilles et de la fibre source est tolérant jusqu'à environ 1 mm.

Pour vérifier l'ensemble des caractéristiques citées ci-dessus, nous avons analysé le faisceau optique de la PO en étudiant ces aberrations.

II.1.4 Analyse du front d'onde

Les aberrations que présentent un système optique sont associées à des déformations du front d'onde qui entraînent une dispersion spatiale de l'énergie contenue idéalement dans le lobe central de la figure de diffraction du faisceau vers des fréquences spatiales plus élevées. En terme de PO, ces aberrations limitent l'intensité lumineuse maximale et par conséquent la profondeur du piège.

Pour quantifier la présence d'aberrations dans notre système de focalisation, nous avons comparé l'intensité lumineuse maximale mesurée en présence d'aberrations I_{aberr} à l'intensité théorique I_{stig} attendue pour un système rigoureusement stigmatique et donc sans aberrations. Ce rapport, appelé "rapport de Strehl" [Born and Wolf, 1999], est relié à la déformation du front d'onde et s'écrit après un développement limité au second ordre des aberrations selon la formule suivante :

$$S = \frac{I_{aberr}}{I_{stig}} \simeq 1 - 4\pi^2 \frac{\langle \Delta^2 \rangle}{\lambda^2} \quad (\text{II.3})$$

Dans cette relation, le terme $\langle \Delta^2 \rangle$ correspond à l'écart quadratique moyen entre le front d'onde réel et le front d'onde idéal, et λ caractérise la longueur d'onde de la radiation se propageant à travers le système. Pour un système optique exempt de toutes aberrations,

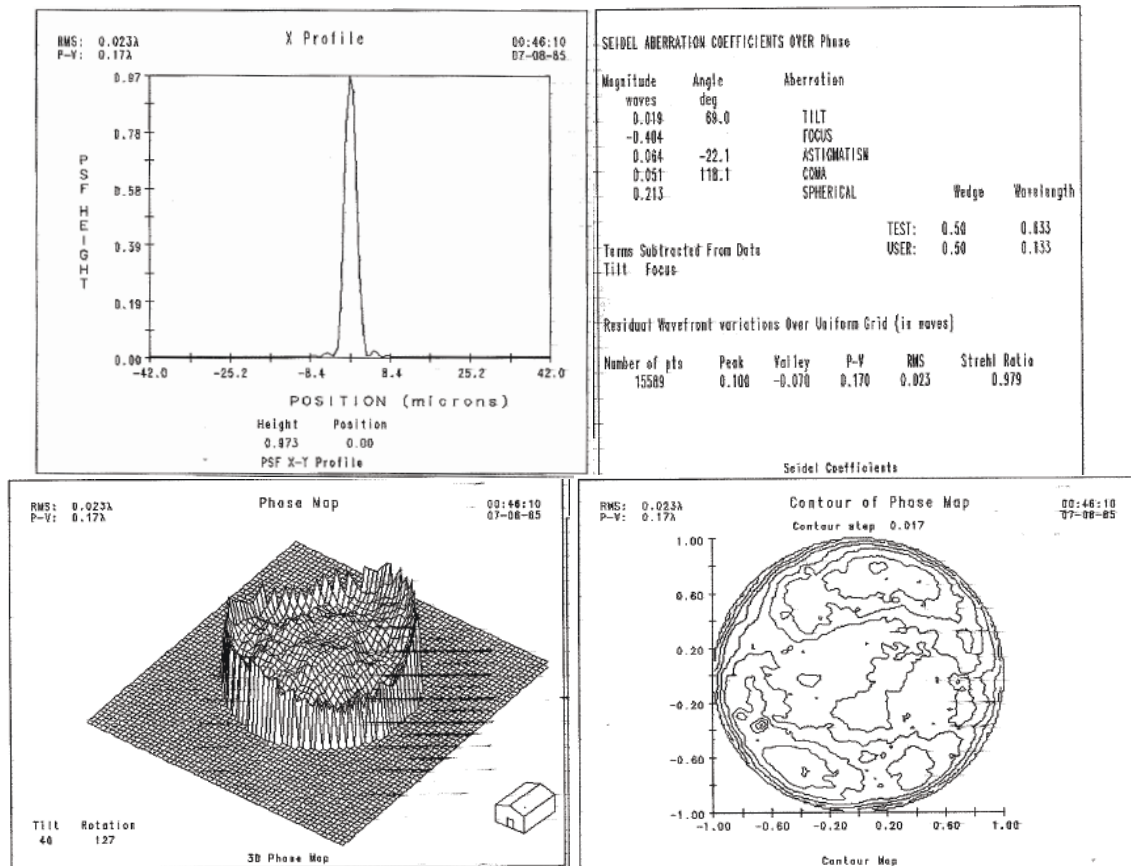


FIGURE II.2 – Analyse du front d’onde du triplet de focalisation à l’aide d’un interféromètre de Fizeau de type Zygo. Le contrôle interférométrique a été conduit sur l’axe optique avec un laser hélium-néon à une longueur d’onde de 632,8 nm dans une configuration infini-foyer.

l’écart quadratique moyen sera évidemment nul et par conséquent $\Delta = 0$. On a donc bien $\sigma(\Delta) = \sqrt{\langle \Delta^2 \rangle - \langle \Delta \rangle^2} = \sqrt{\langle \Delta^2 \rangle}$.

Un critère technique souvent utilisé pour considérer acceptable le degré d’aberrations d’un système est de vérifier que $S \geq 0,8$. Cette relation fixe en effet une valeur limite au degré d’aberrations toléré dans le système à : $\sqrt{\langle \Delta^2 \rangle} \leq \lambda/14$.

Etude du triplet

Pour tester les performances de notre système, nous avons commencé par analyser le front d’onde du triplet seul au moyen d’un interféromètre de Fizeau [Born and Wolf, 1999]. La figure II.2 montre les résultats bruts de cette analyse. Ces mesures confirment que le triplet utilisé, ouvert à $ON = 0,3$ est limité par diffraction sur une ouverture de $ON = 0,12$, ce qui correspond d’ailleurs à l’ouverture numérique de sortie de la fibre de piégeage, et que $\sigma(\Delta) \simeq \lambda/40 \ll \lambda/14$.

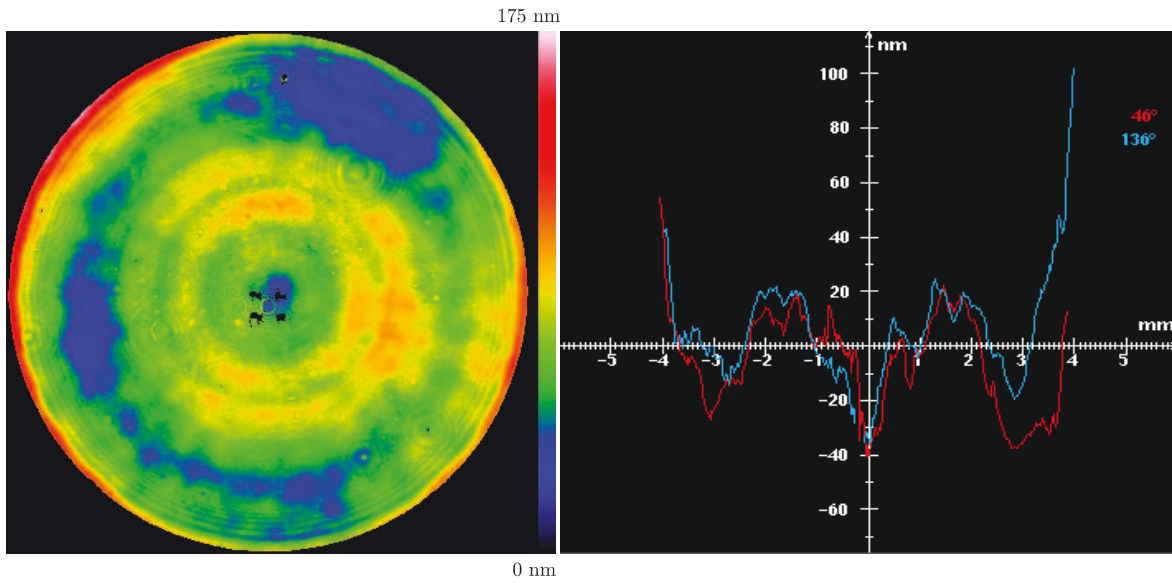


FIGURE II.3 – Mesure des défauts du front d'onde après traversée de la lentille asphérique. On a choisi ici aussi une longueur d'onde test de 632,8 nm. Le test est mené en configuration de meilleure focalisation.

Etude de la lentille

Nous avons répété ces mesures pour étudier cette fois deux lentilles asphériques séparément. L'une des figures de déformation du front d'onde associée à ces mesures est présentée sur la figure II.3. Nos mesures montrent que la lentille utilisée est ouverte à $ON = 0,5$ comme prévu et que $\sigma(\Delta) \simeq \lambda/30 < \lambda/14$.

Ces résultats montrent donc que nos deux objectifs (triplet et lentille asphérique) sont bien individuellement limités par diffraction, les déformations résiduelles pouvant être attribuées à la présence d'une légère aberration sphérique. Le tableau suivant résume les principaux résultats de cette étude :

TABLE II.1 – Résultats de la caractérisation optique à 632,8 nm des déformations du front d'onde par une première lentille asphérique, ou par une seconde, ou encore par le triplet de focalisation.

Matériel	ON	$\sqrt{\langle \Delta^2 \rangle}$ (en nm)	$\sqrt{\langle \Delta^2 \rangle} / \lambda$	S
Triplet Mellès-Griot	0,12	14,6	0,023	0,979
Lentille asphérique 1	0,5	21,1	0,033	0,957
Lentille asphérique 2	0,5	17,3	0,027	0,970

Dans le cas de la lentille asphérique, les résultats sont particulièrement remarquables pour une lentille d'ouverture numérique aussi élevée et complètement moulée.

II.1.5 Réponse impulsionnelle de l'objectif

Nous avons poursuivi notre étude du système de focalisation en alignant cette fois le triplet et la lentille asphérique l'un par rapport à l'autre. Nous avons évalué le rapport de Strehl de cette association en analysant la réponse impulsionnelle en énergie (notée PSF pour "Point Spread Function" en anglais) et en la comparant au cas idéal sans aberrations. Nous avons

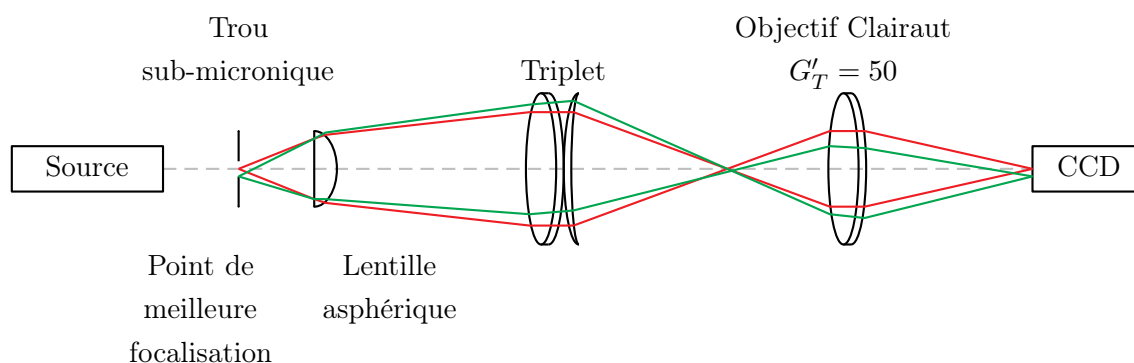


FIGURE II.4 – Mesure de la fonction d'étalement du point. En rouge, le trou est placé sur l'axe optique. En vert, il est déplacé transversalement à une distance $r_0 = 30 \mu\text{m}$ de l'axe optique. Les résultats correspondant sont donnés sur les figures II.5 et II.6.

utilisé à cet effet un point source sub-micronique, d'un diamètre d'environ 100 nm, illuminé par l'arrière et placé dans le plan focal de la lentille asphérique, à la place des atomes, comme représenté sur la figure II.4.

On peut donc considérer que l'éclairement résultant au niveau de la lentille asphérique est constant sur toute son ouverture.

Nous avons ici mené une double étude en mesurant d'abord le rapport de Strehl de l'association {Triplet+Asphérique} sur l'axe optique dans le plan de meilleure focalisation puis en mesurant ce rapport après avoir déplacé le trou transversalement de $30 \mu\text{m}$ par rapport à l'axe optique.

Réponse sur l'axe

Afin d'observer la réponse optique du système, nous avons placé la caméra CCD après un objectif de grandissement $G'_T = 50$ sans aberrations. Le principe de retour inverse de la lumière assure qu'il s'agit effectivement de la PSF du système. Ce résultat est à comparer à la

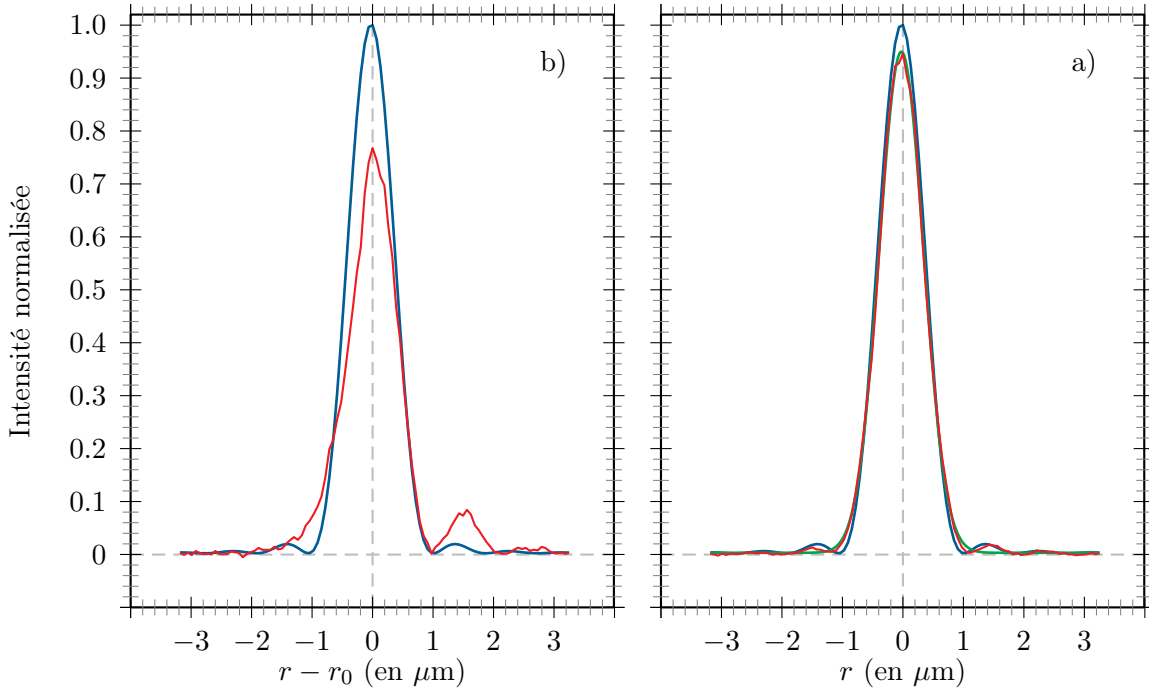


FIGURE II.5 – (a) Coupe de la PSF pour $\lambda = 850$ nm sur l’axe (en rouge). La fonction d’Airy (en bleu) est donnée à titre comparatif ainsi qu’un ajustement gaussien (en vert). L’intensité maximale mesurée est $S = 0,93$ sur l’axe. (b) PSF après déplacement du point source hors d’axe de $r_0 = 30 \mu\text{m}$. La PSF se distord et l’intensité maximale est réduite à $S = 0,77$. Le flux lumineux total est maintenu constant entre les deux mesures.

fonction d’Airy $\left[\frac{2J_1(\zeta)}{\zeta} \right]^2$ prévue par la théorie de la diffraction où :

$$\zeta = 2\pi r \frac{\text{ON}_{\text{asph}}}{\lambda_{\text{dip}}} \quad (\text{II.4})$$

avec r la coordonnée radiale du point de focalisation par rapport à l’axe optique.

La figure II.5(a) montre une coupe de la PSF mesurée sur l’axe optique dans le plan de meilleure focalisation après correction par le grandissement total du montage tenant compte d’un facteur supplémentaire $G_T'' = 4$ dû au triplet et à la lentille asphérique. La figure II.6(a) montre quant à elle l’image correspondante à la caméra CCD.

En utilisant un ajustement gaussien, nous avons estimé la largeur à mi-hauteur du profil à $0,86 \mu\text{m}$ et nous avons mesuré un rayon pour le premier anneau noir de la figure de diffraction égal à $1,06 \mu\text{m}$ en très bon accord avec le résultat attendu théoriquement. Pour des flux émis identiques et en normalisant l’intensité à celle de la fonction d’Airy théorique, nous avons obtenu pour notre système complet une intensité égale à $0,93 \times I_{\text{stig}}$ soit un rapport de Strehl $S = 0,93$.

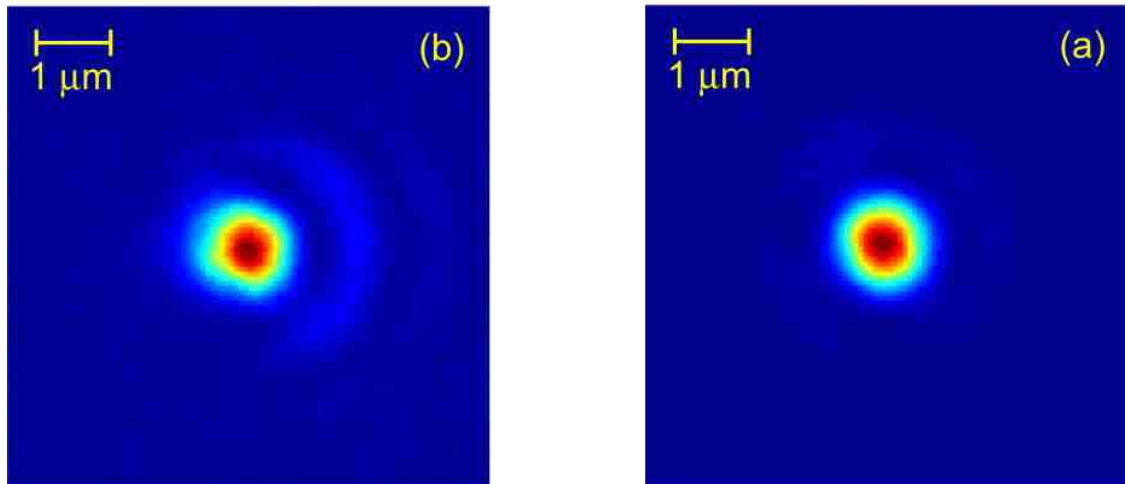


FIGURE II.6 – Images de la fonction d'étalement du point de notre système de focalisation prises par la caméra CCD pour une point source sub-micronique sur l'axe (a) et hors d'axe de $30 \mu\text{m}$ (b). Les coupes présentées sur la figure II.5 ont été prises le long de l'axe horizontal de ces images, en passant par le pixel où l'intensité est maximale.

Réponse hors d'axe

La figure II.5(b) montre quant à elle la réponse percutionnelle obtenue après avoir déplacé le trou source déplacé transversalement de $30 \mu\text{m}$. Dans cette dernière configuration, on remarque la présence d'une structure en "V" qui laisse envisager la présence de coma. Puisque notre système est quasiment exempt d'aberrations sur l'axe, nous avons directement mesuré le rapport de Strehl en comparant les deux configurations et en prenant garde d'effectuer nos mesures pour un même flux lumineux. Nous en avons déduit un rapport de Strehl $S = 0,77$.

On peut donc conclure de ces mesures que le champ sur lequel notre système de focalisation est limité par diffraction est bien de l'ordre de $\pm 25 \mu\text{m}$ comme nous le souhaitions.

Déplacement le long de l'axe optique

Une caractérisation encore plus complète du potentiel dipolaire qu'explorerons les atomes a pu être obtenu en balayant le faisceau sur l'axe autour de la position de meilleure focalisation. La figure II.7 montre la variation de l'intensité maximale sur l'axe, corrigée de la variation du grandissement longitudinal de l'ensemble du système.

On note dans ce cas que l'intensité sur l'axe diminue symétriquement et s'annule quasiment pour une distance de $7 \mu\text{m}$ par rapport au plan de meilleure focalisation. Les anneaux hors d'axe, sombres précédemment, apparaissent maintenant brillants témoignant d'une inversion de contraste. Au final, la largeur à mi-hauteur de ce profil longitudinal d'intensité peut être estimée à $6,3 \mu\text{m}$, ce qui est tout à fait en accord avec les prédictions obtenue suivant la théorie de la diffraction.

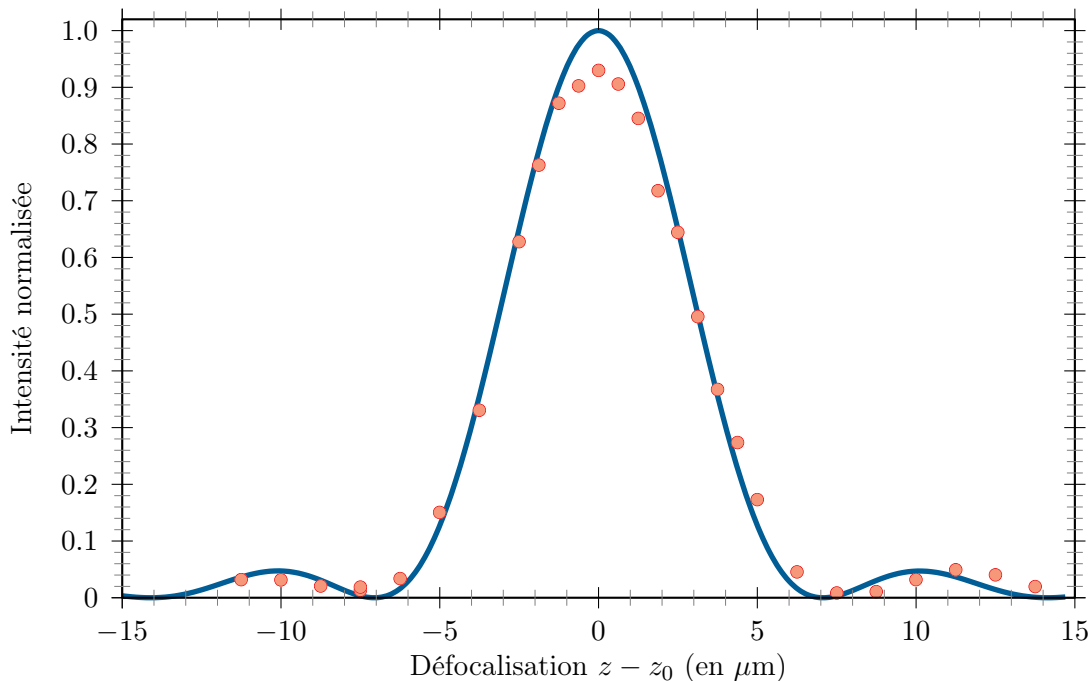


FIGURE II.7 – Variation de l'intensité lumineuse sur l'axe optique au voisinage du point focal en fonction de la position sur l'axe optique. Les prédictions de la théorie de la diffraction sont indiquées à titre de comparaison (courbe pleine) avec une intensité normalisée à celle de la figure II.5.

Fonction de transfert de modulation

La qualité optique du système peut être évaluée de façon équivalente en représentant la fonction de transfert de modulation (FTM) qui caractérise l'atténuation des différentes composantes de fréquences spatiales présentes dans un objet test [Opt,].

Dans le cas de notre expérience, la lentille asphérique focalisera non seulement le champ laser cohérent de la PO mais servira aussi à collecter la fluorescence des atomes qui correspond à un éclairage par essence incohérent. Nous allons brièvement examiner ce que la FTM représente dans ces deux cas.

Pour un éclairage incohérent de l'objet test, la FTM n'est autre que le module de la transformée de Fourier 2D de la fonction de transfert optique $F_{TO}(x, y)$ qui s'identifie donc en intensité à la PSF étudiée précédemment :

$$FTM(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{TO}(x, y) e^{-i(f_x x + f_y y)} dx dy \quad (II.5)$$

où f_x et f_y sont les fréquences spatiales selon deux axes orthogonaux (Ox) et (Oy).

La FTM incohérente d'un objectif à pupille circulaire limité par diffraction, et par consé-

quent de notre lentille asphérique dans le cas idéal, s'écrit par exemple :

$$\text{FTM}(f_r) = \frac{2}{\pi} \left[\arccos\left(\frac{f_r}{f_0}\right) - \left(\frac{f_r}{f_0}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{f_r}{f_0}\right)^2} \right] \quad (\text{II.6})$$

avec f_r la fréquence spatiale radiale et f_0 la fréquence de coupure correspondante de l'objet définie par $f_0 = \frac{D}{\lambda f'}$ avec f' la distance focale de la lentille.

Pour un éclairage cohérent de l'objet test, la situation est légèrement différente car la PSF relie cette fois l'amplitude de l'éclairage incident à l'amplitude de l'éclairage de l'image (et non à son intensité). La FTM associée est par conséquent différente de celle obtenue en éclairage incohérent mais il est cependant possible de relier mathématiquement les deux fonctions [Goodman, 1968]. Ces calculs, que nous ne développons pas ici, montrent notamment que la fréquence spatiale de coupure f_0 pour un éclairage incohérent est deux fois plus élevée que dans le cas d'un éclairage incohérent [Goodman, 1968].

La figure II.8 présente les résultats de FTM obtenus à partir des images de la figure II.5. Elle a été normalisée à la FTM attendu dans le cas idéal qui n'est autre que la fonction d'auto-corrélation à deux dimensions d'une ouverture circulaire exprimée dans le cas incohérent dans la relation (II.6). Cette grandeur n'est autre que le rapport de Strehl :

$$S = \frac{\iint \text{FTM}_{\text{réelle}} df_x df_y}{\iint \text{FTM}_{\text{idéale}} df_x df_y} \quad (\text{II.7})$$

Les données de la figure II.8 montre que notre système présentait un rapport de Strehl $S \geq 0,8$ sur un champ de $\pm 25 \mu\text{m}$ ce qui est tout à fait satisfaisant dans notre cadre d'étude.

Il est important de rappeler que les résultats décrits ci-dessus ont été obtenus par illumination du système au moyen de front d'onde sphérique provenant d'un trou source sub-micronique. La situation sera légèrement différente pour notre pince à atomes puisque nous éclairerons le système par un faisceau gaussien issu d'une fibre optique monomode et avec un col du faisceau laser au niveau de la lentille égal au rayon de celle-ci.

Cette différence doit principalement amener deux conséquences. Les anneaux de diffraction obtenus précédemment seront tout d'abord atténués en raison d'une apodisation gaussienne. La réponse percutionnelle devrait, en outre, être légèrement plus grande avec une largeur à mi-hauteur augmentée d'environ 9% si l'on tient compte du fait que la tâche de diffraction n'est ni purement une fonction d'Airy, ni purement gaussienne.

II.1.6 Bilan

L'étude détaillée des propriétés du système de focalisation nous a permis de vérifier que, du point de vue optique, un faisceau focalisé par un système {Triplet+Asphérique} et bien centré sur l'axe optique de cette association permet d'obtenir à la longueur d'onde de 850 nm un point focal sub-micrométrique. Elle a par ailleurs permis d'obtenir la valeur du champ

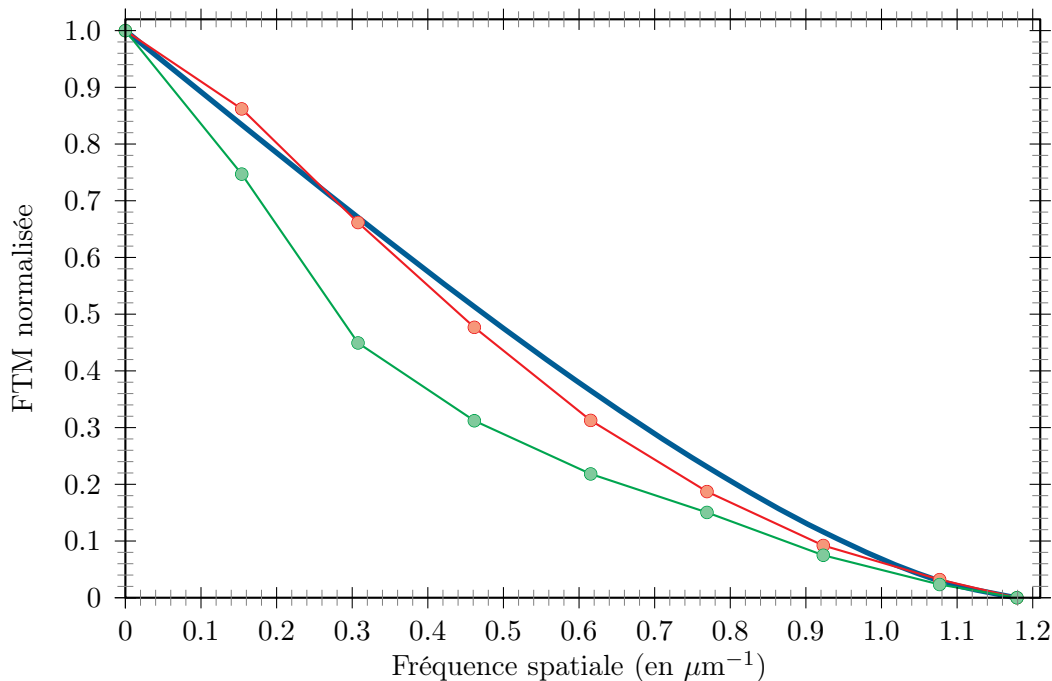


FIGURE II.8 – Fonction de transfert de modulation (FTM) de notre système de focalisation. Les FTM mesurées sur l’axe (rouge) et hors d’axe de $30\ \mu\text{m}$ (vert) sont comparées à la réponse fréquentielle théorique d’un système sans aberrations (trait plein). Le rapport de Strehl vaut $S = 0,93$ sur l’axe, et $S = 0,77$ hors d’axe.

observable à travers la lentille asphérique. Avec un champ $\pm 25\ \mu\text{m}$, un tel dispositif permet de piéger plusieurs dizaines d’atomes uniques dans une matrice de PO.

Cette étude, bien que satisfaisante, ne porte que sur un faisceau optique aligné hors du système sous ultra-vide et sans les contraintes imposées par le système de refroidissement par laser. La démonstration de son efficacité ne peut être faite que par l’obtention d’une signature claire de la capture d’atomes uniques. Il est nécessaire pour cela de disposer d’un montage expérimental capable de refroidir des atomes par laser à des températures très largement inférieures à la température ambiante. Nous allons dans ce qui suit décrire notre dispositif.

II.2 Présentation générale du dispositif

Les techniques de refroidissement par laser proposées dans les années 1970 [Hansch and Schawlow, 1975, Wineland and Dehmelt, 1975] ont permis à la physique atomique de jouer un rôle prépondérant dans la physique moderne de la fin du XX^{ème} siècle et du début du XXI^{ème}. Ces techniques ont essentiellement pour but de refroidir les atomes, mais elles peuvent aussi être mises à profit pour piéger les atomes dans la PO [Metcalf and van der Straten, 1994]. La force dipolaire à l’origine de la PO étant conservative, un mécanisme dissipatif est nécessaire pour piéger les atomes dans la PO sans quoi ils ressortiraient du piège après sa traversée.

Revenons un instant sur le principe de ce chargement et considérons un atome du réservoir, refroidi à $1 \mu\text{K}$, arrivant au voisinage du piège dipolaire avec une vitesse $v_{at} = 1 \text{ cm.s}^{-1}$.

En présence d'un champ laser de pulsation ω_L , l'effet Doppler lié à ce mouvement modifie la pulsation laser vu par l'atome. La pulsation du laser dans le référentiel de l'atome s'écrit $\omega = \omega_0 - \mathbf{k}_L \mathbf{v}_{at}$ et augmente si le laser est globalement contre-propageant alors qu'elle diminue dans le cas contraire. En utilisant un laser désaccordé vers le rouge d'une transition atomique $\omega_L < \omega_0$, l'atome ne pourra absorber les photons incidents que si le laser est contre-propageant, c'est le principe de fonctionnement d'une MO ou d'un PMO.

A chaque cycle d'absorption-émission, l'énergie cinétique de l'atome est globalement réduite de E_r , l'énergie de recul associé au photon émis [Foot, 2005]. Pour un piège de diamètre $2 \mu\text{m}$ et un laser résonant dans le référentiel de l'atome, le taux d'émission spontanée maximal de $20 \text{ ph.}\mu\text{s}^{-1}$ permet à l'atome de réduire d'environ $70 \mu\text{K}$ son énergie cinétique à chaque traversée du piège. Cette valeur est largement suffisante pour permettre à l'atome de rester dans le piège après une seule traversée, et c'est grâce à cela que l'atome reste confiné.

La vision naïve que nous venons de présenter doit cependant être modifiée pour tenir compte du déplacement lumineux variable dû au déplacement de l'atome dans le piège. Le principe général reste cependant valable même dans ces conditions. Nous reviendrons plus longuement sur les mécanismes de refroidissement des atomes dans le piège au chapitre III.

La suite de cette partie II.2 aura pour but de présenter chacun des éléments de la figure II.9 utilisé sur notre expérience pour piéger des atomes dans la PO.

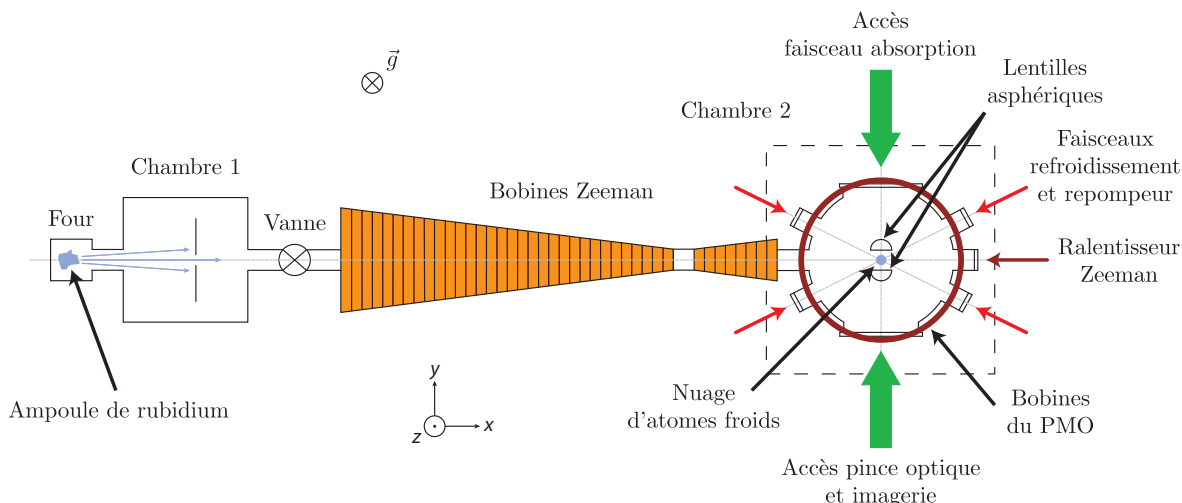


FIGURE II.9 – Dispositif expérimental de refroidissement et de piégeage des atomes. On distingue trois zones : la première constituée du four et de la première chambre, la deuxième comportant les bobines Zeeman et la troisième constituée de la seconde chambre à vide. Celle-ci contient les lentilles de micro-focalisation et est traversée par les faisceaux optiques de refroidissement, de piégeage et de sonde.

II.2.1 Système à vide

De manière très classique, notre montage comporte un système sous ultra-vide qui peut schématiquement être divisé en trois zones.

Dans une première zone, une ampoule de rubidium solide est craquée dans un tube vertical sous vide servant de pot pour constituer la source atomique de nos expériences. Ce craquage est réalisé sous un flux de gaz diazote N_2 pour éviter tout contact avec les molécules d'eau de l'air ambiant.

Grâce à des fils chauffants entourant le pot, ce réservoir est amené à une température T_{four} ajustable entre la température de la salle 294 K et ~ 450 K. Ce chauffage permet de faire passer une partie des atomes de rubidium à l'état gazeux et de créer ainsi une vapeur atomique dans la première zone du système. Un capteur est placé en haut du tube pour s'assurer que la température y reste supérieure à la température de fusion $T_{fus} \simeq 312$ K et que l'on ne risque pas de boucher la sortie du tube par une solidification du rubidium.

A la sortie du tube, les atomes pénètrent dans la première chambre à vide et passent à travers une buse de diamètre 5 mm. La quantité d'atomes à l'état gazeux s'échappant à travers cette buse peut être estimée à partir de la pression de vapeur saturante qui dépend elle-même de la température de travail, et de la vitesse moyenne des atomes supposés à l'équilibre thermique :

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (\text{II.8})$$

Le flux atomique pour notre four chauffé à ~ 400 K est de l'ordre de 10^{16} at.s $^{-1}$. Cet échappement entraîne une élévation de la pression. Pour en limiter l'importance, une pompe ionique est connectée à la première chambre à vide. Elle permet de réduire la pression totale dans la chambre à quelques 10^{-9} mbar. L'efficacité de cette pompe est assurée par un doigt froid en cuivre refroidi par l'extérieur à l'aide d'azote liquide à 77 K. Il faut quotidiennement verser l'équivalent d'un litre d'azote liquide pour faire fonctionner l'expérience sans risque.

Les atomes de rubidium passés à l'état gazeux et occupant la première chambre du système à vide s'échappent ensuite en formant un jet atomique peu divergent, formant un angle d'environ 50 mrad, se propageant selon l'axe (Ox) dans la deuxième zone du système à vide constitué d'un tube Zeeman de 70 cm de longueur et de 16 mm de diamètre.

Le flux atomique à la sortie de cette seconde zone est nettement plus faible en raison de la taille réduite du tube et n'excède pas $\sim 10^{11}$ at.s $^{-1}$ compte tenu de l'angle solide offert pour la propagation. Le flux atomique étant réduit, la seconde chambre sur laquelle débouche le tube se trouve à une pression encore plus faible de l'ordre de 10^{-11} mbar. Dans cette troisième zone du système sous ultra-vide, le taux de collisions entre un atome du gaz résiduel et d'un atome de la PO est donc fortement réduit.

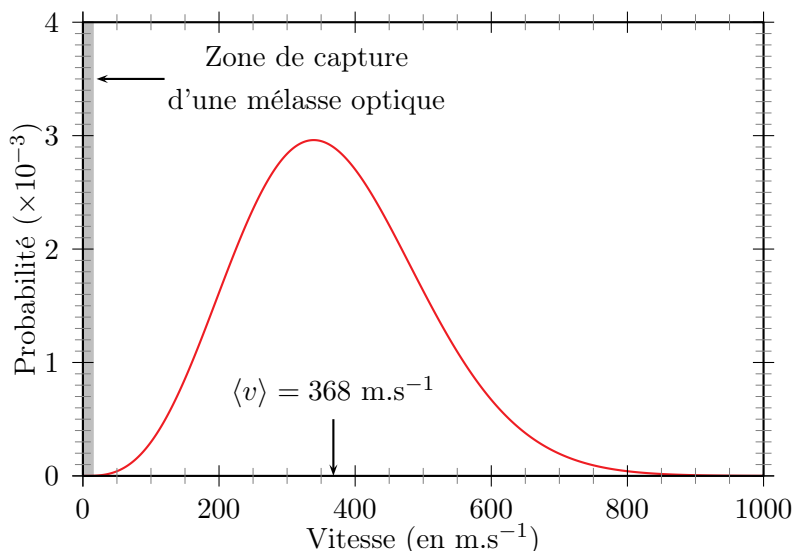


FIGURE II.10 – Distribution de probabilité pour les vitesses longitudinales d'un jet effusif. On a pris ici une température $T = 400$ K. La vitesse moyenne de cette distribution est $v = 368$ m.s⁻¹

Au centre de la deuxième chambre à vide ont été montées les deux lentilles asphériques étudiées précédemment. Elles se font face selon un axe optique commun noté (Oy) et sont distantes l'une de l'autre d'environ 10 mm. Cet espace est suffisant pour offrir un bon accès optique vertical selon l'axe (Oz). Dans le plan horizontal (Oxy) la situation est moins avantageuse car les supports de lentilles limitent l'accès optique des faisceaux de refroidissement. Ces supports ne permettent pas d'écarter deux paires de faisceaux de refroidissement d'un angle supérieur à 45°. Il a d'ailleurs été nécessaire de percer des encoches à partir de références mécaniques sur les supports de lentilles asphériques pour limiter au maximum les réflexions dans la chambre des faisceaux de refroidissement. La taille de ceux-ci a par ailleurs été limitée à $w = 2$ mm. Grâce au faible encombrement de la lentille asphérique qui y est installée, le volume de la chambre a pu être fortement réduit par rapport au précédent système de MiGOU, ce qui permet de disposer d'accès optiques supplémentaires pour mettre en oeuvre de nouvelles techniques de caractérisation expérimentale. Dans notre cas, les dimensions de la seconde chambre n'excèdent pas $\sim 15 \times 15 \times 15$ cm.

Il est à noter qu'il est possible de séparer la première zone du système à vide des deux autres par l'intermédiaire d'une vanne situé en amont du tube Zeeman. Ceci est notamment utile lors du renouvellement de la source atomique en rubidium qui nécessite l'ouverture du système à vide.

A l'intérieur du tube Zeeman, le gaz d'atomes n'est pas à l'équilibre thermique et ne suit donc pas une loi de distribution des vitesses représentée par une distribution de Maxwell-Boltzmann. Dans le cas d'un jet atomique, la loi de distribution à considérer est représentée

sur la figure II.10 et s'écrit [Ramsey, 1956] :

$$P(v) = 2 \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^2 v^3 \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{II.9})$$

de vitesse moyenne $\langle v \rangle \sim 368 \text{ m.s}^{-1}$.

Classiquement, les MO peuvent refroidir des atomes dont l'énergie cinétique est inférieure à 1 K qui correspond à une vitesse $v_{\text{max}} = 15,6 \text{ m.s}^{-1}$. La fraction Θ des atomes qui peuvent être piégés directement par les laser de la MO dans la seconde chambre à vide de l'expérience est donc :

$$\Theta = \frac{\int_0^{v_{\text{max}}} P(v) dv}{\int_0^{\infty} P(v) dv} \quad (\text{II.10})$$

Compte tenu de la faible valeur de v_{max} , seulement $6.10^{-4}\%$ des atomes du jet pourraient être capturés par les faisceaux d'une MO directement. Ce problème, très fréquent dans les expériences d'optique atomique, peut être résolu assez facilement par l'implémentation d'un ralentisseur Zeeman.

II.2.2 Ralentisseur Zeeman

Le principe de fonctionnement d'un ralentisseur Zeeman a été mis au point au début des années 1980 [Phillips and Metcalf, 1982]. Il utilise une force de pression de radiation dépendante de la position dans le tube Zeeman associée à un champ magnétique, fonction lui aussi de la position de l'atome, pour assurer la résonance d'un faisceau contre-propageant avec le plus grand nombre d'atomes du jet possible tout au long du tube. Nous avons schématisé son fonctionnement sur la figure II.11.

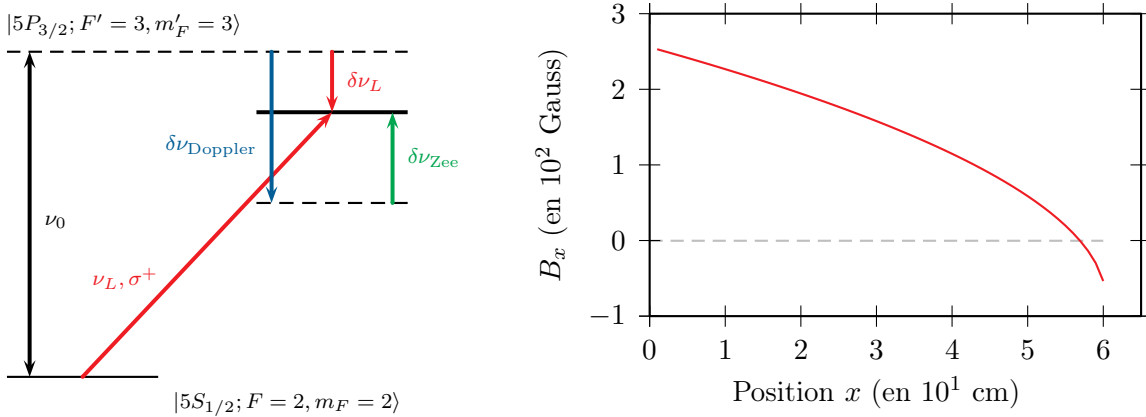


FIGURE II.11 – Principe de fonctionnement d'un ralentisseur Zeeman. A gauche : $\Delta\nu_{\text{Doppler}}$ dépend de la position de l'atome dans le tube Zeeman. $\delta\nu_{\text{Zee}}$ doit par conséquent être ajusté pour compenser la variation d'effet Doppler. A droite : champ magnétique B théorique à appliquer aux bobinages Zeeman pour réaliser une résonance glissante sur l'ensemble du tube.

Un faisceau contre-propageant, dirigé par conséquent selon l'axe $-(Ox)$, de polarisation circulaire σ^+ illumine les atomes du jet depuis un hublot d'entrée situé à l'opposé de la

seconde chambre par rapport au tube Zeeman et dirigé vers la buse de la première chambre. Ce laser quasi-résonant avec la raie D_2 est désaccordé de $\delta\nu_L = -113$ MHz vers le rouge pour des atomes au repos. Compte tenu de sa fréquence ν_L et de son état de polarisation, ce laser ne peut exciter les atomes du jet qu'entre les états $|5S_{1/2}; F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}; F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$.

Bien que son désaccord soit important il reste plus faible que le déplacement Doppler pour des atomes ayant une vitesse autour de $\langle v \rangle$ qui vaut $\delta\nu_{\text{Doppler}} = -472$ MHz. Pour mettre le laser Zeeman à résonance, nous mettons à profit le résultat de (I.15) en appliquant un champ magnétique aux atomes en mouvement dans le tube et nous noterons $B_x = \mathbf{B} \cdot \mathbf{u}_x$ la seule composante de celui-ci. Ce champ entraîne le déplacement des deux niveaux de la raie D_2 . Pour amener le laser Zeeman à résonance, B_x doit vérifier :

$$B_x(x) = \frac{h(\delta\nu_L - \delta\nu_{\text{Doppler}})}{\mu_B(g_{F'=3}m_{F'=3} - g_{F'=2}m_{F'=2})} \quad (\text{II.11})$$

où $\delta\nu_{\text{Doppler}} = \frac{k_0 v(x)}{2\pi} = \frac{1}{\lambda_0} v(x) = \frac{\nu_0 v(x)}{c}$. Il faut donc connaître la loi $v(x)$ pour établir l'expression de $B_x(x)$. Ceci est fait en faisant l'hypothèse que la variation de vitesse d'un atome à chaque cycle est v_{rec} et que le taux de répétition des cycles est donné par le taux d'émission spontanée à résonance $\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$. Avec ces hypothèses, chaque atome subit une décélération moyenne $a = \Gamma_{sp} v_{\text{rec}}$. Pour être amené à vitesse nulle, ces atomes parcourront une distance $L = \frac{v(0)^2}{2a} \simeq 60,4$ cm dans l'approximation de forte saturation et l'expression de $B_x(x)$ devient ainsi :

$$B_x(x) = \frac{h}{\mu_B(g_{F'=3}m_{F'=3} - g_{F'=2}m_{F'=2})} \left(\delta\nu_L + \nu_0 \frac{v(0)}{c} \sqrt{1 - \frac{x}{L}} \right) \quad (\text{II.12})$$

Nous avons représenté cette fonction sur le graphe de droite de la figure II.11.

En pratique, nous avons réalisé ce champ magnétique en bobinant six rangées de fils électriques parcourus par un courant d'intensité constante et possédant chacune un diamètre, une longueur et un nombre de spires donnés. Au bout de L , les atomes sont à vitesse nulle mais leur accélération ne l'est pas. Pour compenser cet effet, nous avons ajouté en sortie un autre ralentisseur Zeeman plus petit et fonctionnant dans le sens inverse.

Grâce au ralentisseur que nous venons d'étudier, nous calculons que près de 35% des atomes du jet peuvent être ralentis et refroidis par le faisceau Zeeman contre-propageant.

Le choix d'utiliser un ralentisseur Zeeman plutôt que d'autres techniques est justifié par le fait que le résultat de nos expériences est le plus souvent obtenu par la répétition d'un très grand nombre de fois d'une même séquence expérimentale. Enchaîner rapidement les unes après les autres ces séries de mesure pour limiter au maximum les temps d'acquisition est donc pour nous d'une importance cruciale et le ralentisseur est en cela particulièrement efficace.

C'est à la sortie du tube Zeeman, dans la seconde chambre à vide, que les atomes du jet vont être refroidis à des températures sub-Doppler pour servir de réservoir d'atomes à la PO. Nous allons maintenant décrire la façon dont est obtenu ce réservoir en s'intéressant en premier lieu aux sources laser utilisées sur notre banc optique.

II.2.3 Banc optique

La figure II.12 donne une vue d'ensemble du banc optique au moment où les expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées. Plusieurs sources apparaissent sur cette figure. Elles sont de natures différentes et toutes nécessaires pour aboutir au piégeage d'atomes dans une PO.

Nous devons disposer en effet d'une première catégorie de faisceaux résonants ou quasi-résonants avec la transition $|5S_{1/2}; F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F' = 3\rangle$ qui serviront de faisceaux de refroidissement, de faisceau ralentisseur Zeeman et de faisceau sonde.

Il nous faut d'autre part assurer au moyen d'une seconde catégorie de faisceaux un repompage efficace vers l'état $|5P_{3/2}; F' = 2\rangle$ des atomes qui se sont désexcités dans l'état $|5S_{1/2}; F = 1\rangle$. Ceci est nécessaire pour chacun des faisceaux cités ci-dessus et il faut à chaque fois superposer spatialement les faisceaux repompeurs à chacun de leur homologue.

Enfin, il nous faut disposer d'une troisième catégorie de sources pour créer une ou plusieurs PO.

Nous avons dédié deux diodes laser de type DL100 de la société *Toptica* à chacune des deux premières catégories précédentes. Ces deux diodes sont asservies sur un croisement atomique par l'intermédiaire d'un montage à absorption saturée. La première est verrouillée sur le croisement $|5S_{1/2}; F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F' = 1, 3\rangle$ et sert pour le refroidissement et le ralentissement des atomes tandis que la seconde est verrouillée sur le croisement $|5S_{1/2}; F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F' = 1, 2\rangle$ et sert de source repompeur pour tous les faisceaux. Il est à noter qu'une infime partie de la puissance optique de la diode de refroidissement est prélevée sur un cube séparateur de polarisation (CSP) placé à la sortie d'un isolateur optique (ISO) pour injecter une diode laser libre (DL libre) utilisée comme sonde.

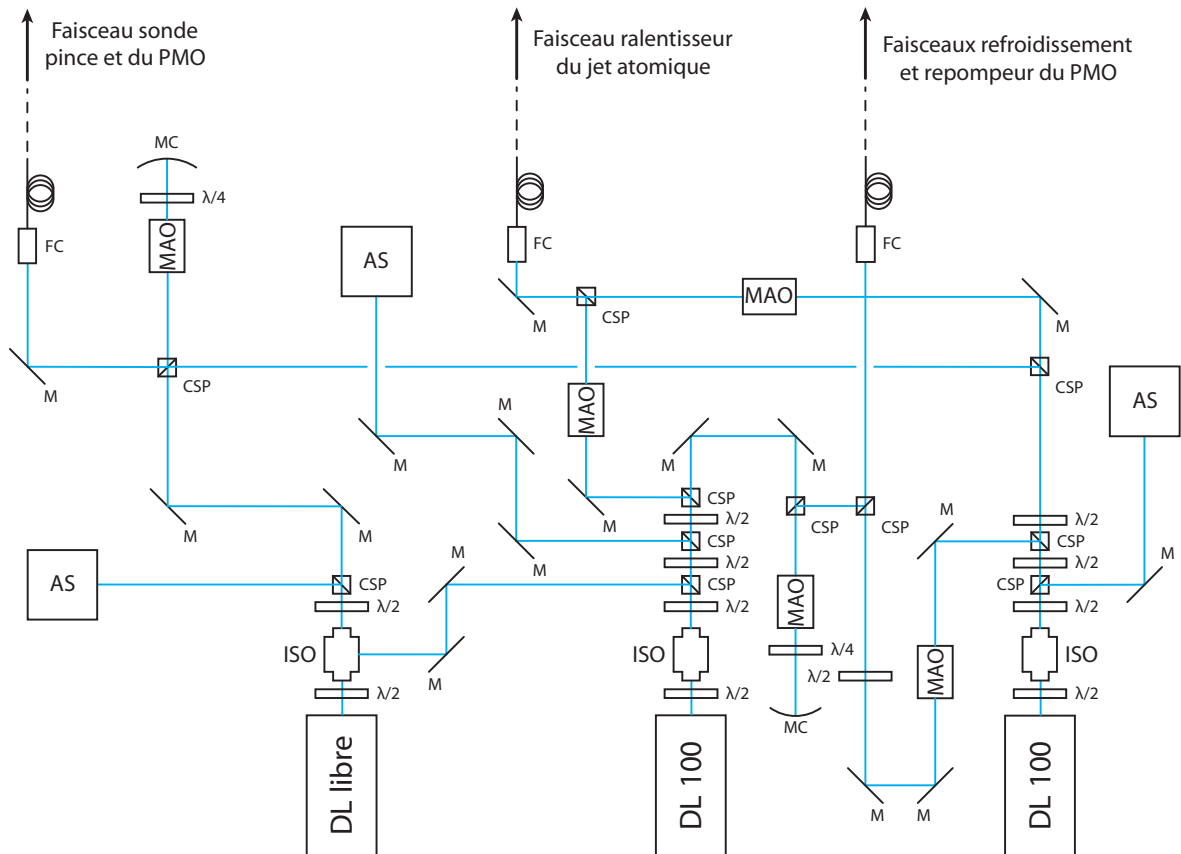
Quelle que soit la diode laser, des modulateurs acousto-optiques (MAO) sont placés sur le chemin des faisceaux pour amener chacun d'entre eux à la valeur de désaccord désirée.

En ce qui concerne les sources de piège dipolaire, aucun système de verrouillage en fréquence n'est utilisé car leur fréquence est très éloignée de toute résonance atomique.

L'intérêt d'utiliser des MAO est triple :

- Leur premier rôle est donc de modifier la fréquence optique en ajoutant à celle du laser celle de l'onde acoustique parcourant le cristal.
- Ils peuvent en outre modifier le paramètre de saturation du faisceau si l'on fait varier l'intensité de l'onde acoustique à l'intérieur du cristal.
- Enfin, ils peuvent servir d'interrupteur car l'extinction du modulateur coupe tout couplage vers l'ordre 1 de diffraction utilisé et annule en ~ 100 ns la puissance optique de l'ordre 1.

Grâce à l'outil informatique, tous ces paramètres expérimentaux sont modifiables à loisir et rendent le banc optique très pratique.



AS: montage d'absorption saturée

FC: coupleur de fibre optique

ISO: isolateur optique

MAO: modulateur acousto-optique

CSP: cube séparateur de polarisation

M / MC: miroir / miroir concave

$\lambda/2$: lame demi-onde à 780 nm

$\lambda/4$: lame quart d'onde à 780 nm

FIGURE II.12 – Schéma général du banc laser utilisé pour créer les faisceaux de MO ou de PMO ainsi que le faisceau sonde.

Une fois accordé, chaque faisceau est couplé dans une fibre monomode à maintien de polarisation pour être transporté vers notre zone de travail. Nous avons choisi de faire fonctionner les MAO de refroidissement et de sonde en double passage pour limiter au maximum les variations de direction des faisceaux lors de nos séquences.

II.2.4 Réservoir d'atomes froids

Le réservoir d'atomes froids est formé à la sortie du tube Zeeman dans la seconde chambre à vide sur l'axe du laser de ralentissement Zeeman. Le confinement des atomes dans les trois directions de l'espace est assuré à l'intersection de trois paires de faisceaux contre-propageants

désaccordés vers le rouge d'une transition atomique [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989, Lett et al., 1989]. Une paire de faisceaux est alignée selon l'axe vertical (Oz) de l'expérience alors que les deux autres paires sont dans le plan horizontal (Oxy) et forment entre elles un angle de 45° . La figure II.13 offre une représentation tridimensionnelle de cette zone de l'espace.

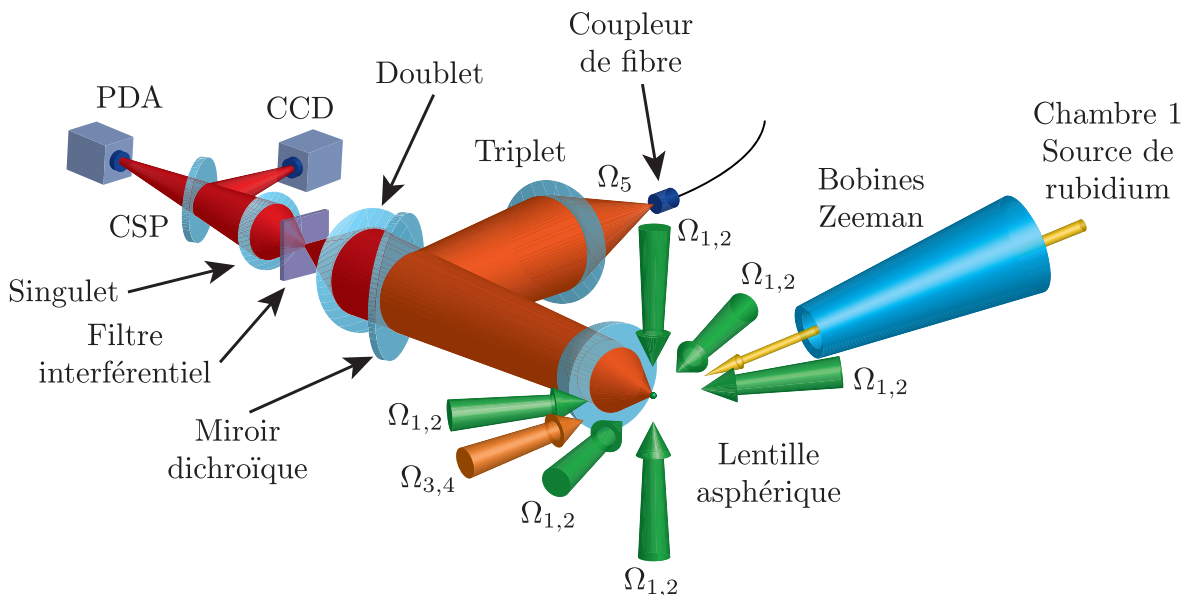


FIGURE II.13 – Schéma du montage expérimental. Le jet effusif de ^{87}Rb (à droite) est ralenti par le faisceau ralentisseur (Ω_3) et repompé (Ω_4) Zeeman au travers de plusieurs bobinages. Une PMO (ou une MO) est formé(e) à l'intersection des six faisceaux contre-propageant de refroidissement (Ω_1) et de repompement (Ω_2). La lentille asphérique micro-focalise un faisceau laser à 850 nm (Ω_5) au milieu du réservoir. La même lentille est utilisée pour collecter la lumière de fluorescence ou le signal d'absorption des expériences. Les différentes radiations sont séparées grâce à un miroir dichroïque et un filtre interférentiel. Le signal est détecté sur une photodiode à avalanche (PDA) ou une caméra (CCD).

Le laser de ralentissement, comme chacune de ces trois paires de faisceaux, est la superposition de deux signaux.

Pour le laser Zeeman, nous avons déjà vu que le faisceau ralentisseur (Ω_3) était désaccordé de $18,7 \Gamma$ par rapport à la raie $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Il lui est exactement superposé un faisceau repompement (Ω_4) désaccordé de $3,7 \Gamma$ par rapport à la raie $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. La superposition est obtenue en couplant les deux faisceaux dans la même fibre monomode au moyen d'un CSP. Cela signifie par conséquent que les deux faisceaux sont de polarisation orthogonale. Les puissances optiques de ces deux faisceaux peuvent respectivement être ajustées sur les plages 0 à 20 mW et 0 à 5 mW. Le choix de puissance est déterminé par l'optimisation d'un signal de fluorescence que nous évoquerons dans le paragraphe II.3.1.

En ce qui concerne les trois paires de faisceaux de refroidissement, le principe est le même mais les valeurs changent. Les faisceaux de refroidissement (Ω_1) sont désaccordés de $4,2 \Gamma$ par rapport à $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et les faisceaux repompements (Ω_2) sont résonants avec

$|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$). Les puissances optiques sont quant à elles respectivement égales à 2,1 mW et 0,5 mW par faisceaux. Compte tenu de la taille réduite du col laser ($w = 2$ mm), ces faisceaux quasi-collimatés ($z_r = 16,1$ m) fonctionnent en régime saturé avec respectivement $s \sim 120$ et $s \sim 30$. Se placer dans ce régime présente l'intérêt d'obtenir des taux d'émission spontanée les plus élevés possibles même aux bords des faisceaux ce qui simplifie les procédures d'alignement.

Ces procédures sont d'ailleurs très souvent plus compliquées que prévu en raison de la force de pression de radiation exercée par le laser Zeeman à l'intersection des faisceaux de refroidissement. Pour limiter au maximum cette interaction qui risquerait de décentrer le réservoir d'atomes froids, nous avons formé l'image d'un point noir de 1 mm de diamètre situé sur le parcours du laser Zeeman au niveau de l'intersection des faisceaux.

Deux types de situations expérimentales permettent d'obtenir un réservoir d'atomes froids.

Mélasse optique

La première ne requiert aucun autre élément que ceux précédemment évoqués. Seule une attention particulière doit être apportée à la polarisation de chacun des faisceaux. Ainsi dans une MO, chaque faisceau contre-propageant d'une même paire de faisceaux doit posséder une polarisation orthogonale à son homologue. On peut alors utiliser une configuration à polarisation linéaire $\pi \perp \pi$ ou une configuration à polarisation circulaire $\sigma^+ - \sigma^-$ [Lett et al., 1989]. Quelle que soit la configuration choisie, les atomes du jet ralentis par le laser Zeeman subissent la force dissipative des six faisceaux, équivalente à une force de frottements visqueux d'où le nom de "mélasse optique". Cependant rien ne contraint les atomes de la mélasse à rester au centre du nuage froid. Ils occupent l'ensemble du volume d'intersection des faisceaux ce qui limite la densité du nuage.

Piège magnéto-optique

Dans la seconde situation expérimentale, une force de rappel est ajoutée grâce à deux bobinages, de 81 spires chacun, d'un rayon moyen $R_{\text{PMO}} = 8,5$ cm et parcourus par un courant d'intensité $I_{\text{MOT}} \sim 4,5$ A. Ces bobinages sont branchés en configuration "anti-Helmholtz" et assurent selon (Oz) un gradient de champ magnétique d'environ 10 G.cm^{-1} qui entraîne un déplacement de niveaux atomiques dépendant de la position de l'atome dans l'espace. Grâce à des bobines de compensation en configuration "Helmholtz", le point de champ magnétique nul peut être amené au centre du nuage. Dès lors, si un atome initialement placé au centre du nuage s'éloigne, il subira une force différentielle de la paire des trois paires de faisceaux, si ceux-ci sont en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, l'obligeant à revenir vers le centre et asservissant sa position. Le densité au centre d'un PMO est par conséquent souvent supérieure à celle d'une MO.

Pour pouvoir aisément passer d'une situation de MO à une situation de PMO, nous avons choisi de ne fonctionner qu'en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$.

II.2.5 Imagerie du réservoir

Notre expérience dispose en plus des appareils de détection représentés sur les figure II.1 et II.13 d'une caméra CCD supplémentaire, notée CCD_2 - de la marque *Pixelfly* - pour observer le réservoir d'atomes froids. Celle-ci est située en dehors du système d'imagerie principal et observe les atomes depuis un angle d'environ 20° par rapport à l'axe vertical (figure II.14). Elle est munie d'un objectif d'appareil photographique dont on donnera en annexe les spécifications. Cette caméra peut être déclenchée électroniquement au moyen d'une commande externe (signal TTL) et peut prendre des photos infrarouges d'une exposition inférieure à la milliseconde. Elle est donc parfaitement adaptée à l'optimisation des conditions de chargement de la PO qui consiste essentiellement à assurer un centrage efficace du réservoir autour de la pince, à refroidir celui-ci et à maximiser sa densité atomique.

Il n'est évidemment pas possible d'utiliser la grande ouverture de la lentille asphérique pour étudier le nuage car son champ reste limité à $\pm 25 \mu\text{m}$.

Cette seconde caméra CCD collecte la lumière de fluorescence du réservoir lorsque celui-ci est soumis à une impulsion sonde.

II.2.6 Profil du faisceau sonde

Nous utilisons pour sonder les atomes de la PO et du PMO une seule et unique sonde. Elle est formée par deux paires de faisceaux contre-propageants superposées, alignés sur l'axe vertical (Oz) de l'expérience (figure II.14), de polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$, l'une résonante avec la transition $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = \pm 3\rangle$ et l'autre repompant les atomes sur la transition $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle \rightarrow |F' = 2, m'_F = \pm 2\rangle$. Seul l'axe vertical est utilisable ici car l'axe (Oy) du système est occupé par la lentille asphérique et ses montures tandis que l'axe (Ox) est occupé par le faisceau ralentisseur.

Il est aussi possible d'utiliser directement les faisceaux de MO ou de PMO pour sonder les atomes de la PO qui se trouve évidemment à l'intérieur du volume défini par ces faisceaux. Ce n'est cependant pas le cas pour le réservoir d'atomes froids dont on testera l'expansion et qui occupera par conséquent un espace plus volumineux que la seule intersection des faisceaux.

Un champ image de $\pm 5 \text{ mm}$ est nécessaire pour assurer une bonne observation du nuage.

Pour refléter fidèlement la distribution atomique, les atomes doivent être excités uniformément par le faisceau sonde quelle que soit leur position dans l'espace et on souhaite donc avoir un taux d'émission spontanée constant sur toute la taille du faisceau $\Gamma_{sp,sonde}(\mathbf{r}) = R = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$.

Cette contrainte impose que la sonde ait une intensité constante sur tout son profil. Il est par ailleurs indispensable de limiter au maximum les réflexions parasites de ce faisceau sur les montures des lentilles asphériques situées à l'intérieur de la chambre à vide et distantes d'environ 10 mm. Nous ne pouvons donc pas utiliser un profil gaussien. Le profil radial doit en pratique ressembler le plus possible à une fonction de forme "rectangulaire".

Une dernière contrainte naît de la faible ouverture de l'objectif de la caméra CCD. Pour améliorer au maximum le rapport signal sur bruit de nos images, il est préférable de saturer la transition atomique avec le faisceau sonde et d'avoir ainsi $\Gamma_{sp,sonde} = \Gamma_{sp,max}$ sur tout le profil.

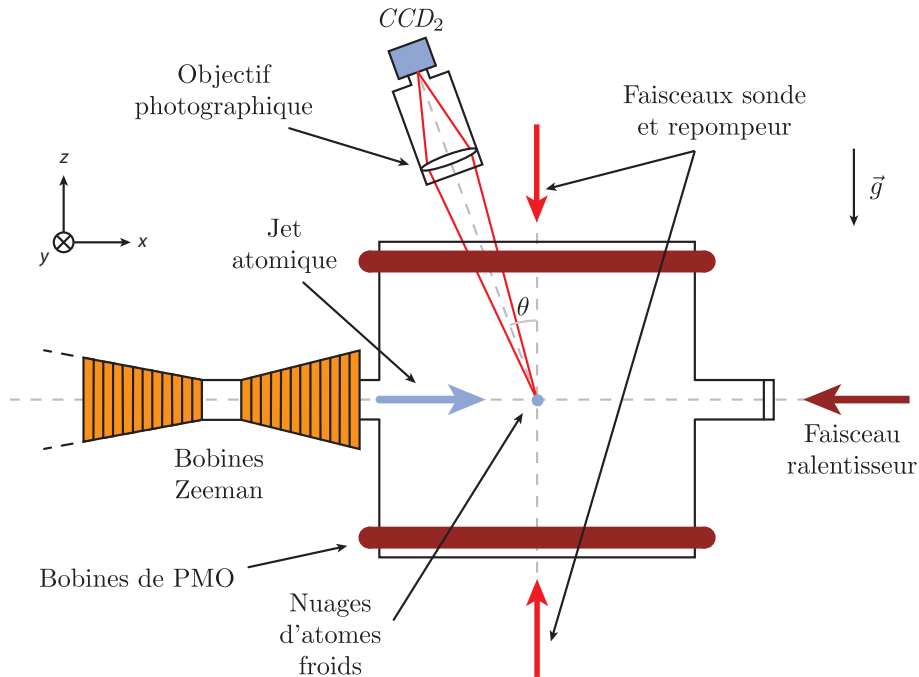


FIGURE II.14 – Imagerie du réservoir d’atomes froids par une caméra CCD (CCD_2) munie d’un objectif photographique et accès optique pour la sonde.

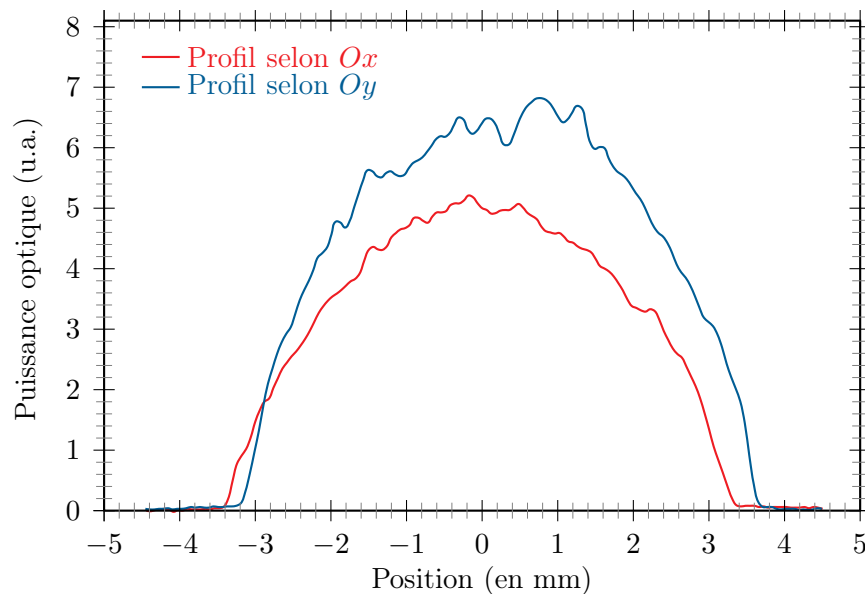


FIGURE II.15 – Profil spatial en intensité du faisceau sonde selon les deux axes orthogonaux (Ox) et (Oy) obtenu au moyen d’un analyseur de faisceau.

Nous avons en pratique répondu à ces différents critères en ne nous intéressant simplement qu’au centre d’un profil laser gaussien. Au moyen d’un diaphragme de diamètre $\Phi = 780 \mu\text{m}$ centré sur ce faisceau nous avons sélectionné la zone du profil gaussien où l’intensité varie le plus lentement possible spatialement. Nous avons ensuite formé l’image de ce diaphragme

au centre de la zone d'observation de la chambre à vide en choisissant le grandissement transverse adapté $G_T = 8$.

La figure II.15 donne le profil radial du faisceau émergent au niveau du réservoir d'atomes froids. Les deux coupes présentées ont été obtenues directement sur un analyseur de faisceaux ayant une résolution de $1,2 \mu\text{m}$ mais dont la calibration en puissance n'est pas vérifiée.

Pour extraire le taux de fluorescence des atomes soumis à un tel faisceau, nous avons adoptée la méthode suivante. A l'aide d'un puissance-mètre calibré muni d'un diaphragme de diamètre $\Phi = 150 \mu\text{m}$, l'ensemble étant monté sur une platine de translation, nous avons relevé la puissance optique dans un plan orthogonal à la propagation du faisceau tous les $250 \mu\text{m}$. La position longitudinale de ce plan a été choisie de façon à simuler celle du réservoir d'atomes froids dans notre expérience. La puissance incidente utilisée dans cette calibration au niveau du trou a été fixée $P_i = 2 \text{ mW}$.

En notant $P_f(r)$ la puissance émergente à la distance r de l'axe du faisceau, nous avons déduit l'intensité au point x du faisceau par la relation :

$$I_f(r) = \frac{4P_f(r)}{\pi \Phi^2}$$

puis le taux d'émission spontanée.

La courbe obtenue est représentée sur la figure II.16. Elle montre que le taux d'émission spontanée est quasiment constant sur une zone centrale de $\pm 3,2 \text{ mm}$ et qu'il s'écroule rapidement jusqu'à une valeur nulle pour $r = \pm 4 \text{ mm}$. Sur cette zone centrale de $6,4 \text{ mm}$ de diamètre, le taux d'émission spontanée vaut $\Gamma_{sp,sonde} = R_{sonde} = \frac{\Gamma}{2} \times (0,79 \pm 0,02)$ très proche de sa valeur maximale.

II.2.7 Séquences expérimentales et acquisition des données

Dans l'ensemble des travaux décrits dans ce manuscrit, les séquences expérimentales consistent soit à faire varier la fréquence des faisceaux laser, soit à faire varier leur intensité, les couper ou les allumer, soit à allumer ou à éteindre le courant circulant dans les bobines du PMO, soit à déclencher ou à arrêter les appareils de détection (CCDs, PDA) pour effectuer des acquisitions. La mise au point et l'utilisation de programmes informatiques s'avèrent indispensables pour gérer l'ensemble de ces paramètres. Nous avons donc développé un système numérique de gestion de données nous permettant de mettre en oeuvre ces séquences expérimentales.

Ce système comporte essentiellement trois parties, chacune associée à un type de tâches bien défini et en interaction avec les autres parties. Nous avons représenté sur la figure II.17 l'architecture de ce système.

Décrivons à présent le rôle de chacun des éléments de cette architecture.

La première étape de nos expériences est réalisée par l'*Ordinateur 1* et consiste généralement à observer le signal détecté par une photodiode à avalanche (PDA), c'est-à-dire à

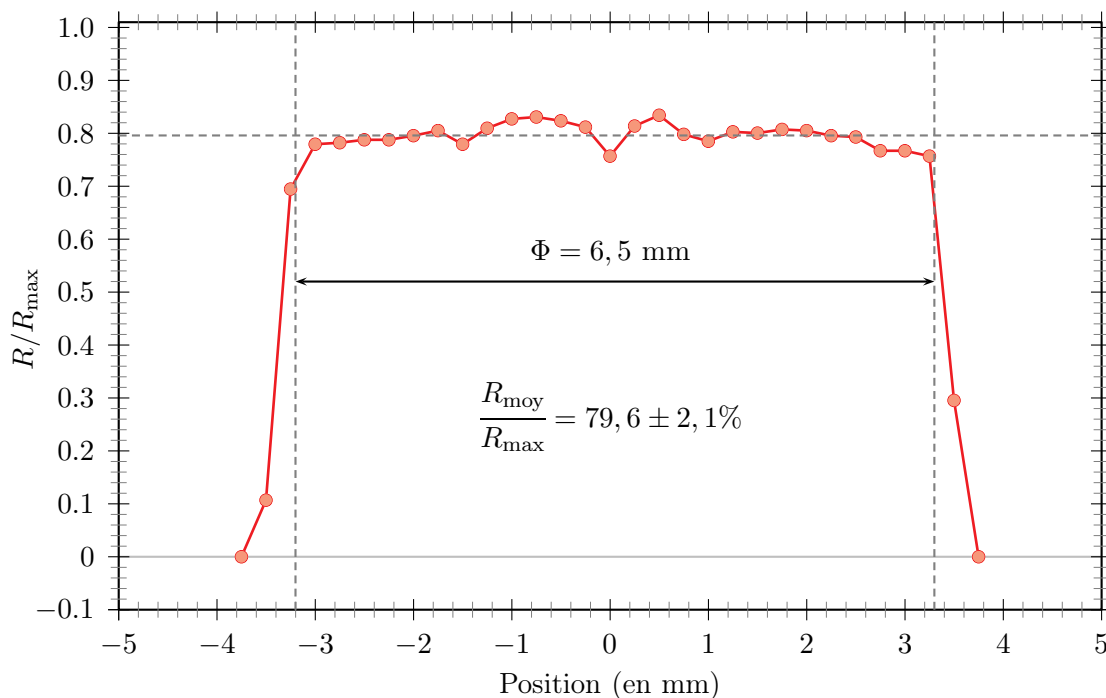


FIGURE II.16 – Taux d’émission spontanée du faisceau sonde. On a pris une puissance optique incidente de 2 mW. Le faisceau est obtenu en sélectionnant la partie centrale d’un faisceau gaussien élargi. Le taux d’émission spontanée est évalué à partir de la puissance émergente sur un puissance-mètre muni d’un diaphragme de 150 μm de diamètre.

déterminer le flux de photons capté par cet appareil et provenant uniquement de la zone entourant la PO. La PDA transforme en effet le flux photons qu’elle reçoit en un signal de type TTL de fréquence variable. En détectant le nombre de fronts montants par seconde grâce au *Compteur 1* de la carte d’acquisition *National Instruments PCI 6601*, on obtient un signal de référence nous permettant de déclencher nos séquences expérimentales. Si le niveau du *Compteur 1* dépasse un seuil fixé par l’expérimentateur, un pulse est émis par cette carte via un autre compteur, noté *Sortie Digitale* sur la figure II.17, et sert à déclencher le reste du système d’acquisition.

La seconde partie du système est gérée sur l’*Ordinateur 2* par un autre programme associé à une seconde carte National Instruments, possédant de 32 canaux digitaux d’entrée ou de sortie, et notée *PCI 6534* sur la figure II.17. L’intérêt de cette carte est de pouvoir émettre des pulses de type TTL de durée variable et de délai variable les uns par rapport aux autres, pour servir soit à allumer et à couper le signal radiofréquence alimentant les MAO, soit à déclencher une caméra CCD ou tout autre système d’acquisition nécessitant une commutation. Nous utilisons ainsi ce type de sortie pour manipuler le courant circulant dans les bobines de champ magnétique du PMO. Ces sorties peuvent en outre servir à déclencher la mise en route ou l’acquisition d’un autre appareil et l’une des sorties digitales déclenche en particulier l’acquisition du signal de la PDA sur un deuxième compteur noté (*Compteur 2*) de la carte *PCI 6601*. Deux autres sorties permettent de déclencher l’enregistrement des images des deux

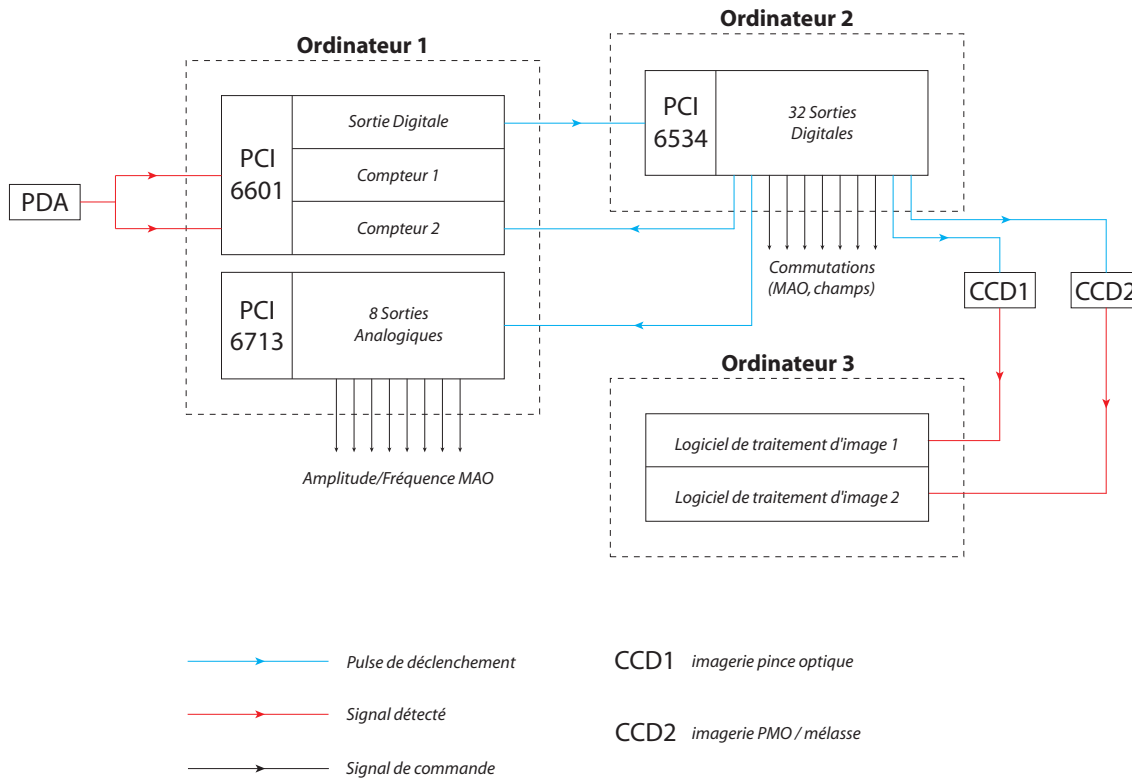


FIGURE II.17 – Système informatique d’acquisition des données. Trois ordinateurs et trois cartes d’acquisition sont utilisés ici pour piloter les différents instruments et enregistrer les signaux utiles à l’interprétation des expériences.

caméras du PMO (CCD_2) et du système d’imagerie (CCD_1) dont le traitement est effectué sur l’*Ordinateur 3*. Enfin, une sortie est réservée pour le déclenchement d’un dernier programme qui gère la troisième partie de ce système.

La carte National Instruments *PCI 6713* qui est installé sur l’*Ordinateur 1* fonctionne de façon similaire à la carte *PCI 6534* mais possède huit sorties analogiques et huit sorties digitales. Ce sont les sorties analogiques qui nous intéressent ici car elles permettent de faire varier continûment les amplitudes et les fréquences des signaux radiofréquences des MAO de façon corrélée les uns des autres au cours d’une même séquence expérimentale.

L’une des conditions à respecter pour mettre en oeuvre une séquence expérimentale est de respecter la synchronisation des différents signaux. Il est nécessaire de pouvoir allumer ou de pouvoir éteindre un faisceau le plus rapidement possible afin de ne pas introduire de retard entre deux pulses théoriquement synchrones. En pratique, la stabilité temporelle de nos séquences a été mesuré à un peu moins de 150 ps sur des séquences allant jusqu’à quelques centaines de millisecondes. Pour des séquences plus longues, de l’ordre de 10 s, la synchronisation des séquences est bonne à une résolution inférieure à 1 μ s. Cette valeur s’avère suffisante pour pouvoir mener à bien l’ensemble des expériences que nous souhaitons réaliser.

L'ensemble de notre dispositif étant maintenant décrit, nous allons poursuivre ce manuscrit en étudiant quelques caractéristiques du réservoir d'atomes froids en vue de son optimisation.

II.3 Caractérisation du réservoir d'atomes froids

Notre premier objectif a été d'obtenir un nuage d'atomes froids puis de le caractériser et de l'optimiser. Ceci a été réalisé en configuration de MO en tenant compte d'une contrainte supplémentaire par rapport à d'autres expériences de ce genre : il faut pouvoir charger des atomes uniques dans le piège dipolaire et donc "centrer" le nuage au niveau du col de la PO.

En déterminant la position du nuage, nous pouvons assurer que la pince optique se trouve dans une zone de l'espace où la densité atomique est suffisante pour permettre son chargement. Couplée à une mesure de température, la mesure de position permet, d'une part, de s'assurer que la résultante des forces extérieures, en particulier magnétiques, s'appliquant aux atomes du nuage est nulle et que ces forces ne perturbent pas le chargement de la pince optique et, d'autre part, de déterminer à quel point la température du réservoir influe sur la température d'atomes piégés dans la pince.

La figure II.18 montre une image du réservoir d'atomes froids en fluorescence avant son optimisation. Elle a été acquise par une caméra infrarouge annexe à fort gain pour permettre une détection aisée du nuage même lorsque celui-ci ne contient qu'un petit nombre d'atomes. Les atomes y apparaissent en blanc au centre de l'image, entre les montures des deux lentilles asphériques montées dans la chambre à vide en regard l'une de l'autre.

II.3.1 Positionnement du nuage

Pour positionner le nuage correctement, nous avons d'abord aligné au mieux les faisceaux de refroidissement sur les références mécaniques disponibles de l'expérience.

Pour les faisceaux horizontaux, nous nous sommes appuyés sur les encoches demi-circulaires réalisées sur les supports de lentilles comme indiqué sur la figure II.18. Elles ont été percées dans le plan horizontal passant par l'axe optique des lentilles et assurent que la PO est focalisée au milieu du réservoir de manière à rapidement obtenir un signal exploitable pour celle-ci.

Les faisceaux verticaux, sont alignés de la même façon par rapport aux encoches percées au-dessus des montures de lentille dans leur plan sagittal. Le réglage de ces faisceaux verticaux par rapport aux montures est moins aisé que celui des faisceaux horizontaux car la taille des faisceaux est relativement petite par rapport à la distance inter-lentilles et il est plus difficile de se situer par rapport au plan de focalisation de la pince optique.

Grâce à ces réglages, le signal de fluorescence d'un nuage d'atomes froids est détecté quasi-directement. Afin d'améliorer la qualité de ce signal, la taille et la position du nuage, nous avons affiné les réglages préliminaires en modifiant légèrement les positions relatives des différents faisceaux optiques de manière à centrer ce nuage à proximité du point focal

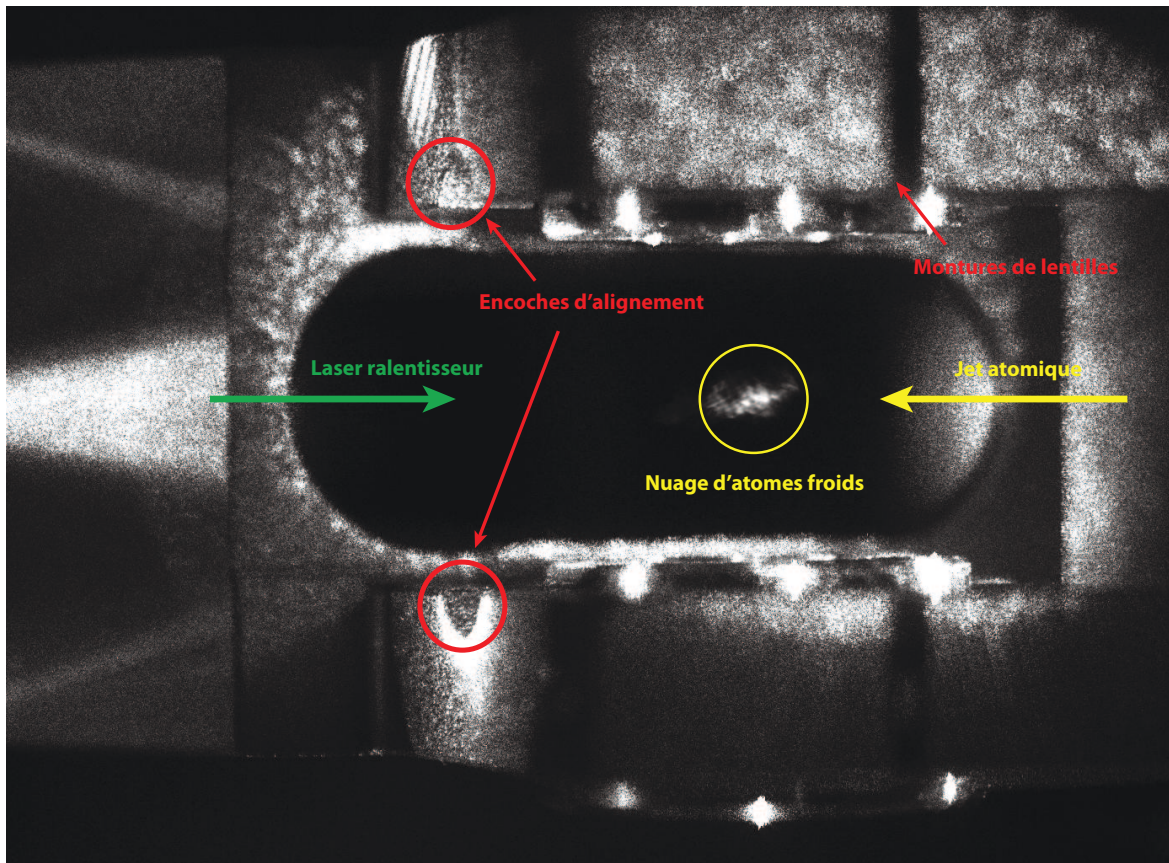


FIGURE II.18 – Image du réservoir d'atomes froids. On y distingue le nuage (cercle jaune), les montures de lentilles asphériques et les encoches d'accès pour les faisceaux de refroidissement (flèches rouges).

théorique de la PO. Nous nous sommes basés pour cela sur deux signaux : celui de la caméra CCD_2 observant le plan de focalisation de la pince optique et celui de la PDA qui observe une uniquement la zone de quelques μm^3 autour de la PO.

La figure II.19 donne un exemple typique de chargement du réservoir d'atomes froids enregistré par la PDA après une optimisation des réglages mécaniques de l'expérience. Pour obtenir un tel signal, nous avons allumé concomitamment l'ensemble des faisceaux de refroidissement et de ralentissement, ainsi que les faisceaux repompeurs, tout en enregistrant simultanément le signal de la PDA. La contribution de la lumière parasite, issue des réflexions sur les optiques et de la non-étanchéité optique de notre système d'imagerie, est ici pratiquement négligeable puisqu'aucune "marche" n'apparaît sur le signal immédiatement après que les faisceaux aient été rallumés.

La signal $S(t)$ de formation du nuage est bien ajusté par une fonction de la forme :

$$S(t) = A + B \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{II.13})$$

dont le temps caractéristique vaut $\tau \sim 1$ s. Lorsque, de manière symétrique, une fois le nuage

chargé d'atomes, nous coupons le ralentisseur Zeeman la durée de vie du nuage avoisine les 10 s.

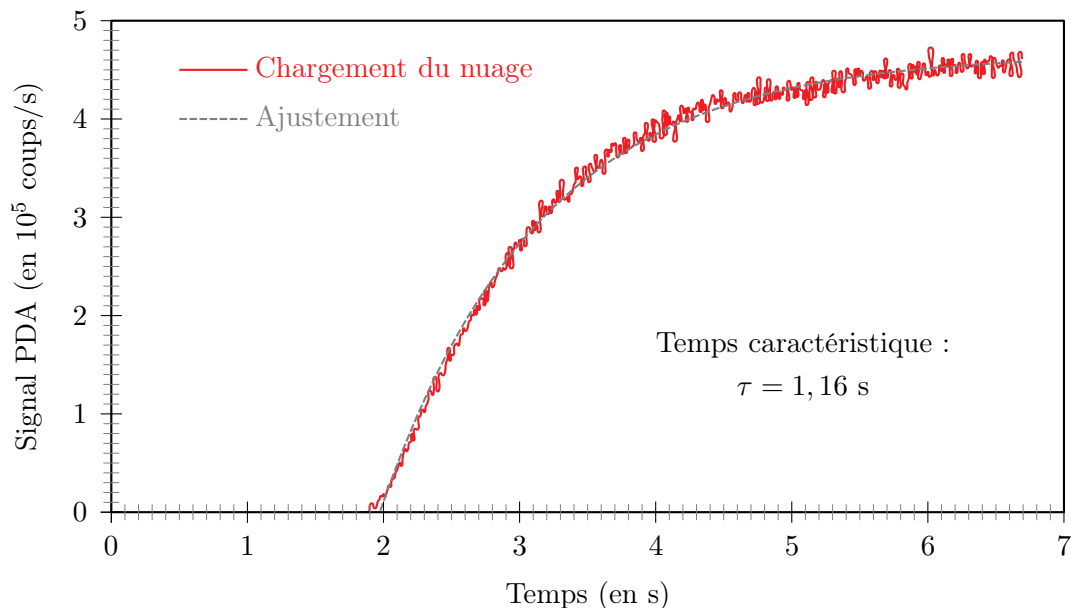


FIGURE II.19 – *Chargement du réservoir d'atomes froids observé à la PDA. On relève l'évolution de la fluorescence dans la zone du piège dipolaire à partir du moment ($t \sim 1,9$ ms) où les faisceaux de refroidissement sont allumés. Les données sont indiquées en rouge. La courbe grise en pointillés correspond à un ajustement dont on tire un temps caractéristique de chargement de 1,16 s.*

Une fois l'étape de positionnement du réservoir effectué, nous avons dans un second temps réalisé un étalonnage du signal de fluorescence généré par la sonde sur la caméra CCD_2 qui, associé à un calcul d'efficacité de collection, nous a permis d'extraire un ordre de grandeur de la densité du nuage.

II.3.2 Etalonnage du faisceau sonde

Si nous avons déjà caractérisé le profil d'intensité de la sonde, nous n'avons pas encore observé l'effet direct de son interaction avec des atomes. Un étalonnage supplémentaire a donc été réalisé de façon à optimiser les autres paramètres de ce faisceau : sa puissance lumineuse et son désaccord laser.

Nous avons conduit cette étude en deux étapes au cours desquelles nous avons maintenu la puissance optique constante et égale à 2 mW. Nous avons successivement cherché à optimiser la fréquence d'un pulse sonde d'excitation des atomes et la durée de celui-ci.

Fréquence du faisceau sonde

Dans un premier temps, pour une durée de pulse lumineux fixée de 1,5 ms, nous avons fait varier la fréquence de la sonde. A chaque nouvelle valeur de fréquence, nous avons pris la moyenne du signal détecté sur la caméra CCD_2 correspondant à huit chargements successifs.

Pour déclencher ces mesures, nous avons arbitrairement fixé le taux de répétition des séquences à 1 s.

Les images obtenues possèdent en général un fond de lumière parasite qui varie lentement au cours d'une série de mesure ou bien d'une série à l'autre. Pour s'affranchir de ce biais, nous avons soustrait à chaque image moyenne une image de fond obtenue par la moyenne de huit expériences identiques effectuées en l'absence d'atomes. Pour ne pas modifier les conditions expérimentales entre ces deux acquisitions, nous avons gardé l'ensemble des faisceaux allumés comme pour la première image mais décalés la fréquence du laser de refroidissement hors de toute résonance de plusieurs dizaines de MHz.

Nous avons ensuite déterminé le nombre moyen de coups reçus par séquence et nous avons répété l'ensemble du protocole pour différentes valeurs de fréquence de la sonde. Chaque image, corrigée du fond de lumière parasite, a été ensuite ajustée par une fonction gaussienne 2D dont nous avons pu extraire l'amplitude A et les tailles RMS σ_1 et σ_2 selon les deux axes orthogonaux de l'image.

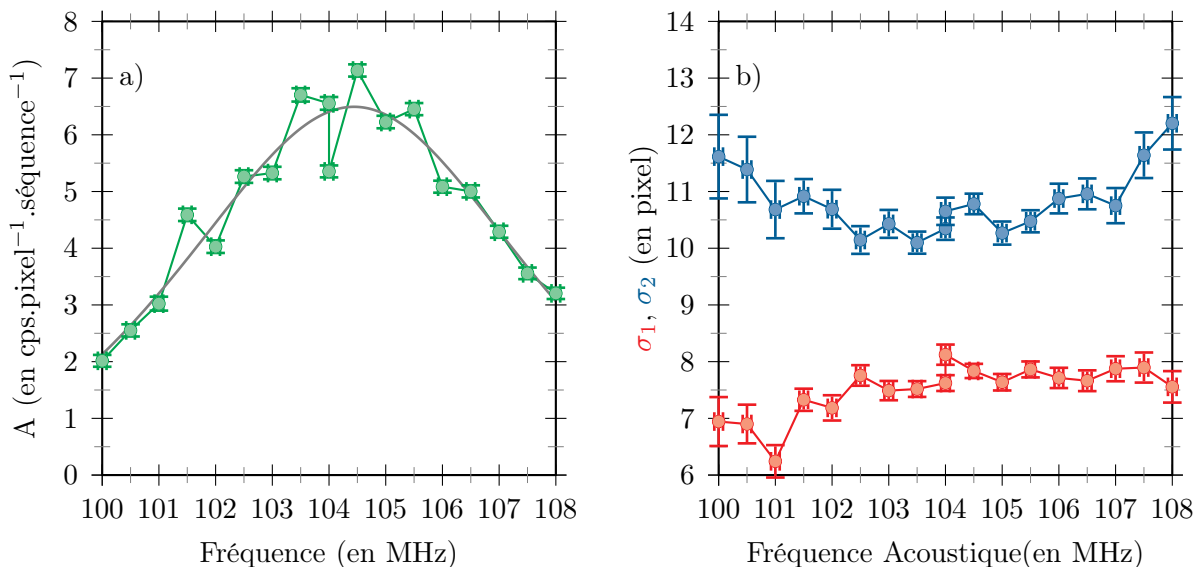


FIGURE II.20 – (a) Amplitude et (b) tailles RMS rendues par un ajustement gaussien 2D du signal détecté, pour différentes fréquences du faisceau sonde. Le signal en amplitude est parfaitement superposé par la fonction lorentzienne (en gris) théorique pour laquelle on a pris $s = 4$. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs rendues par l'ajustement.

La figure II.20 a) représente l'évolution de l'amplitude maximale du signal au centre de la gaussienne 2D en fonction de la fréquence du faisceau sonde. Le maximum de fluorescence est observée pour $f_{sonde} = 104,4 \pm 0,1\text{MHz}$ soit $\delta\nu_{sonde} = -0,06\Gamma$ ce qui correspond bien à un faisceau résonant. La courbe obtenue est bien ajustée par la fonction lorentzienne théorique. Elle a permis d'extraire une mesure complémentaire du paramètre de saturation de la sonde $s = 4,00 \pm 0,65$, en accord avec la valeur attendue.

Il est important de noter que nous n'avons pas reproduit sur la figure II.20 l'évolution de

la position moyenne du nuage car sur les échelles de temps impliquées ici, aucun déplacement significatif du nuage n'a pu être mesuré.

La figure II.20 b) montre que la fréquence du faisceau laser n'a que très peu d'effets sur la taille du nuage. Il apparaît une très légère diminution de la taille σ_2 autour de la fréquence de résonance mais de façon simultanée aucune variation n'est détectée sur σ_1 . On pourra donc considérer ici que seul le taux d'émission spontanée est modifié lorsque le désaccord du laser est ajusté.

Durée du pulse sonde

Nous avons ensuite fait varier la durée du pulse sonde, pour $\delta\nu_{sonde} = -0,06\Gamma$ et pour une puissance optique égale à la 2 mW. La démarche expérimentale est la même que celle utilisée pour l'optimisation de la fréquence.

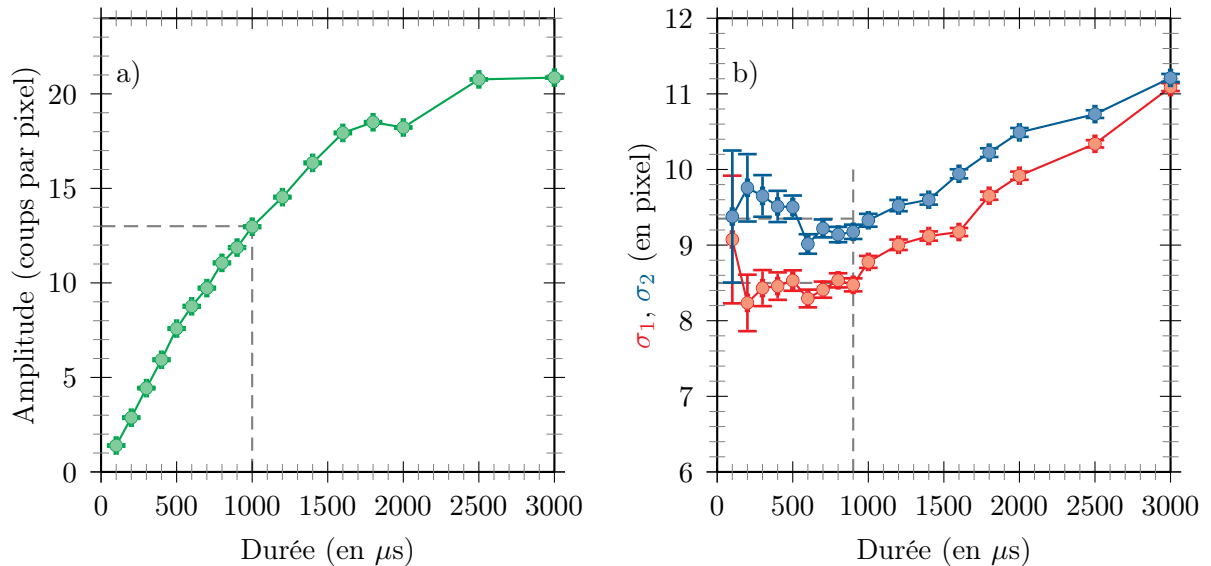


FIGURE II.21 – (a) Amplitude et (b) tailles RMS rendues par un ajustement gaussien 2D du signal de fluorescence, pour différentes durées du pulse sonde. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs rendues par l'ajustement.

Les résultats obtenus et présentés sur la figure II.21 montrent qu'aux temps courts, l'amplitude du signal de fluorescence augmente linéairement. Lorsque la durée du pulse sonde augmente, une saturation du signal apparaît ainsi qu'un élargissement du nuage. Pour des durées supérieures à 1 ms, la taille du nuage passe en effet de 9 pixels en moyenne à près de 11 pixels. La sonde a alors un effet de chauffage sur le nuage et exerce sur les atomes une force de pression de radiation qui se traduit par une accélération des atomes et un élargissement du nuage. En outre, tant σ_1 que σ_2 restent constantes pour une durée de 0,9 ms. Nous avons donc choisi une durée de 1 ms pour le pulse sonde car cette valeur offre le meilleur compromis entre un nuage peu élargi par la sonde et un rapport signal sur bruit maximisé.

II.3.3 Densité au centre du réservoir

L'ensemble des étalonnages précédents nous a permis d'obtenir un ordre de grandeur de la densité atomique au centre du réservoir d'atomes froids à partir du nombre de coups observés à la caméra CCD_2 .

Notons $q_e = 0,26 \text{ e}^- \cdot \text{ph}^{-1}$ l'efficacité quantique de la caméra qui caractérise la conversion photo-électronique du capteur et T le facteur de transmission de l'objectif qui vaut $T = 72,0 \pm 0,5\%$. Notons par ailleurs $\text{ADC} = 3,8 \text{ e}^- \cdot \text{cp}^{-1}$ le coefficient de conversion électron-coups et ΔN_{cp} le nombre de coups dû au nuage sur une image à fond de lumière parasite soustrait.

Le nombre total de photons N_{ph} , émis par fluorescence pendant un pulse sonde résonant de durée $\Delta t = 1 \text{ ms}$ par le nuage et dans l'ensemble de l'espace, s'écrit :

$$\Delta N_{ph} = \frac{\text{ADC}}{q_e T \eta} \Delta N_{cp}. \quad (\text{II.14})$$

Cette expression fait intervenir l'efficacité de collection η de notre système d'imagerie utilisant la CCD_2 . Les détails techniques de la détermination expérimentale de ce paramètre sont renvoyés à l'annexe VI.1.

A partir du nombre N_{ph} , on peut déduire le nombre total d'atomes N_{at} présents dans le nuage par la relation :

$$N_{at} = \frac{\Delta N_{ph}}{\Gamma_{sp} \Delta t} = \frac{\text{ADC}}{q_e T \eta \Gamma_{sp} \Delta t} \Delta N_{cp} \quad (\text{II.15})$$

et la densité atomique au centre pour un nuage de forme gaussienne :

$$\rho_{0at} = \frac{N_{at}}{V} \quad (\text{II.16})$$

où V est le volume du nuage auquel nous n'avons pas directement accès. Nous avons supposé que $V \simeq (\sqrt{2\pi})^3 (\sigma_1 \sigma_2)^{3/2}$ et nous avons abouti à $\rho_{0at} \sim 10^{10} \text{ at.cm}^{-1}$ avant toute optimisation plus fine du comportement dynamique du nuage, notamment celle de sa température.

II.3.4 Mesure de la température du nuage

Séquence de temps de vol

Pour accéder à la température du nuage, nous avons utilisé la technique très répandue en optique atomique [Lett et al., 1988], dite de "temps de vol", dont une séquence expérimentale typique est représentée sur la figure II.22. Elle se déroule comme suit :

- Dans la première partie de la séquence, le nuage d'atomes se forme et les atomes sont refroidis.
- A t_1 , l'ensemble des faisceaux de refroidissement, le faisceau ralentisseur et l'ensemble des faisceaux repompeurs sont coupés. Les atomes sont plongés dans le "noir". Cette action est déclenchée à partir du signal de la photodiode à avalanche. En plaçant un seuil

autour de 70% de la valeur maximale du signal de fluorescence, on assure un chargement efficace du nuage tout en évitant que des fluctuations sur l'expérience ne viennent gêner l'acquisition.

- A t_2 , la caméra CCD_2 est déclenchée et commence à acquérir un signal.
- Peu de temps après, l'impulsion sonde est émise à l'instant t_3 . On note alors $\Delta t_{tdv} = t_3 - t_1$ la durée du "temps de vol" effectué par les atomes. Ce temps, comme l'intervalle $t_2 - t_1$, varie d'une série de mesure à l'autre pour déterminer la température des atomes.
- On note ensuite $\Delta t_{sonde} = t_4 - t_3$ la durée du pulse sonde, dont la valeur comme celle de sa fréquence et de son intensité ont été choisies conformément à la calibration effectuée au paragraphe II.3.2.
- L'acquisition de la caméra est arrêtée (t_5) après une durée $\Delta t_{CCD} = t_5 - t_2$ et le signal est enregistré.
- Les faisceaux de refroidissement sont rallumés (t_6) et une autre séquence est alors déclenchée.

Comme pour l'étalonnage du pulse sonde, nous effectuons huit acquisitions successives pour un même temps de vol et calculons la moyenne du signal reçu. Cette moyenne a pour but de lisser le bruit de fond pour permettre l'amélioration du rapport signal sur bruit de l'expérience. Nous enregistrons en effet une image résultant de la moyenne de huit acquisitions lorsque la fréquence du laser de refroidissement est balayée. Chaque mesure de température contenant typiquement dix points, l'expérience est répétée 160 fois et le temps d'acquisition globale n'excède pas plus de quelques minutes.

Nous avons représenté sur la figure II.23, le résultat d'une série de mesures obtenues selon la séquence expérimentale évoquée ci-dessus en changeant la valeur de Δt_{tdv} .

Dans notre exploitation de ces données, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'évolution de la position du nuage, à celle de sa taille ainsi qu'à celle de l'amplitude du signal recueilli. Pour extraire ces grandeurs des images enregistrées, nous avons encore réalisé un ajustement par une fonction gaussienne à deux dimensions dont on donne ici la formule afin de préciser les notations :

$$G_{2D}(X(\Delta t_{tdv}), Y(\Delta t_{tdv})) = A \exp \left[-\frac{(X(\Delta t_{tdv}) - X_c(\Delta t_{tdv}))^2}{2\sigma_X^2} - \frac{(Y(\Delta t_{tdv}) - y_c(\Delta t_{tdv}))^2}{2\sigma_Y^2} \right] + B$$

avec :

- A l'amplitude du signal,
- B le fond résiduel de la lumière parasite déterminé par l'ajustement après soustraction de l'image sans atomes,
- $X(\Delta t_{tdv})$ et $Y(\Delta t_{tdv})$ les coordonnées (colonne et rang) du point de l'image considéré de la distribution pour un temps de vol Δt_{tdv} ,
- $X_c(\Delta t_{tdv})$ et $Y_c(\Delta t_{tdv})$ les coordonnées (colonne et rang) sur l'image du centre de la distribution pour ce même temps de vol Δt_{tdv} ,

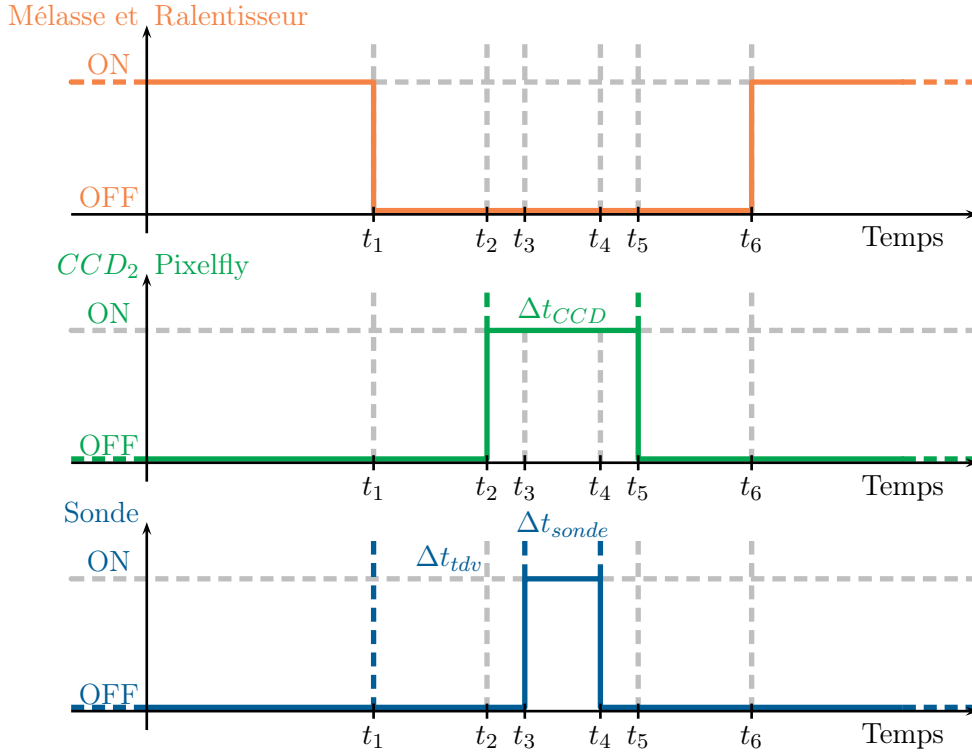


FIGURE II.22 – Séquence expérimentale de temps de vol utilisant la caméra CCD₂ Pixelfly.

- σ_X et σ_Y les tailles RMS selon les deux directions d'analyse des images (OX et OY).

Pour extraire de ce type de données la température du nuage, nous avons supposé que l'équilibre thermique était atteint dans la distribution atomique et que, par conséquent, la taille du nuage à tout instant de son évolution libre était donnée par une relation du type :

$$\sigma_i(\Delta t_{tdv}) = \sqrt{\sigma_{0_i}^2 + \sigma_v^2 \Delta t_{tdv}^2} \quad \text{où} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m}} \quad (\text{II.17})$$

Ici, T_i est donc la température du nuage, m la masse d'un atome, k_B la constante de Boltzmann et σ_{0_i} la taille du nuage extrapolée pour $\Delta t_{tdv} = 0$, définies pour l'axe i .

Sans autres réglages que ceux déjà évoqués, nous avons mesuré la température T du réservoir d'atomes froids. La figure II.24 présente les évolutions des grandeurs σ_X et σ_Y obtenues après analyse des images.

Ces courbes montrent d'abord que le modèle utilisé dans notre analyse ajuste correctement les données. On note cependant une différence appréciable entre les deux valeurs de température rendues par le modèle selon X et Y :

$$T_X = 299 \pm 7 \mu\text{K} \quad \text{et} \quad T_Y = 260 \pm 7 \mu\text{K}$$

ce qui peut laisser entendre que l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint.

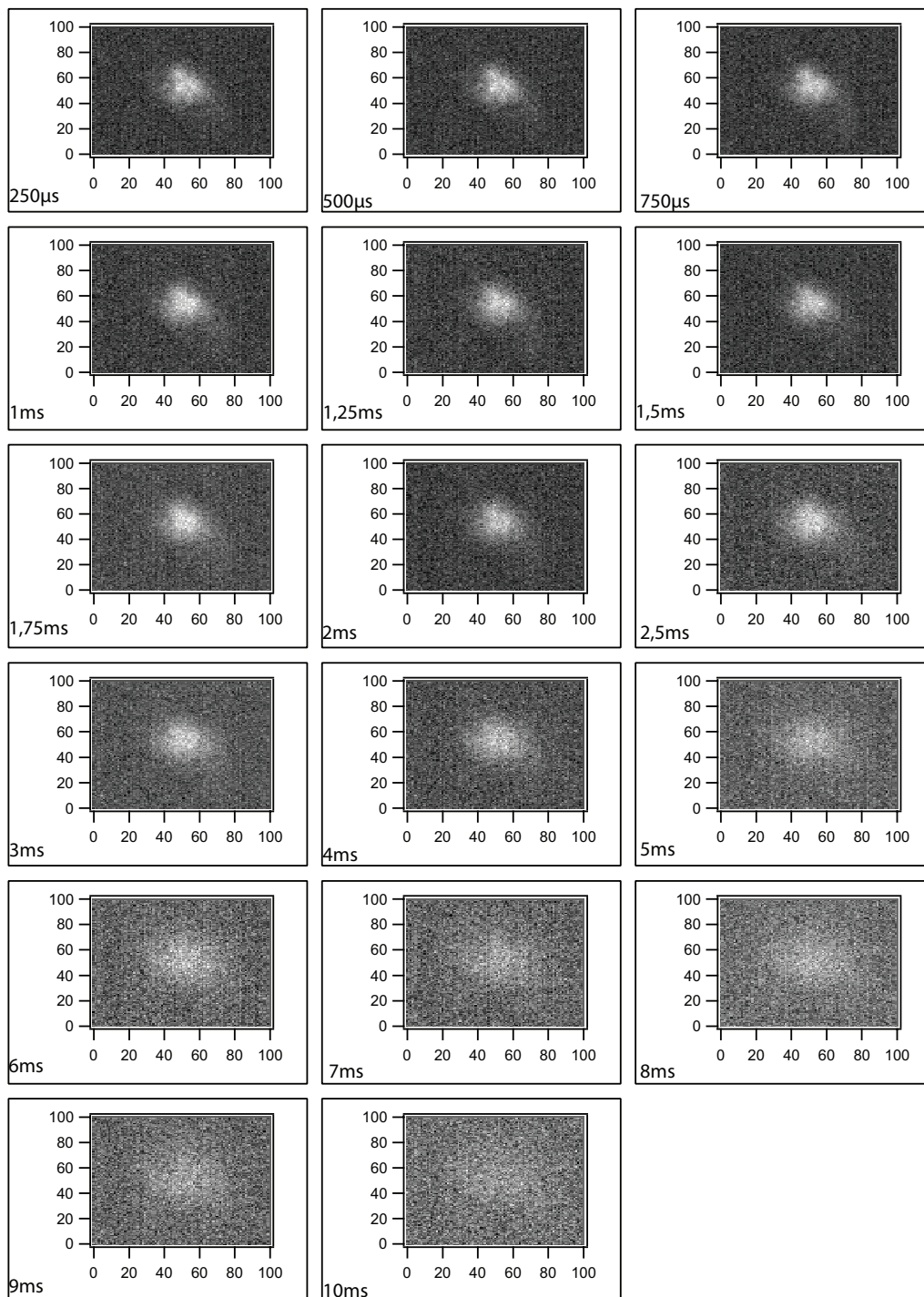


FIGURE II.23 – Evolution typique du nuage d'atomes froids pour un temps de vol Δt_{tdv} de plus en plus long allant de $250 \mu s$ à $10 ms$. Les axes indiquent la taille en pixels du nuage sur la caméra CCD_2 . Plus le nombre de photons reçus est élevé, plus le signal devient blanc.

Optimisation de la température du nuage

Pour obtenir la température la plus basse possible, nous avons optimisé un à un les paramètres suivants de l'expérience :

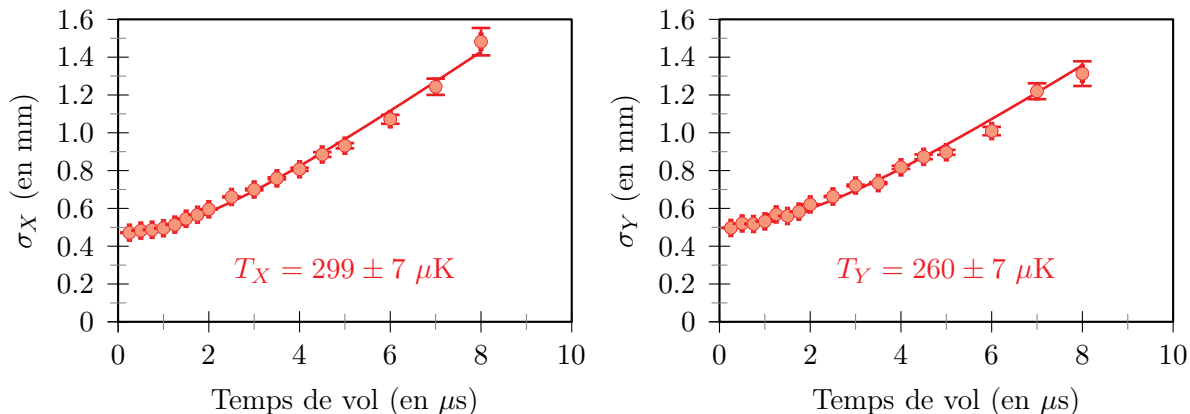


FIGURE II.24 – Tailles RMS du nuage en fonction du temps de vol sur les axes X et Y d’observation de la caméra. Points rouges : données expérimentales. Courbe pleine : ajustement en température. Les barres d’erreur sont celles rendues par l’ajustement.

- les trois champs magnétiques créés par les bobines de compensation,
- la puissance des faisceaux de refroidissement,
- le désaccord de ces faisceaux par rapport à la résonance.

L’optimisation de chaque paramètre s’est déroulée de la façon suivante. Pour un temps de vol préalablement fixé, nous avons réalisé une série de mesure pendant laquelle nous avons fait varier le paramètre sélectionné. Nous avons ensuite analysé les images obtenues puis avons déterminé la valeur correspondant à une minimisation de la taille du nuage sur les deux axes X et Y . Nous avons fixé le paramètre sélectionné à cette valeur et sommes passé à l’optimisation du paramètre suivant. Après chaque rotation sur l’ensemble des paramètres nous avons mesuré la température du nuage.

Concernant plus particulièrement la puissance et la fréquence du faisceau laser, la théorie sub-Doppler montre que ces deux paramètres influent largement sur la température minimale que peut atteindre l’échantillon atomique [Castin et al., 1989]. C’est pourquoi lors de notre optimisation nous avons mis en oeuvre une nouvelle séquence expérimentale pour étudier l’effet de ces paramètres. Plus précisément, nous avons successivement fait varier le désaccord initial et le désaccord final du laser entre chaque série de mesure. En appliquant cette méthode, nous avons observé que le balayage en fréquence du laser entraînait un découplage du faisceau à travers la fibre optique aboutissant à la diminution simultanée de l’intensité du faisceau laser à la sortie de la fibre et au niveau des atomes. Cette séquence est représentée schématiquement sur la figure II.25.

D’un point de vue temporel, la séquence se déroule de la façon suivante :

- A t_0 , une rampe linéaire de tension est appliquée à l’entrée fréquence du MAO du faisceau de refroidissement. On note Δt_c la durée de ce pulse qui est donc l’un des paramètres que nous allons ajuster. Au cours de cette étape, la puissance du faisceau

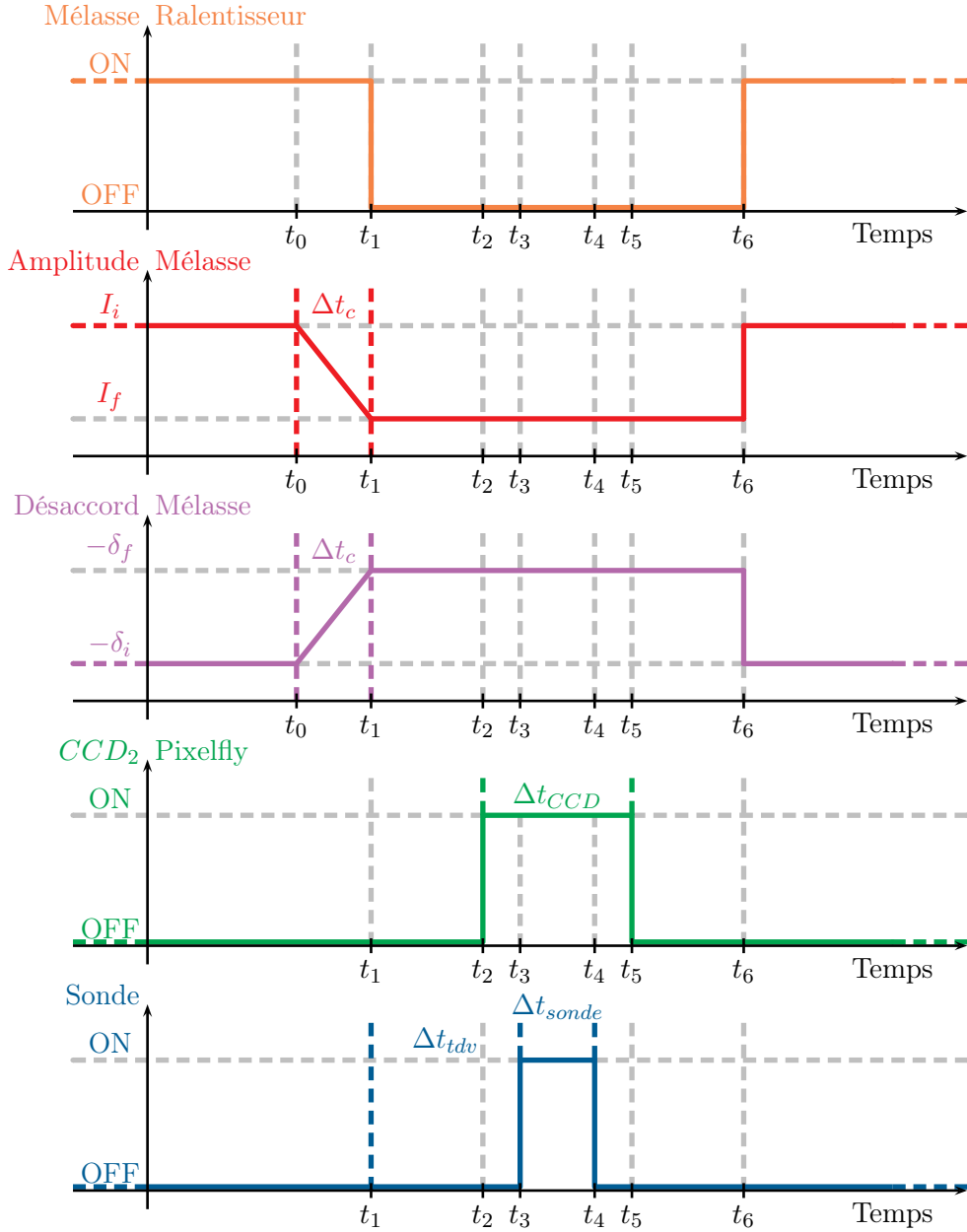


FIGURE II.25 – Séquence expérimentale de temps de vol après une période Δt_c pendant laquelle on refroidit le nuage de façon active. Le flash sonde est envoyé après une durée Δt_{tdv} suivant la coupure des faisceaux de refroidissement et sa durée vaut Δt_{sonde} .

est elle aussi modifiée.

- A la fin de la rampe, à l'instant noté t_1 , l'ensemble des faisceaux est éteint en coupant d'une part le signal radiofréquence des différents MAO et en bloquant d'autre part physiquement le faisceau à l'aide d'obturateurs mécaniques.
- Les atomes évoluent ensuite librement pendant le temps de vol dont la durée est notée $\Delta t_{tdv} = t_3 - t_1$.
- L'acquisition de l'image par la caméra est alors déclenchée (t_2) avant que le flash sonde

soit émis. On note la durée de ce flash $\Delta t_{sonde} = t_4 - t_3$.

- L'acquisition de l'image de la caméra est arrêtée (t_5) et les résultats analysés.
- Enfin, l'ensemble des faisceaux est rallumé à l'instant t_6 et une autre séquence peut être lancée.

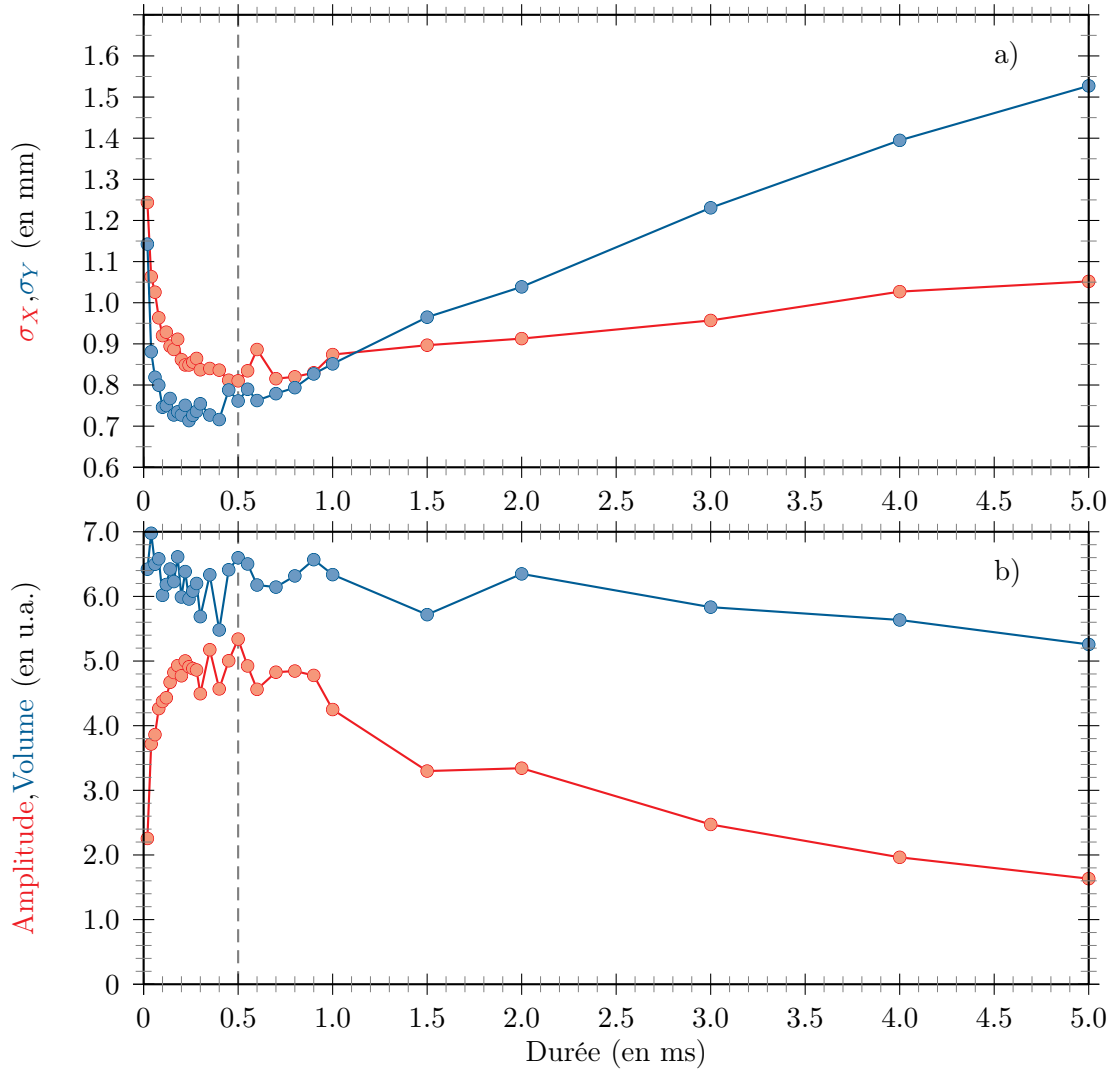


FIGURE II.26 – Effet de la durée de la rampe de refroidissement sur la taille du réservoir d’atomes froids (a) et sur l’amplitude de la fonction d’ajustement gaussienne à deux dimensions (b).

Nous avons commencé notre optimisation en ajustant la durée Δt_c de la rampe de refroidissement. Les figures II.26 donnent un aperçu des résultats obtenus après la première analyse où l’on a fait varier Δt_c en maintenant un temps de vol Δt_{tdv} fixe égal à 6 ms et où la puissance des faisceaux mélasse a diminué de $P_i = 13,5$ mW à $P_f = 0,2$ mW au cours de la rampe.

Sur la figure II.26.b), on observe que pour l’ensemble des séries de mesures acquises, le nombre total de photons détectés¹ restent sensiblement constant alors que l’amplitude de la

1. On le note ici *Volume* car il correspond au volume situé sous la fonction de gaussienne 2D.

fonction d'ajustement atteint un maximum entre $200 \mu\text{s}$ et 1 ms . Pour ce même intervalle de valeurs, on observe sur la figure II.26.a) que les deux tailles caractéristiques déterminées par notre modèle atteignent leur minimum. Après une rapide phase de diminution, le nuage se dilate notamment selon l'axe Y . Pour la série de mesures suivante, où l'on a cette fois ajusté le désaccord δ des faisceaux laser par rapport à la transition pour un atome au repos, nous avons choisi d'utiliser une valeur de $500 \mu\text{s}$ pour Δt_c .

L'optimisation des autres paramètres, et notamment des champs de compensation, s'est déroulée de la même manière. Au cours de notre étude, l'optimisation de ces champs s'est révélée être l'étape la plus délicate car ayant un effet beaucoup plus fin sur nos mesures. Ces champs servent principalement à compenser l'action du champ magnétique terrestre. C'est cette optimisation qui permet aussi de gagner les derniers microkelvin sur la température finale du nuage alors que le temps de refroidissement Δt_c à un effet beaucoup plus net sur la température des atomes du réservoir.

Après plusieurs rotations sur chacun des paramètres d'optimisation, nous avons pu réduire rapidement la température du nuage et atteindre une valeur minimale de $T \simeq 10 \mu\text{K}$. Nous avons récapitulé sur les figures II.27 quelques uns des résultats obtenus au cours de l'optimisation pour lesquels les températures moyennes sont respectivement $T = 110 \mu\text{K}$, $T = 16,5 \mu\text{K}$ et $T = 9,5 \mu\text{K}$.

Dans le cas où $T = 9,5 \mu\text{K}$, on peut remarquer que les valeurs obtenues suivant les deux axes d'analyse X et Y sont en très bon accord compte tenu des incertitudes affichées. Ces dernières ont été calculées à partir des incertitudes sur les dimensions caractéristiques du nuage rendues par l'ajustement à deux dimensions. Rappelons que la taille des faisceaux de refroidissement $\sigma \simeq 1 \text{ mm}$ est relativement petite par rapport aux configurations rencontrées usuellement dans les expériences d'atomes froids où les faisceaux peuvent atteindre plusieurs centimètres de diamètre. Notre configuration n'est donc pas la plus favorable mais elle permet néanmoins d'atteindre des températures relativement faibles.

Sur ces figures, on peut remarquer que la taille initiale du nuage n'est pas la même suivant les deux axes faisant apparaître une anisotropie dans la forme du réservoir d'atomes. Nous n'avons pas étudié l'origine de ce comportement ni cherché à réduire la différence mesurée.

Ces mesures de température nous ont en revanche permis d'avoir accès à un paramètre expérimental que nous n'avions pas encore mesuré : l'angle θ d'observation de la caméra CCD_2 par rapport à l'axe vertical que nous avons représenté sur la figure II.14. Lorsque l'ensemble des paramètres de refroidissement est correctement ajusté, les atomes ne sont plus soumis lors de leur vol libre qu'à la seule force d'attraction gravitationnelle terrestre qui les fait tomber suivant l'axe z de notre expérience. Or cet axe n'est pas confondu avec l'un des axes d'observation du nuage.

Il faut donc tenir compte du déplacement du nuage sur nos images. Parmi les diverses grandeurs que fournit notre modélisation, nous avons accès à la position du centre de la fonction gaussienne à deux dimensions du modèle, c'est-à-dire aux paramètres $X_c(\Delta t_{dv})$ et

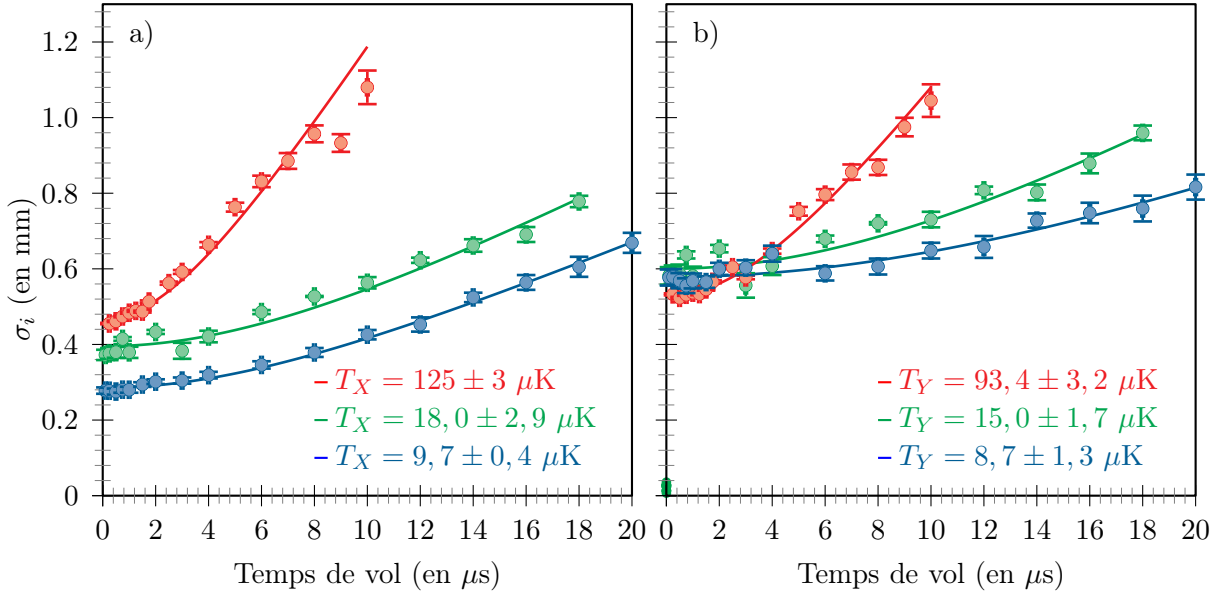


FIGURE II.27 – Taille caractéristique du nuage en fonction du temps de vol sur l'axe X (a) et Y (b) d'observation de la caméra.

$Y_c(\Delta t_{tdv})$.

Appliquons la seconde loi de Newton à notre nuage dans le référentiel du laboratoire :

$$\Delta z = z(\Delta t_{tdv}) - z(0) = -\frac{1}{2} g \Delta t_{tdv}^2$$

puis utilisons les règles usuelles de trigonométrie pour obtenir ses équations horaires :

$$x_c(\Delta t_{tdv}) = x_c(0) \quad \text{et} \quad y_c(\Delta t_{tdv}) = y_c(0) - \frac{1}{2} g \sin \theta \Delta t_{tdv}^2 \quad (\text{II.18})$$

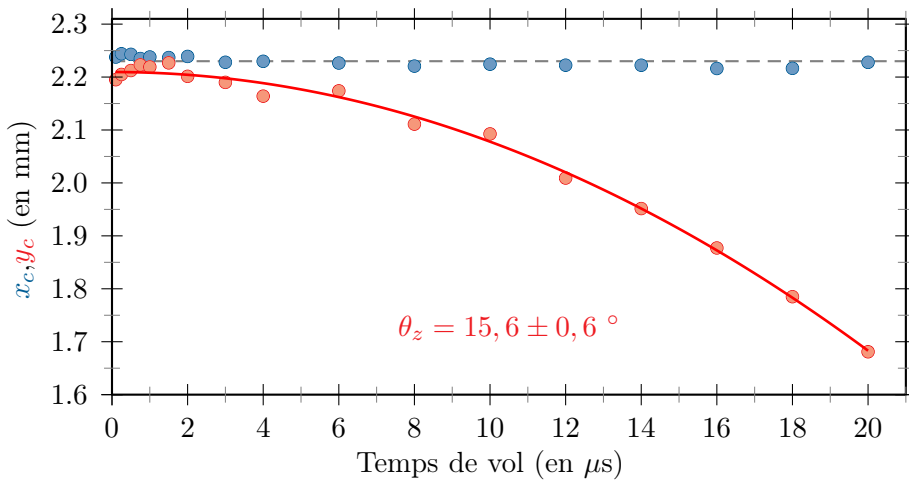


FIGURE II.28 – Positions moyennes du nuage suivant les axes X et Y.

La figure II.28 montre l'évolution de la position du centre du nuage lorsque $T = 9,5 \mu\text{K}$ selon chacun des deux axes de la caméra.

Comme nous pouvions nous y attendre, la nuage n'est pas déplacé selon l'axe X de l'image orthogonal à l'axe z de l'expérience. La position reste stable quelque soit le temps de vol choisi. Sur l'axe Y de nos images, on observe en revanche, comme attendu, un déplacement du nuage. Un modèle numérique utilisant les résultats de la relation (II.18) est d'ailleurs parfaitement en accord avec ces données. Cette analyse nous a finalement permis d'obtenir la valeur de l'angle d'observation de la caméra : $\theta \simeq 16^\circ$, valeur qu'une mesure mécanique est venue confirmer.

II.3.5 Imagerie du piège à la photodiode à avalanche

Le chargement du réservoir d'atomes froids ayant été optimisé, nous sommes passés à l'étape suivante de notre étude, c'est-à-dire au chargement d'atomes uniques dans la PO pour mettre en évidence l'efficacité du nouveau système optique à base de lentille asphérique.

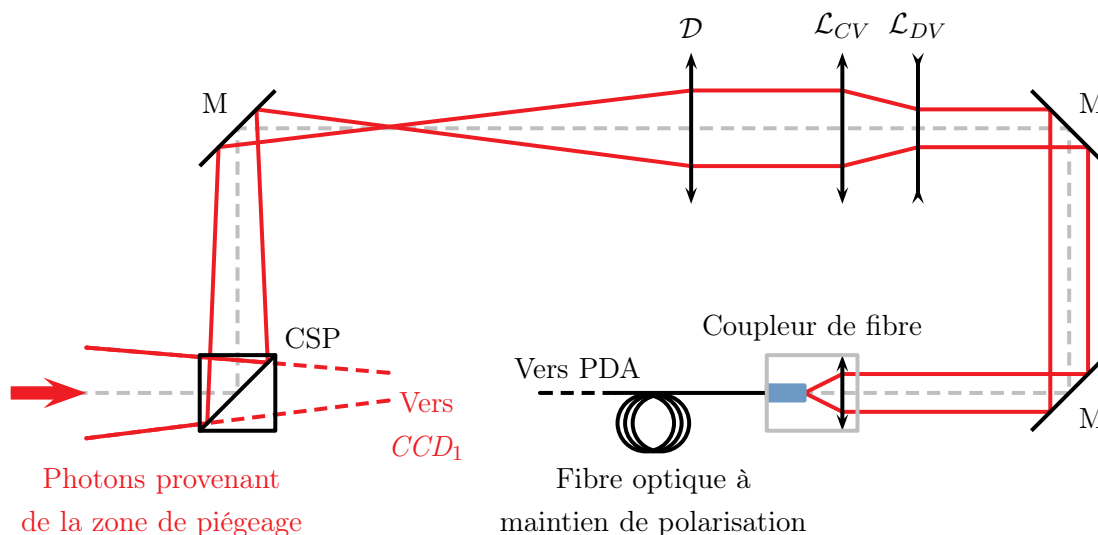


FIGURE II.29 – Couplage de la lumière de fluorescence des atomes de la pince dans une fibre optique à maintien de polarisation, reliée à la photodiode à avalanche.

Nous avons d'abord complété notre système d'imagerie. Nous avons couplé la lumière de fluorescence à 780 nm provenant du point de focalisation de la pince à travers une fibre multimode elle-même reliée à la photodiode à avalanche. La figure II.29 montre ce dispositif et ses principaux éléments.

Le signal est prélevé sur un cube séparateur de polarisation (CSP) placé juste avant la caméra CCD_1 . Il est ensuite mis en forme grâce à un système télescopique à trois optiques (\mathcal{D} , \mathcal{L}_{CV} , \mathcal{L}_{DV}). Le doublet (\mathcal{D}) permet d'abord de collimater le faisceau entrant puis l'association des deux lentilles convergente (\mathcal{L}_{CV}) et divergente (\mathcal{L}_{DV}) permet d'adapter la taille du faisceau au coupleur d'entrée d'une fibre optique. Pour faciliter le couplage du signal, nous avons d'abord utilisé une fibre multimode pour rechercher le signal des atomes uniques.

II.4 Signaux d'atomes uniques

II.4.1 Couplage dans une fibre

Pour observer ce signal, nous nous sommes placés dans le régime de blocage collisionnel, étudié par Nicolas Schlosser lors de la mise au point de la première expérience de notre groupe. Ce régime assure qu'on ne peut trouver plus d'un atome à la fois dans le piège dipolaire. Pour se placer dans une telle configuration, les deux paramètres expérimentaux essentiels sont la profondeur du puits de potentiel créé par la PO et le taux de chargement du piège.

La figure II.30 montre une acquisition temporelle du signal de fluorescence observé à la photodiode à avalanche. Chaque point de cette courbe a été obtenu par une acquisition du signal sur un temps d'intégration de 10 ms, et correspond donc à la moyenne du nombre de photons reçus par la photodiode à avalanche pendant un intervalle de temps de 10 ms. Cette durée a été choisie car elle s'avère être un bon compromis entre une détection rapide des atomes et un rapport signal sur bruit suffisant pour éviter d'avoir de fausses détections.

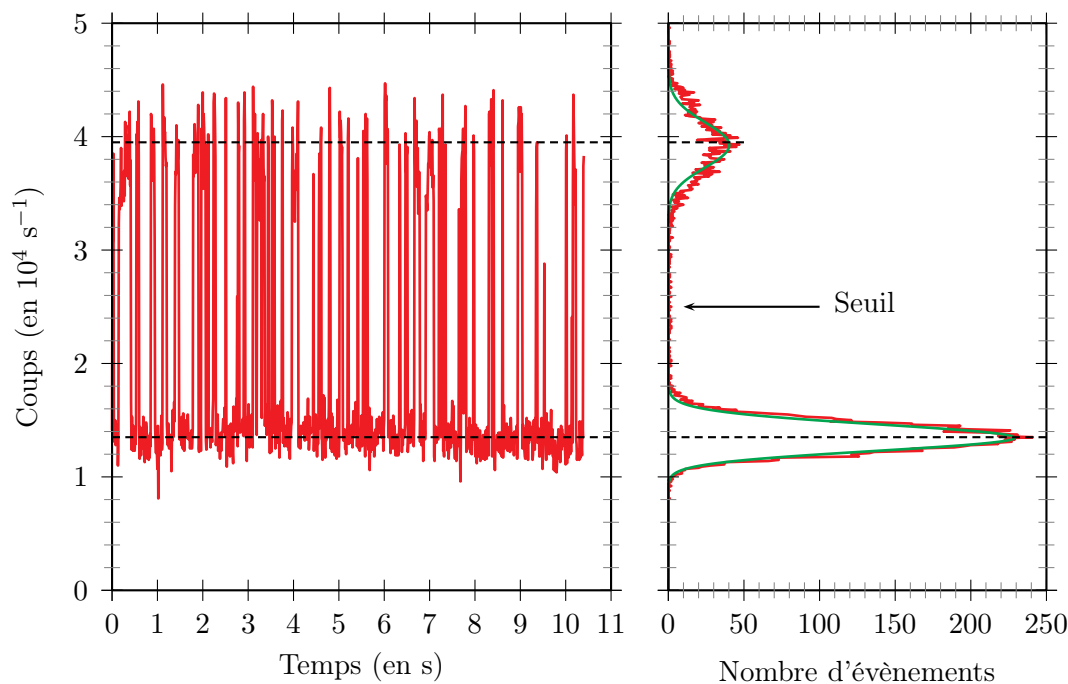


FIGURE II.30 – A gauche : signal temporel à la photodiode à avalanche reliée à une fibre multimode. C'est la signature d'entrées et de sorties d'atomes uniques dans la pince optique. Le niveau bas correspond à la lumière parasite captée par le système d'imagerie. Le niveau haut témoigne de la présence d'un atome qui émet des photons de fluorescence. A droite : en rouge, histogramme des coups reçus à la PDA. En vert, courbe modèle obtenue avec une distribution sub-poissonnienne caractéristique du régime de blocage collisionnel.

Sur la figure II.30, on voit apparaître des sauts brutaux caractéristiques du régime de blocage collisionnel et définissant deux états : un état "haut" (présence d'un atome) et un

état "bas" (absence d'atomes). Le passage du signal détecté à un niveau "haut" correspond à l'entrée d'un atome dans le piège dipolaire dont on collecte alors la fluorescence en plus d'une certaine quantité de signaux parasites. La sortie de cet atome du piège correspond au retour du signal à son niveau "bas" puisqu'on ne collecte plus de fluorescence atomique provenant de la PO. Dans ce dernier cas, l'atome s'échappe du piège après avoir subi une collision inélastique assistée par la lumière avec un autre atome pénétrant dans le piège, c'est pourquoi on parle de blocage collisionnel. Le fait qu'il n'y ait pas de double marche est une indication du fait que le col du faisceau laser n'excède pas quelques microns puisqu'il s'agit d'une condition nécessaire pour pouvoir observer le régime de blocage collisionnel. Le taux de pertes dues aux collisions à deux corps devient en effet très important lorsque le volume de piégeage devient très petit.

Nous avons représenté sur la partie droite de la figure un histogramme traduisant la statistique d'amplitude du signal détecté. On peut remarquer qu'aussi bien le fond de lumière parasite que le signal de fluorescence qui s'y additionne semblent limités par le bruit de photons comme le montre la courbe verte, superposée à cet histogramme, qui utilise une distribution sub-poissonnienne [Schlosser, 2001] et qui ajuste bien nos données. Tout ceci permet de discriminer la présence ou l'absence d'atomes dans la pince optique avec une efficacité supérieure à 99%.

Bien que ce résultat soit déjà très satisfaisant, le taux de lumière parasite est trop important pour que des fluctuations quotidiennes plus lentes ne viennent perturber l'acquisition de nos données. C'est pourquoi nous avons remplacé la fibre multimode initialement utilisée par une fibre monomode à maintien de polarisation. Celle-ci présente l'avantage d'être beaucoup plus sélective spatialement et de ne laisser se propager qu'un seul mode lumineux transverse.

Pour arriver à coupler le signal atomique dans cette fibre, nous avons mis à profit la configuration symétrique des deux lentilles asphériques placées dans l'enceinte à vide. En plaçant un miroir sphérique concave de grand diamètre à une distance préalablement calculée du hublot de sortie de la chambre à vide, nous avons pu, moyennant une légère défocalisation du col de la pince optique, renvoyer le signal optique à 850 nm sur lui-même à travers le système d'imagerie et récupéré suffisamment de puissance derrière le miroir dichroïque et le filtre interférentiel pour pouvoir effectuer un réglage préliminaire de la position de la fibre.

A partir de cette configuration initiale, nous avons assez rapidement observé un signal d'atome unique qui a donc pu être optimisé. La figure II.31 donne un échantillon du signal temporel obtenu en continu à la PDA. On peut notamment remarquer qu'ici le niveau de lumière parasite a considérablement chuté et avoisine le niveau de bruit de la PDA elle-même. Bien que le niveau de fluorescence a lui-même été réduit, le rapport signal sur bruit ρ de cette nouvelle configuration est bien meilleur que dans le cas d'une fibre multimode. Si l'on pouvait précédemment considérer que $\rho \simeq 2$ avec une fibre multimode, l'utilisation d'une fibre monomode a permis de se rapprocher de $\rho \simeq 9$ avec une marche de 8.10^3 ph.s⁻¹ pour un fond parasite moyen de $0,9.10^3$ ph.s⁻¹. Ceci facilite

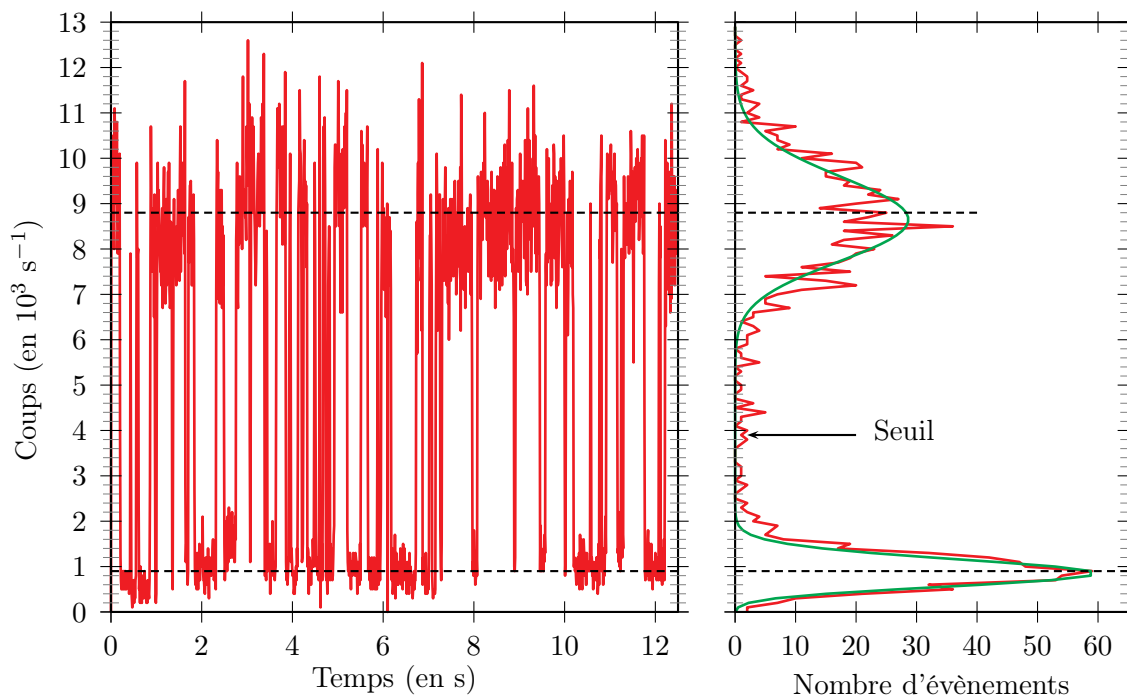


FIGURE II.31 – Atomes uniques observés à la photodiode à avalanche connectée à une fibre monomode. A droite : histogramme du nombre de coups reçus pour ce signal et modélisation au moyen d’une distribution sub-poissonnienne en vert.

nettement le travail au quotidien et l’accumulation de données sur de longues plages de travail.

La capacité de notre nouveau système optique à piéger des atomes individuellement étant maintenant établie, nous avons cherché à caractériser de la façon la plus précise possible les conditions de ce piégeage. Nous avons donc mis en oeuvre un ensemble d’expériences classiques permettant de remonter aux paramètres intrinsèques de la PO ou à ceux caractérisant l’état externe de l’atome dans celui-ci. Ces caractérisations consistent à étudier :

- le taux de chauffage des atomes uniques dans le puits,
- la polarisation de la lumière de fluorescence émise par ces atomes,
- l’effet de la profondeur du piège sur le signal de fluorescence,
- les fréquences d’oscillations du piège dipolaire et la taille du col laser,
- l’état d’énergie moyen occupé par les atomes dans la pince.

Les paragraphes qui suivent ont pour but de présenter chacune de ces expériences et d’analyser les résultats qu’elles fournissent. L’aspect énergétique de l’atome dans le piège sera cependant abordé au chapitre III.

II.4.2 Durée de vie des atomes dans le piège

Pour réaliser des expériences manipulant des atomes uniques, et éventuellement réaliser des protocoles d'information quantique utilisant ces particules, il est nécessaire de connaître le temps dont on dispose pour manipuler celles-ci. En d'autres termes, il est nécessaire de savoir quelle est la durée de vie d'un atome dans le piège.

En présence des faisceaux de refroidissement, la durée de vie des atomes dans la PO est limitée par le taux de collisions assistées par la lumière (pertes à deux corps) et par le taux de collisions avec le gaz environnant (pertes à un corps). Dans le cadre de notre expérience, nous avons observé des temps de vie d'atomes uniques dans le piège compris entre 1 ms et 10 s suivant la densité du nuage d'atomes froids environnant.

Nous nous sommes en particulier intéressés à la durée de vie "dans le noir" des atomes de la PO, c'est-à-dire au temps moyen pendant lequel un atome reste piégé lorsqu'il n'est soumis à aucune autre interaction lumineuse que celle du laser piégeant lui-même. Pour accéder à une telle grandeur, nous avons réalisé la séquence représentée sur la figure II.32.

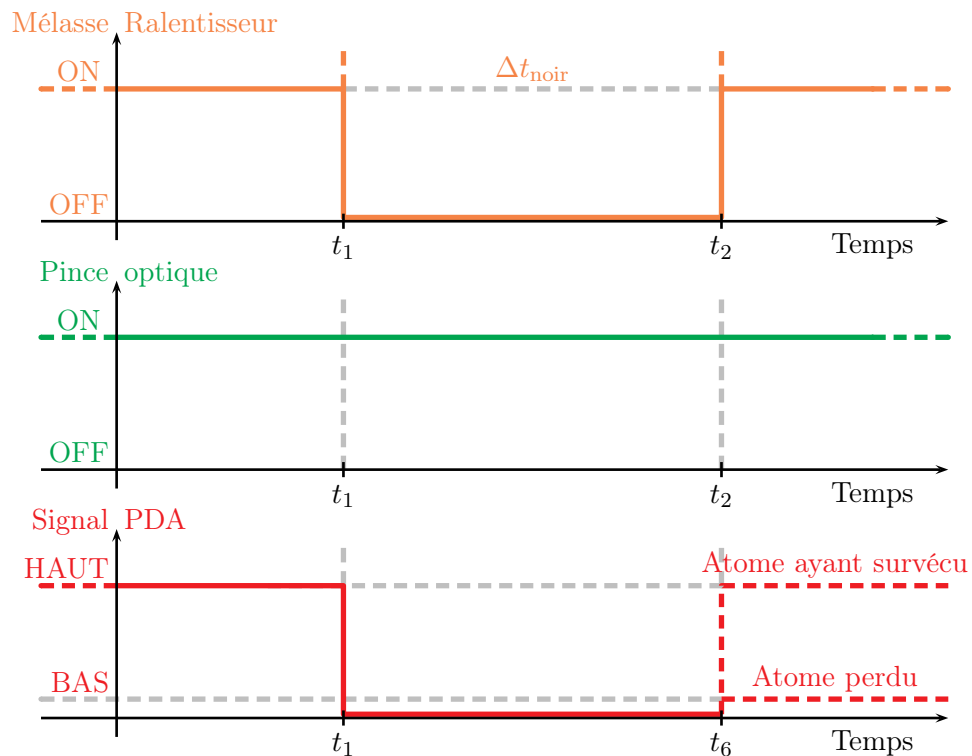


FIGURE II.32 – Séquence expérimentale mise en oeuvre pour mesurer la durée de vie dans le noir des atomes de la PO.

La première étape de cette séquence, comme dans toutes les séquences expérimentales faisant intervenir des atomes uniques, est de piéger un atome et de détecter sa présence. Nous

utilisons pour cela la séparation des niveaux haut et bas à la PDA pour placer un seuil sur le signal détecté. Dès que celui-ci est au-dessus du seuil fixé sur une durée supérieure ou égale à $\Delta t_{\text{dét}} = 20$ ms, le système informatique déclenche le reste de la séquence de la figure II.32. A l'instant t_1 , 20 ms plus tard, toutes les sources lumineuses de l'expérience (refroidissement, ralentisseur, ...) autre que la pince optique sont coupées.

Afin de garantir que nous ne prendrons pas en compte des expériences où l'atome n'était plus présent dans la PO au moment de la coupure, nous rejetons informatiquement après chaque séquence, les résultats acquis lorsque le signal de la photodiode à avalanche est sous le seuil de détection de la PDA à t_1 . L'intervalle de temps pendant lequel les faisceaux sont coupés est noté $\Delta t_{\text{noir}} = t_2 - t_1$ et c'est ce paramètre que nous faisons varier d'une série de séquences à la suivante. Pendant la période d'obscurité Δt_{noir} , l'atome cessera d'émettre des photons à un taux élevé puisqu'aucune source résonnante ne fonctionne. Il se retrouve dans le "noir" et la photodiode à avalanche atteint un niveau quasi-nul, inférieur au niveau bas de la PDA puisque le fond résiduel de lumière parasite a disparu. Le niveau de signal mesuré est alors proche du bruit de fond intrinsèque de la photodiode soit ~ 500 coups.s⁻¹.

Si, après cette période d'obscurité, lorsque les faisceaux sont rallumés, l'atome est encore présent, il se remettra à émettre des photons et un niveau de signal "haut" sera détecté à la PDA. Dans le cas contraire, l'atome a quitté le piège et le signal de la photodiode sera au niveau "bas" correspondant au fond de lumière parasite. Dans le premier cas, on dira que l'atome a "survécu" et dans le second cas, il sera considéré "perdu". En répétant ce type de séquence sur une centaine d'atomes, et ce pour plusieurs valeurs de Δt_{noir} , on obtient la probabilité de survie $P_{\text{survie}}(\Delta t_{\text{noir}})$ d'un atome du piège dans le noir. Nous avons représenté l'évolution de cette probabilité de survie sur la figure II.33 et l'on peut voir que $P_{\text{survie}}(\Delta t_{\text{noir}})$ est encore supérieure à 50% pour $\Delta t_{\text{noir}} \simeq 10$ s.

La mesure de $P_{\text{survie}}(\Delta t_{\text{noir}})$ permet de remonter au taux de chauffage d'un atome dans le piège. De manière générale, les sources de chauffage en physique atomique sont nombreuses et des fluctuations d'intensité, de position ou de fréquence du piège lui-même [Savard et al., 1997] peuvent correspondre à un chauffage des atomes. Dans notre cas, deux sources sont prédominantes. Il s'agit, d'une part, de la diffusion par l'atome de photons provenant soit du piège dipolaire lui-même soit de fuites de lumière résonnante provenant des autres faisceaux de l'expérience et, d'autre part, des collisions avec le gaz résiduel. Pour modéliser ces phénomènes de chauffage, nous avons adopté la même démarche que celle présentée dans les thèses de Benoît Darquié [Darquié, 2005], Jérôme Beugnon [Beugnon, 2007], ou encore Alpha Gaëtan [Gaëtan, 2010]. Les deux sources de chauffage évoquées étant indépendantes, la probabilité de survie de l'atome en fonction du temps d'obscurité peut se mettre sous la forme :

$$P_{\text{survie}}(\Delta t_{\text{noir}}) = f(\Delta t_{\text{noir}}) \times \exp\left(-\frac{\Delta t_{\text{noir}}}{\tau}\right) \quad (\text{II.19})$$

où la décroissance exponentielle caractérise l'effet des collisions avec le gaz résiduel à une pression de $\sim 10^{-11}$ mbar. La fonction $f(t)$ décrit un chauffage des atomes uniques dans le

piège de profondeur maximale U_0 au taux constant α :

$$f(\Delta t_{\text{mél}}) = 1 - \left(1 + \frac{U_0}{k_B(T + \alpha\Delta t_{\text{mél}})} + \frac{1}{2} \frac{U_0^2}{k_B^2(T + \alpha\Delta t_{\text{mél}})^2} \right) e^{-\frac{U_0}{k_B(T + \alpha\Delta t_{\text{mél}})}} \quad (\text{II.20})$$

où T est la température des atomes uniques dont on décrira la méthode de mesure au chapitre suivant.

Nous avons ajusté les données de la figure II.33 grâce aux relations (II.19) et (II.20) en fixant la profondeur du puits à $U_0 = 1,5$ mK et la température à $T = 170$ μ K. Les seuls paramètres libres de l'ajustement sont donc le taux de chauffage α et le temps caractéristique τ . Cet ajustement nous a fourni les résultats suivants :

$$\alpha \sim 35 \pm 10 \text{ } \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad \tau > 30 \text{ s} \quad (\text{II.21})$$

Les incertitudes sur ces valeurs sont difficiles à estimer car les valeurs obtenues dépendent assez nettement des paramètres initiaux utilisés dans l'ajustement. Si le paramètre τ semble particulièrement sensible à ces choix et est donc particulièrement difficile à estimer, le taux de chauffage α semble quant à lui peu sensible aux conditions initiales de l'ajustement. La probabilité de survie mesurée restant toujours supérieure à 50% sur notre courbe expérimentale, nos données ne permettent pas de contraindre suffisamment l'ajustement pour en extraire des valeurs plus fiables et il faudrait naturellement poursuivre notre étude pour des durées Δt_{noir} plus longues. Malheureusement, compte tenu de la durée que chaque séquence demande et sachant que chacune des expériences est répétée au minimum 100 fois pour dégager une valeur moyenne fiable, nous n'avons pas été en mesure, à l'époque où ces données ont été prises, de poursuivre plus loin notre étude.

II.4.3 Polarisation de la lumière émise par les atomes uniques

Dans nos expériences de caractérisation des conditions de piégeage d'un atome unique, nous nous sommes intéressés à l'état de la polarisation de la lumière émise par les atomes du piège dipolaire.

Le faisceau laser de la PO est polarisé linéairement selon l'axe (Ox) de notre expérience (cf. figure II.9) à l'aide d'une lame demi-onde à 850 nm et d'un cube séparateur de polarisation situé entre le coupleur de sortie de la fibre du piège dipolaire et le miroir dichroïque.

Nous avons pu vérifier cette propriété en sortie de l'enceinte à vide, après la traversée des deux lentilles asphériques, en plaçant derrière la chambre à vide un cube séparateur de polarisation de haute qualité et un puissance-mètre calibré, précédé d'une lame demi-onde à 850 nm. Nous avons mesuré pour différentes positions de cette seconde lame demi-onde, la quantité de lumière transmise par le cube. La figure II.34.a) en présente les résultats. Sur cette figure, on observe une évolution périodique de la puissance derrière le cube entre une valeur nulle et une valeur maximale égale à 99% de la puissance optique incidente sur le

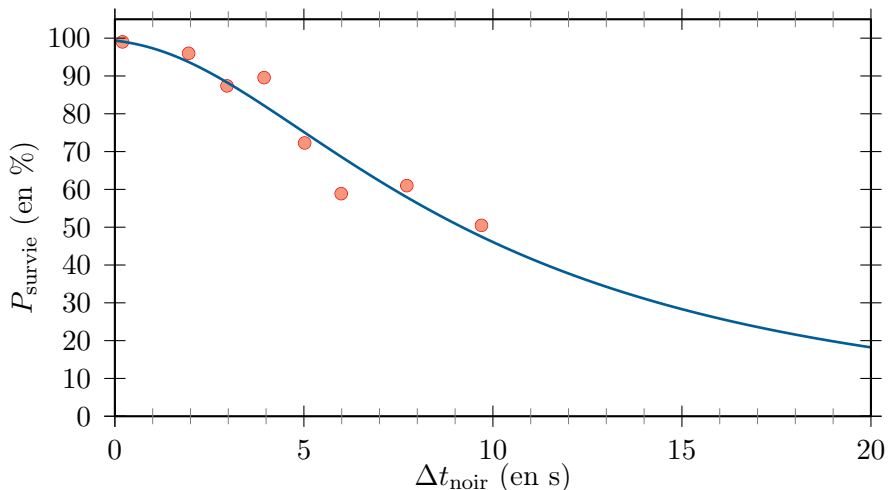


FIGURE II.33 – Probabilité de survie des atomes uniques après un temps d’obscurité Δt_{noir} variable pendant lequel tous les faisceaux laser autre que le piège dipolaire sont coupés. On a utilisé ici un piège laser de puissance optique $P_{\text{dip}} = 5,6$ mW. Chaque point est l’accumulation de 100 séquences d’atomes uniques présents au moment de la coupure. En rouge, les points de mesure. En bleu, l’ajustement par une fonction prenant en compte les collisions avec le gaz résiduel et un taux de chauffage linéaire.

cube². La variation de puissance transmise en fonction de la position de la lame s’ajuste donc très bien par une fonction mathématique reprenant la loi de Malus pour laquelle l’amplitude des oscillations vérifie $R \simeq 1$.

Ce résultat n’est pas vérifié par la lumière de fluorescence émise par les atomes du piège dipolaire qui n’est que partiellement polarisée.

Pour étudier le rayonnement atomique à 780 nm, nous avons mis à profit le cube séparateur de polarisation situé avant la CCD_1 et avons tourné la lame demi-onde à 780 nm située avant le filtre interférentiel du système d’imagerie. Pour les différentes positions de cette lame, et pour une même profondeur de piège, nous avons d’abord maximisé le couplage du signal vers la fibre optique, puis nous avons déterminé l’amplitude du signal émis par les atomes en mesurant la hauteur de la marche entre les niveaux bas et haut à la photodiode à avalanche. La figure II.34.b) présente les résultats obtenus dans cette nouvelle configuration.

Une modélisation sinusoïdale donne des résultats satisfaisants avec une périodicité en accord avec la loi de Malus. A la différence du faisceau de piégeage, la polarisation de la lumière de fluorescence n’est pas polarisée linéairement. Les oscillations ne reviennent pas à un niveau nul et le facteur d’ellipticité de ce rayonnement peut être estimé à 1,6. Ce résultat tient sans doute à la variété de polarisations illuminant les atomes lorsqu’ils pénètrent dans le piège (réservoir σ^+/σ^- , piège dipolaire π , ...).

Ce phénomène nous offre un degré de liberté expérimental supplémentaire que l’on pourra mettre à profit pour sélectionner un canal de détection plutôt qu’un autre dans nos acqui-

2. Nous nous sommes par ailleurs assuré que ce genre de courbe était obtenue pour une polarisation incidente orthogonale à celle étudiée ici. On utilise dans ce second cas le cube en réflexion.

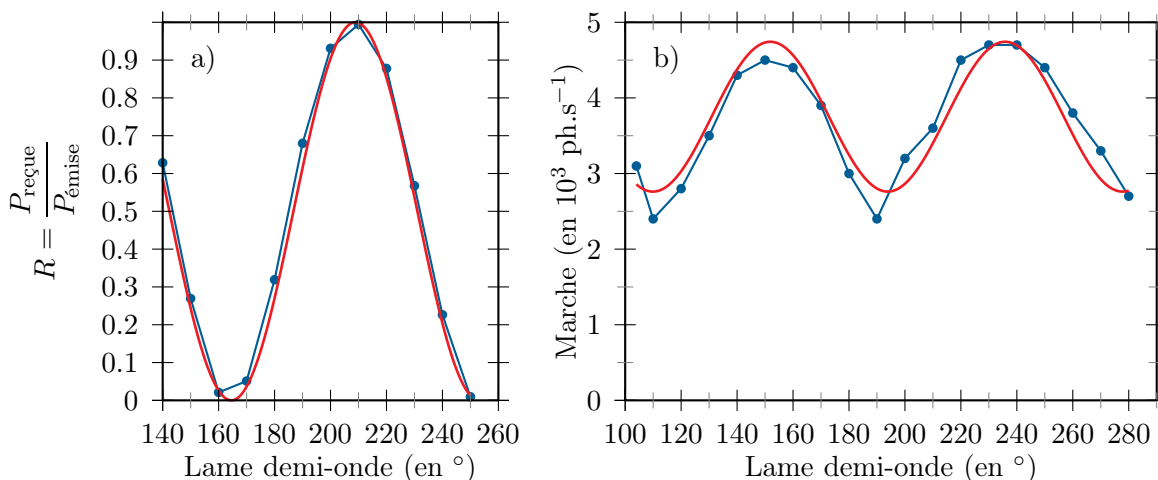


FIGURE II.34 – Étude de la polarisation du faisceau de piégeage. Les données sont représentées par les points bleu et les ajustements en ligne pleine rouge. a) : polarisation du faisceau de piégeage étudiée suivant le rapport "puissance émergente" sur "puissance incidente". b) : polarisation de la lumière émise par les atomes uniques en mesurant la hauteur de la "marche" due au signal de fluorescence des atomes uniques détecté à la PDA.

sitions, en renvoyant la lumière de fluorescence soit plutôt vers la caméra CCD_1 pour faire une analyse spatiale du signal d'atomes uniques soit plutôt vers la PDA pour optimiser la détection des atomes uniques.

II.5 Propriétés de la pince optique et du système d'imagerie

L'étude que nous avons menée à la section II.1 à montrer que le système optique que nous avons développé pouvait être limité par diffraction et permettre d'atteindre des cols ayant une taille proche du micromètre. Néanmoins, cette étude n'a pu être réalisée qu'en dehors de l'expérience principale et n'a montré que la capacité du système à atteindre les objectifs fixés. Il est donc important que nous puissions déterminer, alors que nous piégeons réellement des atomes uniques, la taille du piège afin d'interpréter de futures expériences. A cette fin, nous avons utilisé les atomes uniques eux-mêmes et nous avons donc réaliser une mesure *in situ*.

II.5.1 Fréquences d'oscillations et col de la pince optique

On peut modéliser le mouvement des atomes uniques dans le piège par celui d'une bille au fond d'un bol. Les atomes effectuent des oscillations autour d'une position d'équilibre, selon les trois directions de l'espace. Cette position correspond dans notre cas au fond du piège et donc au col du faisceau laser, là où l'intensité lumineuse est maximale. On peut montrer que les pulsations de ces oscillations sont liées à la taille du col par les relations (I.65) fournies au chapitre I.2.2 et que pour une puissance optique donnée P_{dip} du laser de la PO :

$$w_0 = \left[\frac{\hbar\Gamma}{m\omega_r^2} \frac{P_{dip}}{\pi I_{sat}} \left(\frac{\Gamma}{3\delta_1} + \frac{2\Gamma}{3\delta_2} \right) \right]^{1/4} \quad (\text{II.22})$$

où $I_{sat} = 16,7 \text{ W.m}^{-2}$ correspond à l'intensité de saturation de la raie D2 du rubidium, où ω_r est la fréquence d'oscillation radiale (c'est-à-dire orthogonale à la direction de propagation du faisceau de piégeage), et $\delta_1 \simeq 2\pi \times 2,4.10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$, $\delta_2 \simeq 2\pi \times 3,2.10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ sont les déplacements en fréquence du faisceau de piégeage relativement aux raies D_1 et D_2 respectivement pour un atome pris au repos.

La relation (II.22) montre qu'en mesurant P_{dip} et ω_r , il est possible de remonter au col w_0 du piège. Si la mesure de la puissance du laser est assez directe, avoir accès à la pulsation d'oscillation est plus délicat. Pour y arriver, nous avons suivi une procédure décrite dans la thèse de Benoît Darquié [Reymond et al., 2003, Darquié, 2005] dont la séquence est représentée sur la figure II.35.

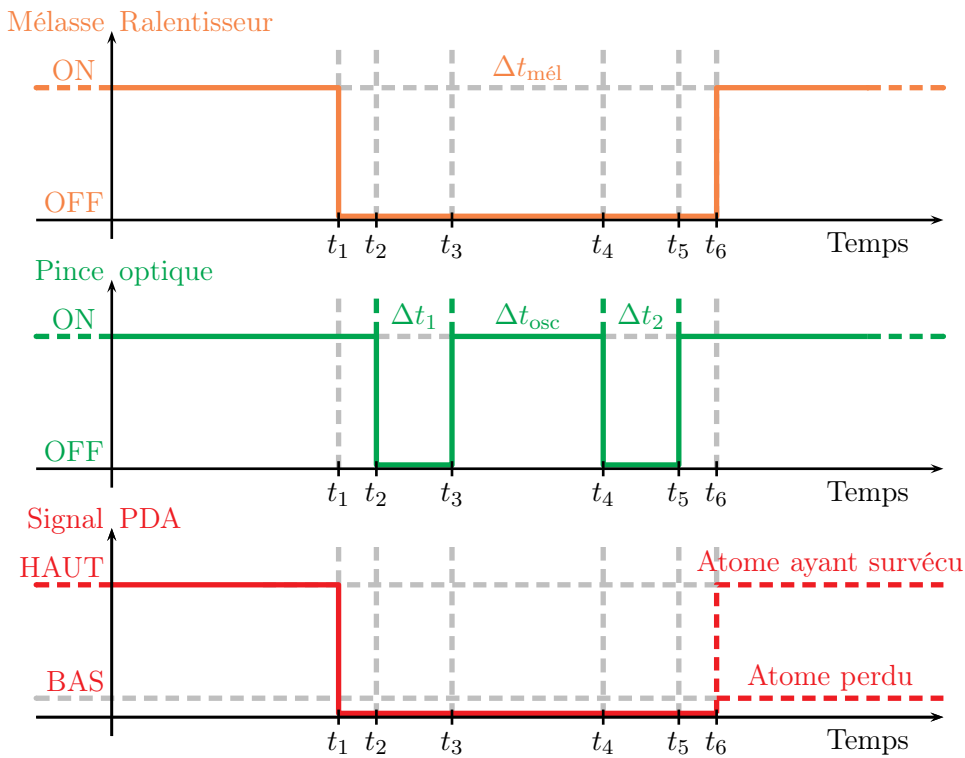


FIGURE II.35 – Séquence expérimentale mise en oeuvre pour mesurer les pulsations d'oscillations des atomes uniques dans la pince optique.

Le principe de cette méthode est d'observer la variation de probabilité de recapture d'un atome unique lâché pendant un bref instant en fonction de sa position dans le puits au moment du lâcher [Engler et al., 2000].

La séquence commence donc naturellement par la détection d'un atome unique pendant 20 ms. Lorsqu'un atome est chargé dans le piège, les faisceaux de refroidissement sont coupés pendant 50 ms. Pendant ce temps d'obscurité, le piège dipolaire va être coupé à deux reprises comme nous l'avons représenté sur la figure II.35.

La première coupure d'une durée $\Delta t_1 = 1,3 \mu\text{s}$ permet d'augmenter l'amplitude des oscillations de l'atome à l'intérieur du piège. L'atome s'éloignera en moyenne de la position

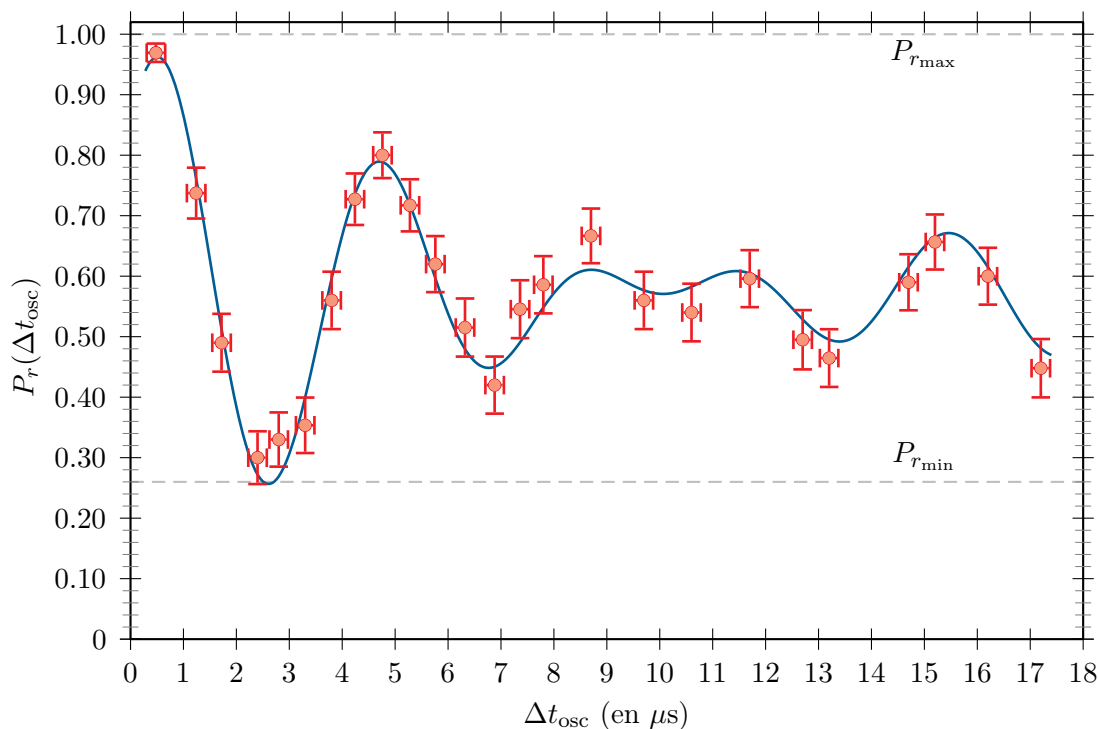


FIGURE II.36 – Oscillations d’atomes uniques dans la PO. On a pris ici $\Delta t_1 = 1,3 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 6,2 \mu\text{s}$ et une puissance laser $P_{\text{dip}} = 5,6 \text{ mW}$. En rouge, les données expérimentales. En bleu, l’ajustement des données.

d’équilibre du piège pendant le temps de vol libre et, s’il est recapturé après ce premier pulse, il se situera au moment où le piège est rallumé à une énergie potentielle en moyenne plus élevée qu’au moment de la coupure. Il explorera donc par la suite une plus grande zone du piège. La durée de cette première coupure est choisie de façon à n’exciter que le mode d’oscillation radiale sans pouvoir exciter le mode longitudinal.

L’atome est recapturé avec près de 90% de chance après cette première partie de séquence, et il oscille alors dans le piège pendant une durée variable Δt_{osc} avant d’être à nouveau relâché pendant une durée fixe $\Delta t_2 = 6,2 \mu\text{s}$. Cette fois, la durée de la coupure est suffisamment longue pour que la probabilité de survie puisse diminuer sensiblement en fonction de la position moyenne de l’atome dans le piège au moment de la seconde coupure. Les faisceaux de refroidissement sont alors rallumés et la présence de l’atome est déterminée par le niveau du signal à la PDA. Pour chaque valeur de Δt_{osc} , nous répétons la séquence sur 100 atomes consécutifs et mesurons donc la probabilité de recapture P_r des atomes uniques en fonction de Δt_{osc} .

La figure II.36 a été obtenue en mettant en oeuvre cette séquence expérimentale. La courbe que nous fournissons ici présente des oscillations que nous pouvons expliquer de la manière suivante.

Prenons un atome qui oscille dans le piège (cf figure II.37). Si l’atome atteint le fond du puits de potentiel au moment où le second pulse est appliqué, sa vitesse étant maximale, il pourra quitter plus facilement la zone de piégeage et risque de ne pas être recapturé. A

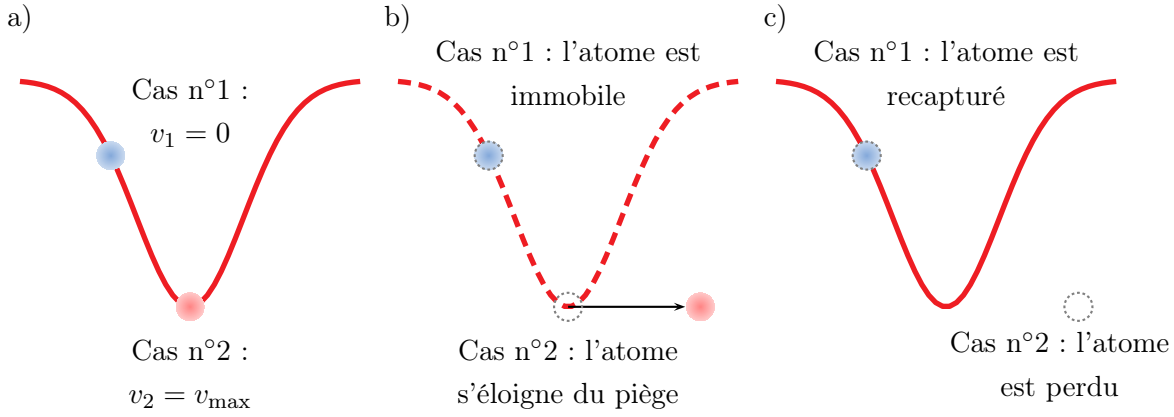


FIGURE II.37 – *Vision classique de l'expérience de mesure des fréquences d'oscillations à partir de deux atomes. a) A l'instant t_4 , si l'atome arrive au plus haut du puits de potentiel (cas n°1), sa vitesse est nulle. Si l'atome arrive au fond du puits de potentiel (cas n°2), sa vitesse est maximale. b) Durant le temps Δt_2 de la seconde coupure, l'atome peut quitter la zone de piègeage dans le cas n°2 alors que dans le cas n°1, il reste immobile. c) Dans le cas n°1, l'atome est recapturé à $t = t_5$, la probabilité de survie est élevée. Dans le cas n°2, il est perdu et la probabilité de survie est faible.*

l'inverse, lorsque sa vitesse s'annule, c'est-à-dire lorsque son énergie potentielle dipolaire est maximale, sa probabilité d'être recapturé est elle aussi maximale puisque cet atome restera immobile au cours du lâcher. La probabilité de recapture des atomes uniques doit donc osciller entre un niveau quasiment maximal ($P_r \simeq 1$) et un niveau minimal ($P_r = P_{r_{\min}}$) défini par l'amplitude des oscillations des atomes dans le puits. En raison de la symétrie du mouvement, la période d'oscillations observée sur P_r , lorsque Δt_{osc} varie, doit être deux fois plus grande que la période d'oscillations réelle de l'atome dans le piège. La probabilité de recapture dépend aussi de la durée Δt_2 du second pulse qui est ajustée pour optimiser le contraste au début des oscillations.

Le rôle du premier pulse d'extinction est très important dans cette séquence. Comme chaque point de mesure est le résultat d'une moyenne sur une centaine d'atomes, les atomes doivent osciller en phase dans le puits si l'on souhaite pouvoir observer ces oscillations et éviter un brouillage des oscillations sur la probabilité de recapture P_r . C'est précisément le rôle de ce premier pulse comme le montre la figure II.38. On représente ici le portrait de phase 1D défini par la position x et la vitesse v_x dans le plan radial en faisant l'hypothèse d'un mouvement harmonique à la pulsation ω_r . On suppose par ailleurs que les distributions atomiques de position et de vitesse suivent une distribution gaussienne. La largeur de cette distribution dans l'espace $(x, v_x/\omega_r)$ dépend de l'énergie moyenne des atomes.

Au cours du premier vol de durée Δt_1 , la distribution initialement isotrope évolue vers une distribution elliptique puisque les vitesses restent constantes lors du temps de vol. Dans l'espace des phases, l'ellipse est étirée selon l'axe des positions et son grand-axe effectue une rotation d'angle θ qui diminue avec la durée Δt_1 . Pour une fréquence d'oscillation d'environ 119 kHz et une durée $\Delta t_1 = 1,3 \mu\text{s}$ pour le premier pulse, on obtient un angle $\theta \simeq 34^\circ$ et l'ellipticité de la distribution vaut $\sim 2,6$.

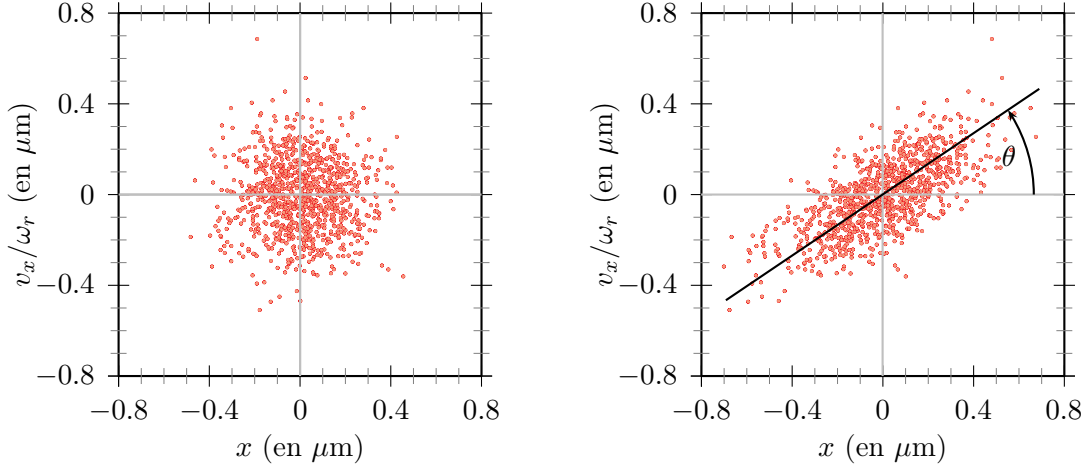


FIGURE II.38 – Simulation numérique de l'évolution de 1000 atomes uniques dans le plan radial du piège dans l'espace des phases. Initialement distribués selon une loi gaussienne, les atomes uniques se répartissent après le premier pulse de lâcher selon une distribution elliptique orientée selon l'axe θ .

Lorsque le piège est rallumé après le premier temps de vol, les atomes qui sont toujours dans le piège oscillent donc bien avec une amplitude plus importante et sont quasiment en phase les uns avec les autres. D'après ce qui précède, nous devrions donc ajuster nos données avec un modèle sinusoïdal dont la fréquence nous permettra de remonter à la pulsation d'oscillations et au col du laser. Comme on peut le remarquer sur la figure II.36, le signal décroît globalement au cours du temps. Ceci peut être attribué à l'anharmonicité du piège exploré par les atomes ayant l'amplitude d'oscillation la plus grande. La fréquence moyenne d'oscillation de ces atomes est différente de celle des atomes qui restent proches du fond du puits. Cela entraîne un brouillage des oscillations qui se traduit par un amortissement de leur amplitude. Nous avons donc choisi d'ajuster nos données par un modèle sinusoïdal amorti.

Sur la courbe d'oscillation que nous présentons ici, on observe en outre un phénomène de battements, suggérant une anisotropie transverse de notre PO. Il faut donc prendre en compte cette propriété et utiliser deux fréquences d'oscillations distinctes, voisines l'une de l'autre $2\pi f_1 = \omega_1$ et $2\pi f_2 = \omega_2$ dans notre ajustement avec par exemple $f_1 < f_2$. Chacune de ces deux directions est excitée par le premier lâcher et contribuera donc aux oscillations. Finalement, nous avons ajusté nos données par la fonction suivante :

$$P_r(\Delta t_{\text{osc}}) = P_{r_0} + A \cdot \{ \sin[2\pi f_1'(\Delta t_{\text{osc}} - \Delta t_0)] + \sin[2\pi f_2'(\Delta t_{\text{osc}} - \Delta t_0)] \} \cdot e^{-\frac{\Delta t_{\text{osc}}}{\tau}} \quad (\text{II.23})$$

P_{r_0} correspond à la valeur moyenne de la probabilité de recapture et vaut ici $57 \pm 1\%$.

L'amplitude des oscillations est donnée par le coefficient A et vaut ici $21,8 \pm 1,7\%$. Le temps caractéristique τ donnant le taux d'amortissement des oscillations vaut $19,6 \pm 5,6 \mu\text{s}$. L'incertitude rendue par l'ajustement est grande pour ce paramètre car il est difficile avec nos données de distinguer l'effet de l'amortissement de l'effet de battements. On peut néanmoins conclure que les atomes du piège n'explorent que le fond de celui-ci puisque l'anharmonicité

n'a quasiment pas d'effet radical sur la probabilité de recapture. Quantitativement, les deux fréquences obtenues valent :

$$f'_1 = 217 \pm 2 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad f'_2 = 254 \pm 3 \text{ kHz}$$

et correspondent aux fréquences d'oscillations :

$$f_1 = 108,5 \pm 1,2 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad f_2 = 127 \pm 1,3 \text{ kHz}$$

Ces résultats nous ont permis de déduire deux tailles pour le col du piège dipolaire compte tenu de la puissance laser utilisée $P_{dip} = 5,6 \text{ mW}$:

$$w_{0,1} = 1,075 \pm 0,005 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{et} \quad w_{0,2} = 0,995 \pm 0,005 \text{ } \mu\text{m} \quad (\text{II.24})$$

Nous pouvons donc conclure que notre faisceau est partiellement elliptique et que son ellipticité vaut $1,08 \pm 0,01$.

Nous avons également pu remonter à la profondeur du piège. Pour la puissance optique utilisée, grâce à la relation (I.63), nous avons obtenu la valeur suivante :

$$U_0 = 1,53 \pm 0,12 \text{ mK}$$

Ce sont ces valeurs qui furent utilisées pour déterminer le taux de chauffage linéaire du piège dans la partie II.4.2.

II.5.2 Résolution du système d'imagerie

La photodiode à avalanche (PDA) ne permet pas d'observer l'évolution dans l'espace d'un atome unique piégé ou libéré de la pince optique (PO). La PDA fonctionne en effet comme un compteur de photons, intégrant le signal provenant d'une zone très limitée de l'espace sans pouvoir suivre le mouvement des atomes. Sur notre dispositif, ce rôle est joué par la caméra CCD_1 qui détecte les atomes uniques et les observe dans le plan de focalisation de la PO.

La figure II.39 présente un image typique d'atomes uniques recueillie sur cette caméra. Sur cette image, nous avons encerclé le signal de l'atome unique qui ressort difficilement du fond de lumière parasite. Ce dernier est dû au bruit de lecture de la caméra CCD_1 , aux photons des divers faisceaux laser diffusés dans la chambre à vide et à la fluorescence des atomes du PMO. Cette image a été observée en temps réel sur la caméra, avec un temps d'intégration de 100 ms.

Nous nous sommes servi de cette capacité à observer directement les atomes uniques pour déterminer la résolution optique de notre système d'imagerie sur la caméra CCD_1 . Pour cela, nous avons mis en oeuvre un deuxième système de piégeage, pénétrant dans la chambre à vide par la même lentille asphérique. Ce second piège ne se distingue du premier piège que par sa polarisation, orthogonale à celle du premier piège, et par sa position, légèrement hors de l'axe de la lentille asphérique. On utilise en pratique un angle d'incidence sur la lentille $\theta = 0,25 \text{ mrad}$. Compte tenu de la distance focale de la lentille, l'angle θ correspond à un décalage de $2 \text{ } \mu\text{m}$ par rapport au premier piège dipolaire. Nous avons schématisé la nouvelle

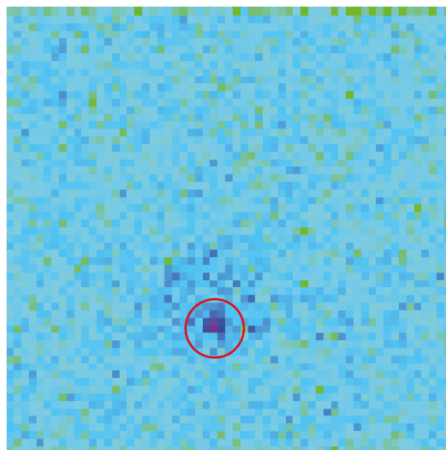


FIGURE II.39 – Image d'un atome unique à la caméra CCD_1 . Cette image est obtenue en éliminant le fond de lumière parasite à travers un diaphragme de filtrage confocal de manière à ne garder que la partie utile du signal collecté par la lentille asphérique.

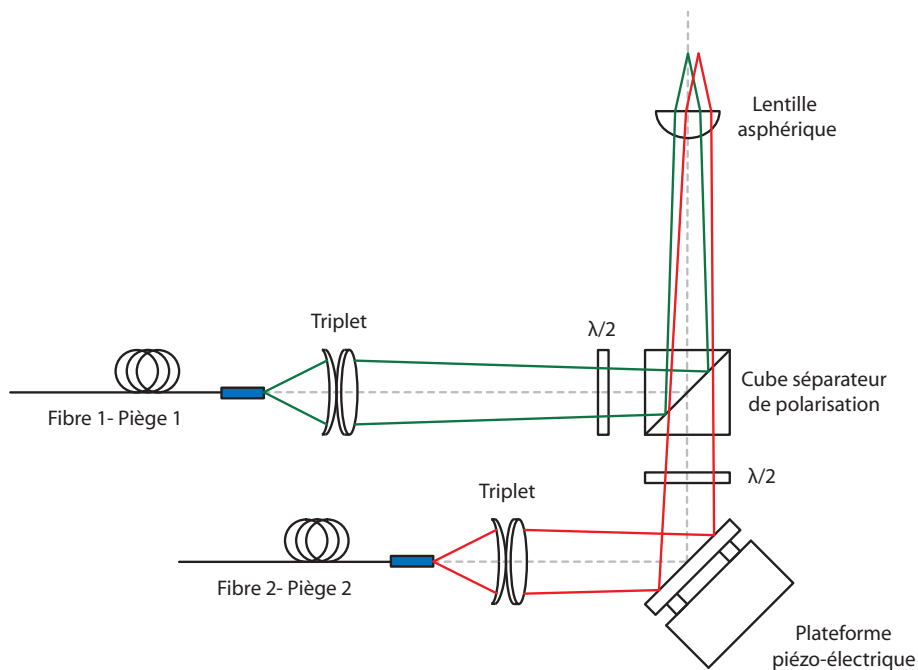


FIGURE II.40 – Système de piégeage à deux faisceaux : le second est ajusté en position relativement au premier qui lui reste fixe.

disposition des optiques de focalisation sur la figure II.40.

Dans ce second faisceau, nous avons pu à nouveau piéger un atome unique. La figure II.41 montre une coupe de l'intensité lumineuse perçue sur la caméra CCD_1 lorsque chaque pince optique contient simultanément un atome unique. Cette figure montre que notre système optique peut résoudre sans difficulté deux atomes distants de $2,2 \pm 0,1 \mu\text{m}$ dans un champ

transverse de $\pm 25 \mu\text{m}$. Il est donc un bon candidat à la mise en oeuvre de protocoles d'information quantique nécessitant des registres de plusieurs dizaines d'atomes [Dotsenko et al., 2005].

Nous avons aussi utilisé cette image pour caractériser l'aspect du signal d'atomes uniques à la caméra. En appliquant un ajustement gaussien sur chacun des signaux atomiques de cette coupe transverse, nous avons déduit un col pour le signal reçu de $0,9 \pm 0,2 \mu\text{m}$ qui corrobore l'étude plus complète décrite au paragraphe précédent.

Il est important de noter qu'au cours des 100 ms de l'acquisition de cette image, les deux atomes sont présents dans leur puits respectif. Là encore, il est donc raisonnable d'envisager la réalisation de protocoles quantiques à plusieurs atomes, puisqu'une durée de vie commune de 100 ms est largement suffisante pour préparer les bits quantiques d'un registre, pour les mettre en interaction puis pour lire le registre en détectant l'état de chaque bits quantiques.

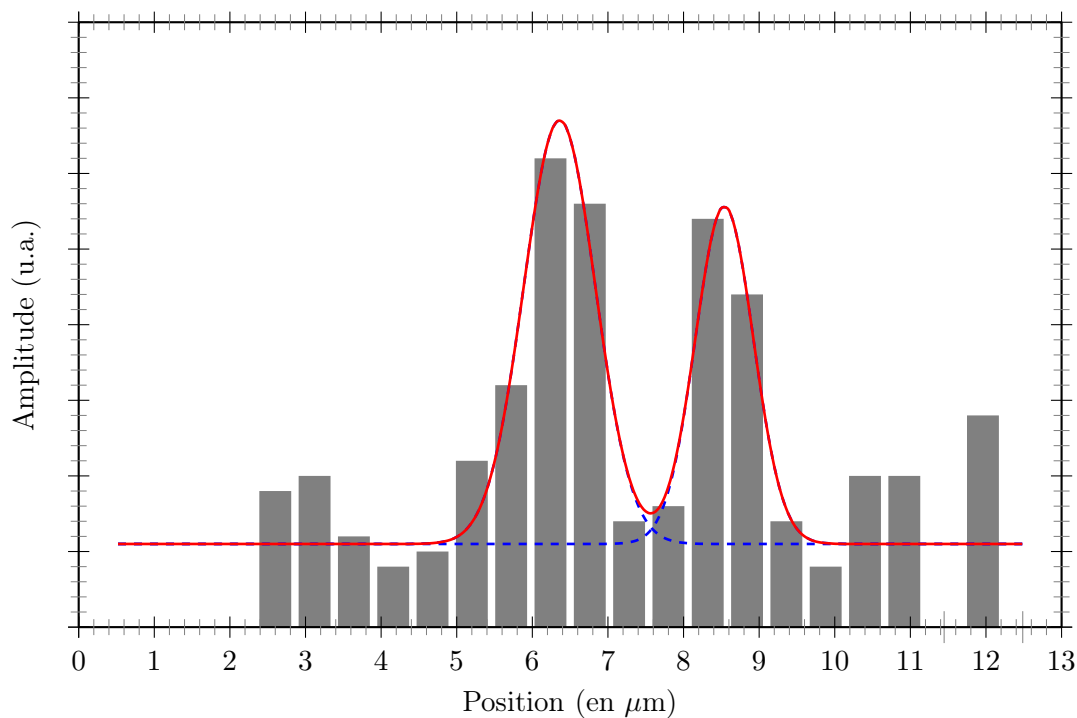


FIGURE II.41 – Coupe d'une image à la caméra CCD_1 montrant deux atomes uniques piégés dans deux pinces optiques différentes et séparées de $2,2 \mu\text{m}$. Le grandissement du système d'imagerie ($\times 26$) a déjà été pris en compte sur l'échelle de position. Histogramme : signal recueilli par la caméra. Courbe pointillée : ajustements gaussiens du signal de fluorescence pour chaque PO. Courbe pleine : ajustement global du signal avec un espacement bien résolu de deux pièges.

Les caractéristiques du piège étant maintenant connues, nous allons décrire au chapitre suivant la distribution d'énergie des atomes uniques dans la PO afin de la comparer à une distribution vérifiant la statistique de Maxwell-Boltzmann.

Chapitre III

Distribution d'énergie d'atomes uniques

Sommaire

III.1	Température d'un atome unique	99
III.1.1	Technique de lâcher et recapture	99
III.1.2	Simulation Monte-Carlo	103
III.2	Refroidissement laser d'un atome unique	109
III.2.1	Effet du refroidissement des atomes du réservoir sur les atomes du piège	110
III.2.2	Effet du désaccord des faisceaux de refroidissement	114
III.2.3	Effet de la durée de la séquence	115
III.2.4	Température d'un atome piégé refroidi par laser	115
III.3	Distribution d'énergie dans la pince optique	119
III.3.1	Principes généraux	119
III.3.2	Résultats expérimentaux	124
III.3.3	Comparaison à la méthode de lâcher et recapture	126
III.4	Troncature de la distribution d'énergie, test d'adiabaticité	127
III.4.1	Probabilité de recapture initiale, estimation de la température de la distribution initiale non tronquée	129
III.4.2	Détermination de l'énergie moyenne de la distribution tronquée	131
III.4.3	Refroidissement adiabatique	137
III.4.4	Discussion	143
III.5	Mesure de température par la méthode des temps de vol	145
III.5.1	Généralités	146
III.5.2	Température d'atomes uniques par temps de vol	148
III.5.3	Analyse de l'élargissement du signal atomique de fluorescence	152

Une fois piégés dans la PO, les atomes uniques évoluent librement avec une énergie moyenne plus ou moins importante, et se retrouvent donc plus ou moins proche du fond du niveau vibrationnel fondamental. Atteindre ce niveau quantique vibrationnel fondamental est un objectif qu'il est particulièrement intéressant dans le cadre de la manipulation de bits quantiques à l'intérieur d'un registre.

Le contrôle de l'énergie des atomes est en effet important car :

- D'un point de vue théorique, il a par exemple été montré que la réalisation de portes logiques à deux qubits par intrication de deux atomes via une collision contrôlée ultra-froide nécessite la préparation préalable de chacun des deux atomes dans l'état fondamental de leur piège respectif [Mandel et al., 2003b].
- Expérimentalement, nous pouvons citer deux expériences, réalisées par notre groupe, où une étude énergétique rend compte des processus limitants soit l'efficacité des protocoles d'intrication [Beugnon et al., 2006], soit le temps de cohérence d'une superposition atomique.
 - ★ Dans la première expérience, on répète un grand nombre de fois une séquence dans laquelle deux atomes uniques piégés dans deux pièges dipolaires optiques différents et séparés de quelques micromètres sont utilisés comme source de photons uniques. Lorsque chacun des deux atomes émet un photon, et que ces photons sont superposés sur un cube séparateur, il est possible d'observer le phénomène de "coalescence" : les deux photons ressortent toujours du même côté du cube séparateur en raison d'un effet d'interférence à deux photons. Au cours de ces recherches, il a été montré que la visibilité ultime de l'effet de coalescence était limitée par la dispersion en fréquence des photons émis par les deux atomes sur l'ensemble des séquences, qui est elle-même liée à la dispersion énergétique des atomes successivement utilisés dans chacun des pièges dipolaires. Plus cette dispersion est faible, plus la visibilité de l'effet de coalescence est importante. Pour améliorer la visibilité de ce phénomène, il serait donc utile de réduire tant que possible la dispersion en énergie des atomes et de se rapprocher de l'état vibrationnel fondamental.
 - ★ Dans la seconde expérience, utilisant cette fois des transitions Raman [Beugnon et al., 2007], les atomes uniques sont successivement piégés et préparés dans une superposition de deux états internes de leur structure hyperfine avant que le temps de cohérence de cette superposition soit déterminé. Cette mesure de l'état quantique nécessite aussi la répétition de la même séquence expérimentale sur une centaines d'atomes uniques identiques. Mais une telle condition est évidemment impossible à satisfaire en laboratoire car l'énergie des atomes uniques piégés fluctue d'une séquence expérimentale à la suivante. L'évolution de la superposition quantique varie donc d'un atome à l'autre ce qui entraîne un brouillage du signal et une décohérence de la superposition. Si l'énergie moyenne des atomes était plus faible, le brouillage du signal serait réduit et permettrait une utilisation plus longue de ces qubits. Il est néanmoins possible

de remédier en partie à cette imperfection en remettant en phase les signaux provenant des différents atomes. On a alors recours à la technique d'écho de spin mais sa mise en oeuvre s'ajoute à la difficulté technique déjà grande de ce genre d'expériences. Partir d'une dispersion énergétique réduite pourrait éviter le recours à cette technique d'écho de spin et améliorer les performances de ce genre de processus.

Il apparaît donc capital de s'intéresser de près à la distribution en énergie d'atomes uniques chargés successivement dans les mêmes conditions à l'intérieur d'un piège dipolaire optique.

Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter en détail la méthode que nous avons utilisée dans notre groupe ces dernières années pour déterminer l'énergie moyenne des atomes uniques piégés [Beugnon et al., 2006, Sortais et al., 2007]. Nous comparerons ensuite cette méthode à celles employées par d'autres groupes de recherche [Alt et al., 2003]. Nous mettrons pour cela en oeuvre ces autres techniques et les utiliserons pour valider nos propres résultats. Nous développerons tout au long de ce chapitre différentes méthodes pour refroidir les atomes uniques et nous tenterons de caractériser l'efficacité de ces différents processus. Nous montrerons alors comment il est possible d'approcher le niveau vibrationnel fondamental du potentiel dans les directions les plus confinantes par des méthodes de filtrage, sans pour autant perdre une quantité significative d'atomes. Enfin, nous mettrons en place une méthode de mesure de température par temps de vol, au moyen d'un dispositif expérimental utilisant une caméra intensifiée. Nous montrerons ainsi la capacité de notre système à suivre l'évolution d'atomes uniques dans l'espace.

III.1 Température d'un atome unique

Nous allons dans un premier temps décrire la technique, dite de "lâcher et recapture", que nous avons utilisée pour déterminer la température des atomes uniques piégés dans notre pince optique à la fin du chapitre précédent. Bien qu'étant déjà utilisée depuis plusieurs années dans notre groupe, nous y avons apporté des modifications non négligeables afin d'en améliorer l'efficacité.

Il est important de préciser que ce que nous entendons par "température des atomes uniques" est en réalité une grandeur déduite d'une mesure de l'énergie moyenne de ces atomes, elle-même obtenue par la répétition d'une même séquence expérimentale sur un grand nombre d'atomes uniques identiques et chargés dans la PO les uns après les autres.

III.1.1 Technique de lâcher et recapture

L'essence de cette technique réside dans la corrélation qui existe entre l'énergie d'un atome à l'intérieur du piège, qui le contraint spatialement, et le mouvement de ce même atome dans

l'espace libre une fois cette contrainte supprimée. Cette technique consiste donc à éteindre pendant une durée Δt_{LR} le faisceau du piège dipolaire, puis à déterminer la probabilité $P_{LR}(\Delta t_{LR})$, appelée "probabilité de recapture", d'avoir récupéré l'atome initialement piégé dans la pince une fois le faisceau laser rallumé.

Un atome qui possède une énergie élevée a en moyenne une probabilité plus importante de s'éloigner de la zone de piégeage, pendant la durée Δt_{LR} où le piège est coupé, qu'un atome possédant une énergie plus faible. Si l'on considère maintenant une série d'atomes uniques identiques chargés successivement, plus l'énergie moyenne de ces atomes sera faible plus la probabilité $P_{LR}(\Delta t_{LR})$ restera élevée pour des durées Δt_{LR} importantes.

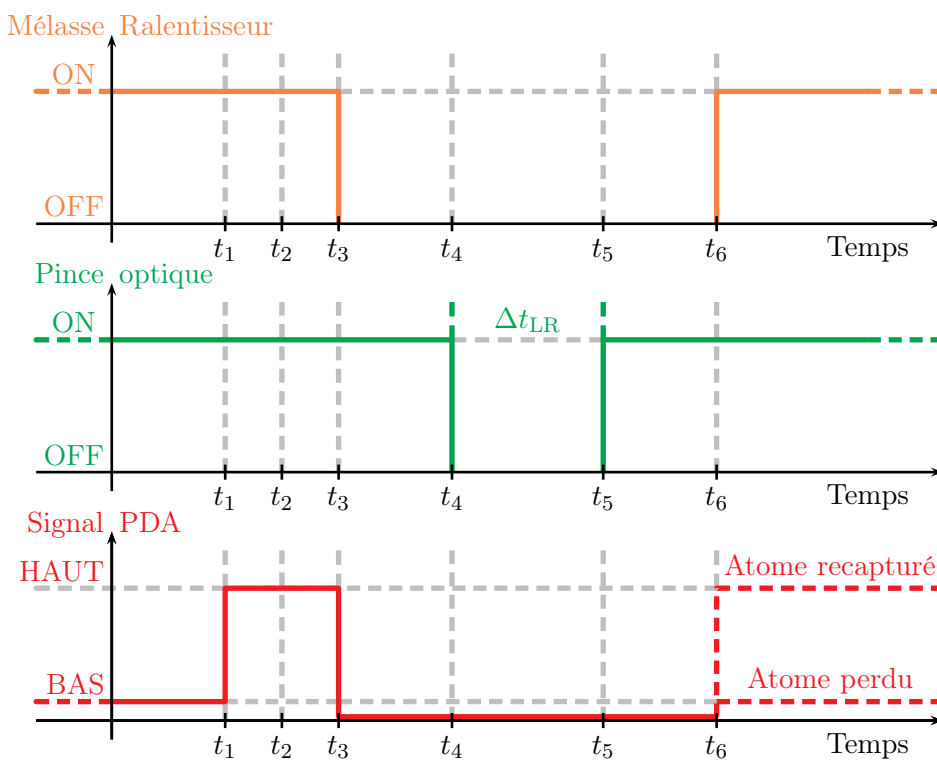


FIGURE III.1 – Séquence temporelle de la technique de lâcher et recapture.

D'un point de vue pratique, la séquence temporelle associée à cette mesure se déroule de la façon suivante (cf. figure III.1) :

- Le réservoir d'atomes froids est d'abord formé et le piège dipolaire allumé. Après quelques dizaines de millisecondes en moyenne, un atome unique pénètre dans la pince optique et est capturé à l'instant $t = t_1$.
- On s'assure de la présence de cet atome dans la pince en comparant pendant $t_2 - t_1 = 20$ ms le signal reçu à la PDA au seuil de détection d'un atome unique. Ce laps de temps nous évite de déclencher les séquences sur des bruits parasites très courts qui risqueraient de fausser notre mesure. Si l'atome est encore là après cette période, on

déclenche informatiquement la poursuite de l'acquisition du signal à la PDA, ainsi qu'une série de pulses vers les différents éléments de l'expérience. Tous les faisceaux lumineux en dehors de la pince optique sont coupés à l'instant t_3 .

- Pour éviter qu'aucun autre atome du réservoir ne reste à proximité de la zone de piègeage, le piège dipolaire reste seul allumé pendant 20 ms jusqu'à l'instant t_4 où il est à son tour coupé pour une durée très brève $\Delta t_{LR} = t_5 - t_4$.
- Le piège est alors rallumé à t_5 . On attend à nouveau 20 ms avant de rallumer les faisceaux de refroidissement et de ralentissement pour s'assurer que les atomes ayant une énergie trop importante pour rester dans le piège ont trouvé un échappatoire.
- Tous les faisceaux fonctionnent donc à nouveau à l'instant t_6 et l'on détermine la présence éventuelle de l'atome à la fin de la séquence en comparant à nouveau le signal de fluorescence à la PDA au seuil de détection d'un atome unique.
- Une fois la séquence terminée, les différents résultats sont enregistrés puis traités informatiquement. Une nouvelle séquence peut alors être lancée à la prochaine détection d'un atome unique.

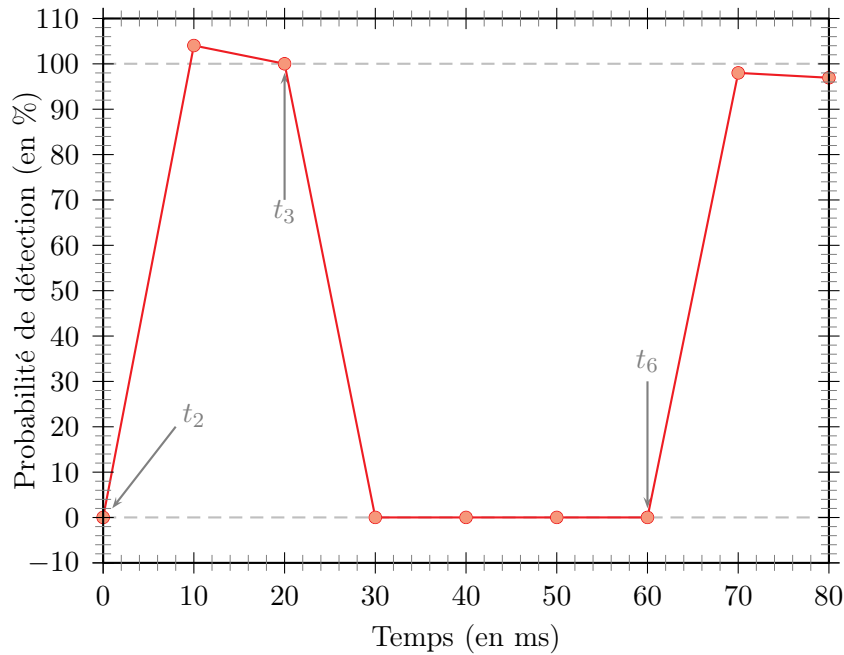


FIGURE III.2 – Signal obtenu à la photodiode à avalanche après une séquence de lâcher et recapture. On a choisi ici une durée de lâcher $\Delta t_{LR} = t_5 - t_4 = 0,6 \mu\text{s}$ pour laquelle la probabilité de recapture vaut 98 %.

Cette technique de lâcher et recapture, largement utilisée dans les expériences de refroidissement de nuages atomiques contenant un grand nombre de particules [Chu et al., 1985, Lett et al., 1988], s'avère particulièrement efficace dans le cas d'un atome unique. A la fin de chacune des séquences précédentes, le résultat obtenu est en effet

binaire : soit l'atome a été recapturé, soit il a été perdu. Cette binarisation rend notre méthode de mesure de la probabilité de recapture insensible à différentes sources de bruits. Elle devient notamment insensible aux fluctuations du signal de fluorescence atomique à la PDA, ce qui rend considérablement plus aisé le calcul des incertitudes sur le résultat de nos mesures.

La figure III.2 présente un exemple de résultat obtenu après 700 répétitions d'une même séquence temporelle pour laquelle la durée de lâcher a été fixée à $\Delta t = 0,6 \mu\text{s}$.

La probabilité $P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}})$ est directement déduite par le calcul du rapport entre le nombre total d'atomes détectés sur l'échantillon qui suit le rallumage des faisceaux de refroidissement soit ici $t_6 + 10 \text{ ms} = 70 \text{ ms}$ par le nombre d'atomes sur lequel on a réellement effectué une mesure soit à $t_3 = 20 \text{ ms}$. Ce type d'accumulation est ensuite répété pour différentes valeurs du paramètre Δt_{LR} . On obtient alors la courbe de probabilité de recapture en fonction du temps de lâcher. La figure III.3 montre le résultat typique d'une telle mesure lorsque la puissance du laser de piègeage est maintenue constante et égale à 10 mW durant toute l'expérience.

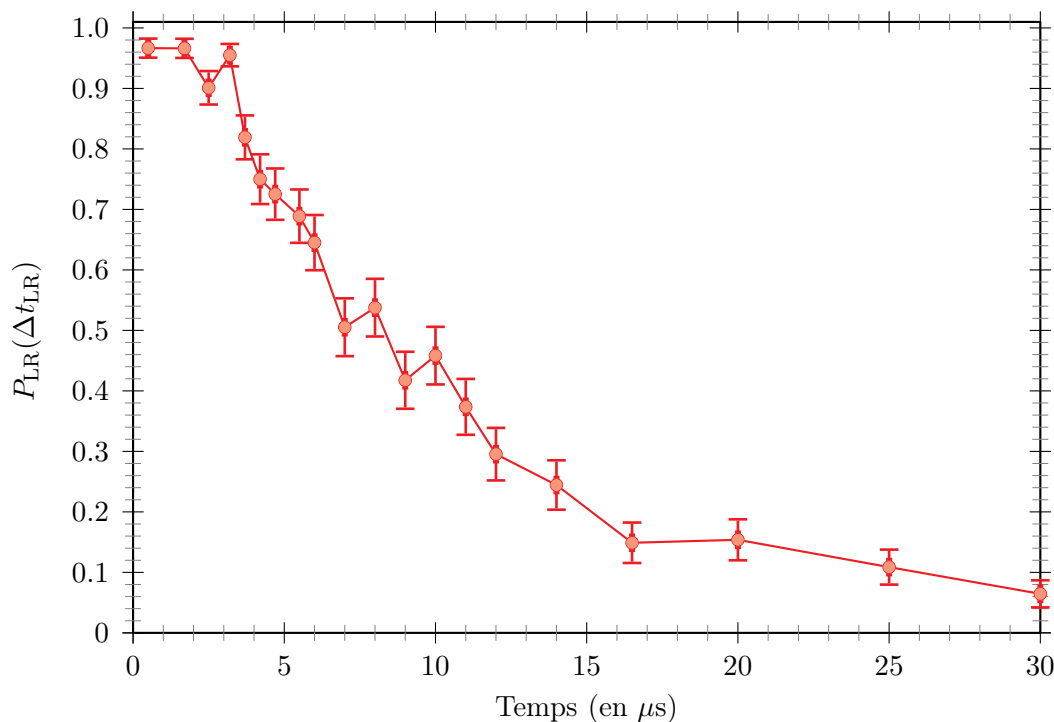


FIGURE III.3 – Evolution de la probabilité de recapture en fonction du temps de lâcher Δt_{LR} . La profondeur du puits est fixée ici à $U \simeq 2,8 \text{ mK}$.

Les points rouges correspondent ici aux données expérimentales recueillies par la méthode précédente alors que les barres d'erreur sont extraites à partir de la relation suivante :

$$\sigma_{\pm} = \frac{\sqrt{N_{\text{séq}} \cdot P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}}) \cdot (1 - P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}}))}}{N_{\text{séq}}} \quad (\text{III.1})$$

où $N_{\text{séq}}$ correspond au nombre de séquences utiles réalisées pour chaque point de mesure.

III.1.2 Simulation Monte-Carlo

Pour nous permettre d'extraire une valeur de température à partir des courbes de probabilité de recapture, nous avons développé une simulation numérique de type Monte-Carlo. Cette simulation détermine les trajectoires classiques d'atomes uniques, successivement piégés à différentes énergies, suivant leur température. Elle détermine la probabilité de recapture théorique correspondant à cette température et pour chaque durée de lâcher. Elle compare ensuite les courbes obtenues aux données expérimentales et en déduit la valeur de température qui correspond le mieux à notre échantillon atomique et à nos données expérimentales.

Hypothèses

Deux hypothèses interviennent dans le modèle utilisé par la simulation :

- Nous supposons d'abord que les atomes piégés initialement n'explorent que le fond du puits de potentiel, ce qui revient à appliquer l'approximation harmonique au profil du puits de potentiel dipolaire. On peut alors considérer classiquement que les atomes oscillent dans le puits à des fréquences dont la valeur est simplement reliée au col w_0 du faisceau laser.
- Nous supposons en outre que les distributions de position et de vitesse des atomes dans le puits suivent initialement une loi de Gauss. Dans ce cas, la distribution en énergie des atomes uniques chargés les uns après les autres est équivalente à celle d'atomes froids à l'équilibre thermique, c'est-à-dire à une loi de distribution de type Maxwell-Boltzmann. Si la simulation numérique est en accord avec nos courbes expérimentales, il devient raisonnable de parler de "température" pour des atomes uniques.

Avec ces hypothèses, les tailles RMS des distributions de position et de vitesse peuvent être exprimées de façon analytique assez simplement. Concernant la distribution de position, nous tenons compte de l'anisotropie transverse-longitudinale du faisceau laser en définissant des tailles RMS différentes selon les directions axiale et radiale du piège. Ainsi :

$$\Delta z' = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_{\parallel}^2}} \quad \text{et} \quad \Delta r = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_{\perp}^2}} \quad (\text{III.2})$$

où z' correspond à la coordonnée longitudinale de l'atome par rapport au fond du puits de potentiel, r représente la coordonnée radiale dans le système de coordonnées cylindriques avec $r = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, m la masse de l'atome, k_B la constante de Boltzmann et T la température de la distribution.

Les pulsations ω_{\parallel} et ω_{\perp} qui caractérisent l'oscillation des atomes dans la pince optique tiennent compte de la taille du col laser w_0 que l'on a pris ici égal à :

$$w_0 = \frac{w_{0,1} + w_{0,2}}{2} = 1,035 \pm 0,005 \mu\text{m} \quad (\text{III.3})$$

d'après (II.24).

La taille caractéristique de la distribution de vitesse s'exprime elle aussi simplement. Elle est supposée isotrope et vérifie la relation suivante :

$$\Delta v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (\text{III.4})$$

La gravité est, par ailleurs, un paramètre important dans les expériences où des potentiels peu profonds sont utilisés. Ses effets doivent donc être pris en compte dans notre simulation. L'attraction gravitationnelle terrestre intervient de deux manières :

- Cette force dérive tout d'abord d'une énergie potentielle et joue par conséquent un rôle sur la profondeur réelle du potentiel ressenti par les atomes. La gravité modifie le profil du puits de potentiel et entraîne l'apparition d'un maximum local selon la direction verticale de l'expérience (Oz). Elle réduit l'énergie U_0 que doivent avoir les atomes pour réussir à quitter le puits et son effet sera d'autant plus important que les puits de potentiel seront peu profonds, c'est-à-dire que l'intensité lumineuse du faisceau de piégeage sera faible. Pour tenir compte de ce phénomène dans notre modèle, la profondeur dite "effective" U_{eff} que l'on considérera utile est définie comme la différence d'énergie entre le maximum local apparu et le fond du puits de potentiel. La figure III.4 montre un exemple de l'asymétrie qui résulte de cet effet gravitationnel lorsque la puissance lumineuse du piège dipolaire n'est que de $5 \mu\text{W}$.
- La gravité joue par ailleurs un rôle au moment où les atomes sont lâchés dans l'espace libre. Elle est alors la seule force que les atomes ressentent et modifie cette fois leur direction et leur vitesse.

Méthode numérique

Voici le détail du fonctionnement de notre simulation numérique :

Etape 1 : Nous commençons par choisir une valeur T de température et définissons donc une distribution de Maxwell-Boltzmann. Celle-ci nous sert à générer le vecteur position-vitesse initial $(x_{i_0}, y_{i_0}, z_{i_0}, v_{x,i_0}, v_{y,i_0}, v_{z,i_0})$ d'un atome unique fictif, caractérisé par l'indice i .

Etape 2 : Dans un deuxième temps, nous déterminons les coordonnées de cet atome après un temps de vol balistique Δt en une seule étape de calcul :

$$x_i = x_{i_0} + v_{x,i_0} \Delta t \quad (\text{III.5})$$

$$y_i = y_{i_0} + v_{y,i_0} \Delta t \quad (\text{III.6})$$

$$z_i = z_{i_0} + v_{z,i_0} \Delta t - \frac{g}{2} \Delta t^2 \quad (\text{III.7})$$

ainsi que les composantes de son vecteur vitesse :

$$v_{x,i} = v_{x,i_0} \quad (\text{III.8})$$

$$v_{y,i} = v_{y,i_0} \quad (\text{III.9})$$

$$v_{z,i} = v_{z,i_0} - g \Delta t \quad (\text{III.10})$$

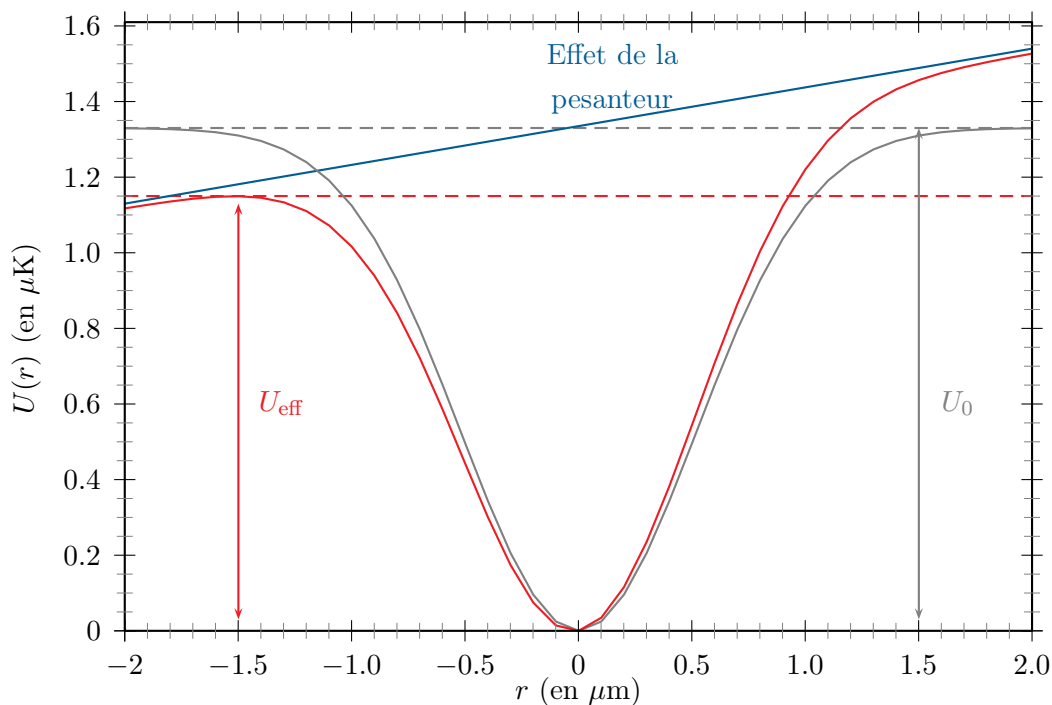


FIGURE III.4 – En rouge : potentiel effectif ressenti par les atomes du piège. Le champ de pesanteur (en bleu) modifie la forme du potentiel ainsi que sa profondeur à faible puissance laser. On représente ici cet effet pour une puissance laser P_{dip} de $5 \mu\text{W}$. En gris : forme du potentiel sans prise en compte de l'effet gravitationnel.

où l'effet de la gravité a été pris en compte selon l'axe vertical (Oz) du système de coordonnées correspondant à notre expérience.

Etape 3 : Nous calculons alors l'énergie mécanique de cet atome lorsque le piège est rebranché. Nous calculons pour cela la somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle effective à partir des six coordonnées préalablement obtenues. Si cette énergie se révèle plus faible que la profondeur effective du piège, on considère que l'atome ne pourra pas quitter le piège et qu'il est ainsi recapturé. Dans le cas contraire, cet atome est considéré comme perdu. Pour que cette hypothèse soit vérifiée expérimentalement, il faut s'assurer que nous laissons suffisamment de temps à l'atome pour trouver l'échappatoire de moindre énergie. Cela signifie, classiquement, en pratique, qu'il doit pouvoir effectuer plusieurs oscillations dans le piège avant que nous puissions le déclarer recapturé.

Etape 4 : Nous répétons ensuite les étapes 1, 2 et 3 pour une centaine d'atomes et obtenons donc la probabilité de recapture pour la température choisie et le temps de lâcher utilisé.

Etape 5 : Nous répétons alors les étapes 1, 2, 3 et 4 pour différentes valeurs de temps de lâcher théorique Δt pour obtenir finalement une courbe de lâcher et recapture correspondant à la température T utilisée.

Etape 6 : Nous répétons enfin les étapes 1, 2, 3, 4 et 5 pour différentes valeurs de température. Pour chaque courbe numérique obtenue, nous déterminons la valeur $\chi^2(T)$ de

l'écart entre nos données expérimentales et ces simulations par la méthode des moindres carrés. Nous utilisons à cet effet la définition suivante :

$$\chi^2(T) = \sum_{\Delta t_k} \left\{ \frac{[f(T, \Delta t_k) - P_{LR}(\Delta t_k)]^2}{\sigma^2(\Delta t_k)} \right\}$$

La somme ci-dessus s'étend sur tous les points de mesure d'une courbe de lâcher et recapture expérimentale, c'est-à-dire sur les différents temps de lâcher expérimentaux Δt_k .

$P_{LR}(\Delta t_k)$ correspond à notre probabilité expérimentale présentant une incertitude $\sigma(\Delta t_k)$ et $f(T)$ est la fonction modèle obtenue par notre simulation et correspondant à une température T .

Une fois les différentes valeurs de $\chi^2(T)$ obtenues, nous déterminons le minimum χ_{\min}^2 de cette fonction par un ajustement parabolique au voisinage du minimum et en déduisons la température correspondante de notre échantillon. L'ajustement de la fonction χ^2 au voisinage de son minimum et pour les données de la figure III.3 est montré à la figure III.5.

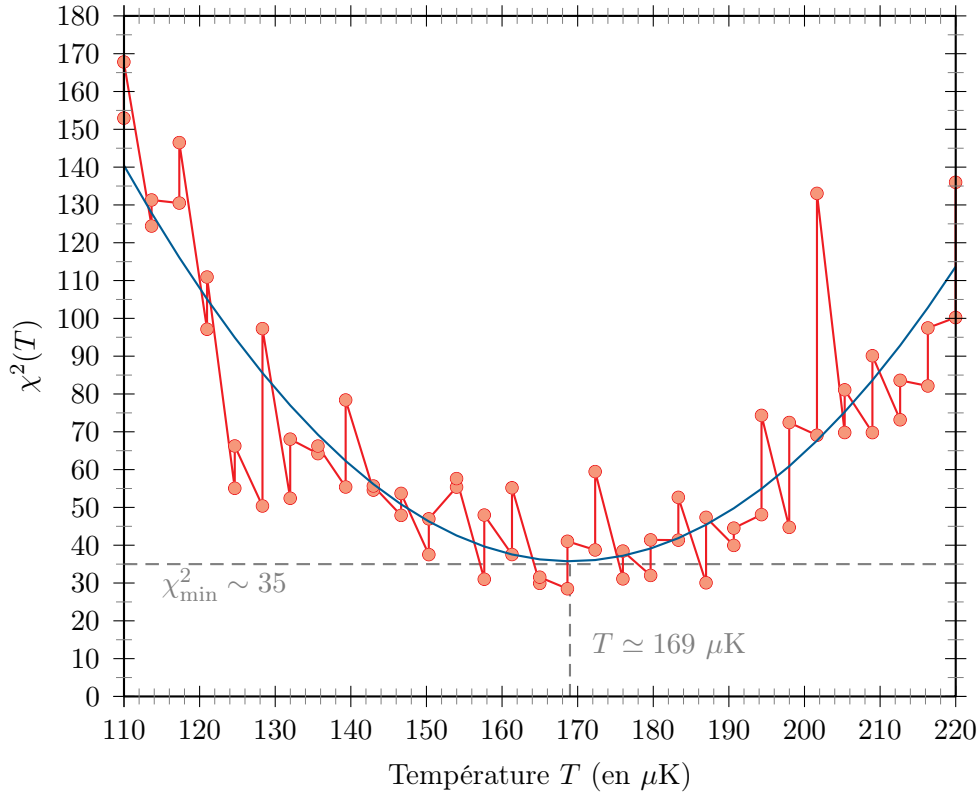


FIGURE III.5 – Détermination de la température de l'échantillon de la figure III.3 par ajustement parabolique de la fonction $\chi^2(T)$. Ici le minimum correspond à une température de $169 \pm 6 \mu\text{K}$.

Résultats

Nous avons utilisé cette simulation pour déterminer la température des atomes uniques piégés dans un puits de potentiel avec $U_{\text{eff}} = 2,8 \text{ mK}$ de profondeur. La figure III.6 superpose

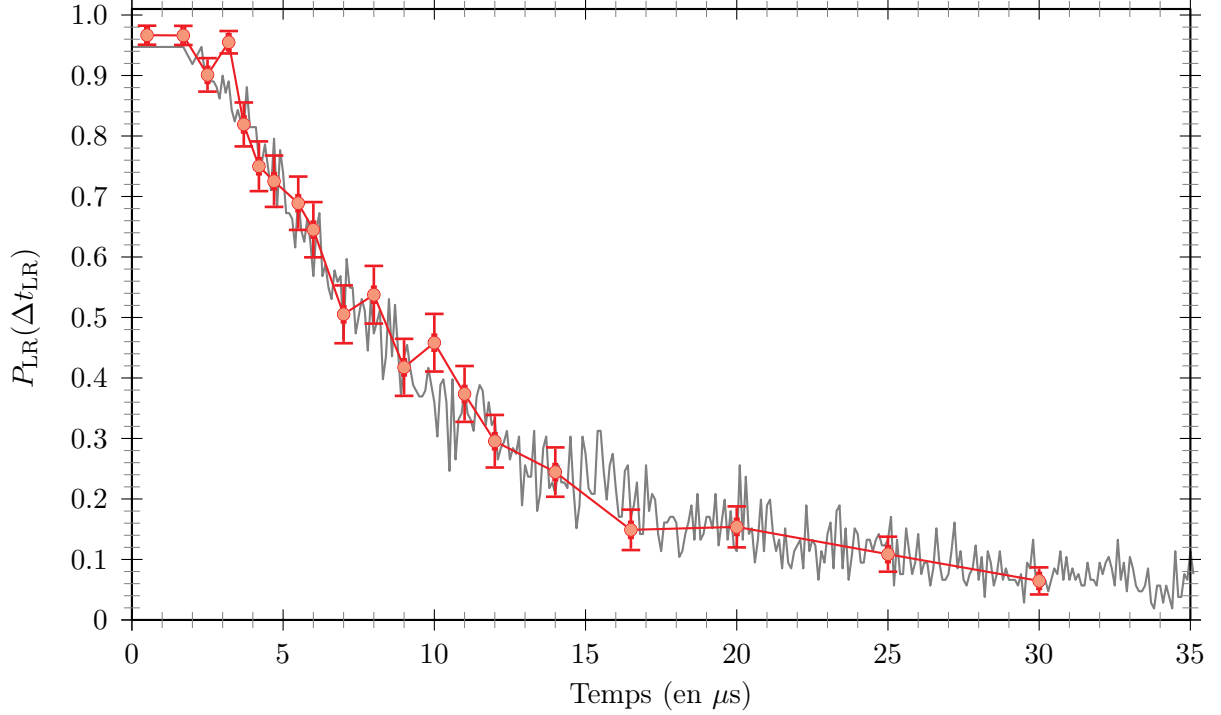


FIGURE III.6 – Résultat expérimental et meilleur ajustement pour un atome piégé dans un potentiel de 2,8 mK de profondeur.

au résultat expérimental, présenté à la figure III.3, le meilleur ajustement obtenu par la simulation Monte-Carlo qui rend une température $T = 169 \pm 6 \mu\text{K}$.

L'incertitude sur la valeur de température obtenue qui est fournie ici a été déterminée par la relation suivante :

$$\sigma_T = \sqrt{2 \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial T^2} \right)^{-1}} \quad (\text{III.11})$$

en faisant l'hypothèse que la fonction $\chi^2(T)$ varie de façon harmonique autour de son minimum [Bevington and Robinson, 2003]. Nous y avons en outre intégré une erreur statistique provenant de l'ajustement par une parabole de cette courbe de χ_{min}^2 .

Il est nécessaire de faire quelques remarques à propos de ces résultats. On observe tout d'abord que la simulation numérique est en très bon accord avec nos mesures expérimentales, ce qui tend à valider les hypothèses que nous avons faites. Considérer que la distribution énergétique d'un ensemble de particules individuelles identiques suit bien une loi de Maxwell-Boltzmann permet de parler de température pour des atomes uniques tous manipulés dans des conditions identiques.

Si, dans sa forme générale, la courbe simulée colle à nos données numériques, on remarque cependant qu'aux temps de lâcher courts, la probabilité expérimentale et la probabilité "théorique" se décale légèrement. Dans un cas idéal, cette probabilité de recapture théorique à Δt

nul devrait être égale à 100%, compte tenu de nos hypothèses. Si l'atome piégé n'est pas relâché, il ne peut quitter le piège. Ceci n'est pas entièrement vérifié expérimentalement puisqu'en moyenne, cette probabilité est légèrement plus faible et vaut $95 \pm 2\%$. Plusieurs raisons peuvent venir justifier cet écart :

- L'existence d'un taux de chauffage non nul des atomes à l'intérieur du piège peut tout d'abord fournir une explication. Bien que ce taux soit faible (cf chapitre II.9), la probabilité de perdre un atome piégé, soit par un chauffage dû au faisceau de piégeage lui-même, soit par des collisions assistées par la lumière, avec des atomes issus de la mélasse optique en expansion ou du jet atomique provenant du four, atteint rapidement quelques pourcents, pour une durée totale de séquence de 100 ms.
- Notre méthode de détection, et les choix que nous avons fait dans l'acquisition de nos mesures, peuvent en outre expliquer un écart de quelques pourcents supplémentaires entre le cas idéal et le cas pratique. Notre chaîne d'acquisition peut éliminer en effet toute séquence où un atome, bien que présent dans le piège au moment où les faisceaux de refroidissement sont coupés, donne néanmoins une fluorescence moyennée sur 10 ms légèrement plus faible que le seuil choisi au préalable. Cette méthode sous-estime nécessairement la probabilité réelle de recapture de l'atome. Grâce aux histogrammes statistiques fournis au chapitre précédent, nous avons pu établir que cet effet était lui aussi de l'ordre de 1 à 2%.

Au final, nous pouvons estimer que seuls 95% des atomes sont détectés correctement au cours de nos séquences. Ce chiffre reste suffisant pour réaliser le type de mesure que nous décrivons ici mais devra être largement amélioré si l'on veut pouvoir réaliser des expériences d'intrication quantique efficaces avec notre système. Une optimisation des différents aspects techniques de ce genre de séquence devrait cependant permettre d'atteindre ces objectifs à courts termes.

Pour tenir compte de ces observations dans nos modélisations, nous avons choisi d'effectuer la moyenne de la probabilité de recapture sur les quatre premiers points expérimentaux de chacune des courbes que nous obtenons afin de fixer la probabilité de recapture maximale de nos simulations à cette valeur. Ceci revient donc à normaliser nos mesures en considérant que les biais que nous avons évoqués sont systématiques, reproductibles et par conséquent équivalents pour tout point de mesure.

C'est avec cette opération supplémentaire que nous avons obtenue la courbe théorique de la figure III.6. Cette normalisation contribue à diminuer largement le χ^2_{\min} et donc à obtenir une valeur de température plus fiable.

Parmi les hypothèses que nous avons effectuées, la plus importante est sans doute celle qui suppose que l'approximation harmonique est vérifiée juste après le chargement, c'est-à-dire que les atomes peuvent être décrits classiquement comme des oscillateurs harmoniques au fond du potentiel effectif. Nos résultats permettent de commenter cette hypothèse. La comparaison de la température obtenue pour notre distribution $T = 169 \mu\text{K}$ avec la profondeur maximale

du piège dipolaire $U_{\text{eff}} = 2,8$ mK permet de vérifier a posteriori l'approximation harmonique. Pour les données présentées ci-dessus, nous avons obtenu le rapport $\eta = \frac{U_{\text{eff}}}{k_{\text{B}}T} \simeq 15 \gg 1$.

L'ensemble de nos hypothèses étant vérifié, et constatant l'accord entre les données expérimentales et le résultat des simulations numériques, nous avons conclu de ces quelques expériences qu'il est équivalent de parler d'un gaz de ^{87}Rb froids à l'équilibre thermique et d'un ensemble d'atomes de ^{87}Rb individuellement piégés dans des conditions identiques. C'est pour cette raison que nous ferons référence dans la suite de ce manuscrit à la "température d'un atome unique" lorsqu'il s'agira d'évoquer son énergie mécanique à l'intérieur du piège.

La question se pose maintenant de savoir ce qui influe sur la valeur de cette température. On peut en effet se demander s'il est possible de maîtriser suffisamment les conditions expérimentales pour que l'on puisse rapprocher les atomes de l'état vibrationnel fondamental du puits dans lequel ils se trouvent. C'est à cette question que nous tenterons de répondre dans les sections qui suivent.

Afin de disposer d'une valeur de référence, nous avons déterminé le niveau vibrationnel moyen $\langle n \rangle_{\perp}$, occupé par les atomes dans la série de mesure précédente, dans les directions les plus confinantes du piège dipolaire, c'est-à-dire radialement. L'approximation harmonique étant vérifiée, l'écart énergétique entre deux niveaux vibrationnels successifs est donné quantiquement par $\hbar\omega_{\perp}$ et pour l'expérience de lâcher et recapture que nous avons décrite, nous avons obtenu : $\langle n \rangle_{\perp} \simeq 21 \pm 1$.

Remarque : cette valeur est suffisamment élevée pour que le traitement classique que nous venons de développer soit valable.

III.2 Refroidissement laser d'un atome unique

Bien que relativement faible par rapport à la profondeur du puits, la température obtenue dans la partie précédente reste trop importante pour que nous puissions envisager la mise en oeuvre expérimentale de protocoles d'intrication quantique, comme par exemple ceux basés sur des collisions contrôlées. Cette valeur étant sensiblement du même ordre de grandeur que celle obtenue lors des expériences ayant requis la technique de spin-echo, elle ne permet pas de s'en passer. A ce stade, on peut donc considérer que notre expérience n'apporte pas de progrès significatifs par rapport aux systèmes pré-existants, sauf du point de vue technologique où sa facilité de mise en oeuvre nous a permis d'obtenir de nombreux résultats en un temps relativement court.

Cette innovation technique nous a cependant permis d'améliorer la versatilité de notre système, ce qui nous offre la possibilité d'étudier plus en détail les mécanismes du refroidissement d'un atome unique et de tester ainsi les limites du piégeage dipolaire individuel. Cette situation nouvelle soulève notamment plusieurs questions :

- Quelle est la température minimale que l'on peut atteindre avec un tel système ?
- A quel niveau vibrationnel cela-correspond-il ? Peut-t-on atteindre le niveau vibrationnel fondamental ?
- Sur quels paramètres faut-il jouer pour atteindre cette valeur ?
- Peut-on réaliser de telles séquences de refroidissement avec une efficacité importante, c'est-à-dire de façon reproductible et sans perdre les atomes ?

Pour répondre à ces questions nous avons étudié les effets des principaux paramètres de notre expérience sur la température des atomes uniques. L'ensemble des tests expérimentaux menés dans la section III.2 sont conduits de manière phénoménologique. L'objectif ici n'est pas de comparer nos résultats à un modèle théorique quelconque mais simplement de chercher les conditions qui minimisent la température des atomes uniques en jouant sur les principaux paramètres expérimentaux autres que la profondeur du piège.

III.2.1 Effet du refroidissement des atomes du réservoir sur les atomes du piège

Dans un premier temps, nous avons cherché à établir un lien entre la température des atomes uniques chargés dans un piège dipolaire de profondeur donnée et la température de ces mêmes atomes dans le PMO d'où ils proviennent.

Pour mettre en oeuvre cette étude, il nous a d'abord semblé naturel de réaliser la séquence suivante :

- Une fois le réservoir constitué, ce dernier est refroidi conformément à la méthode présentée dans le chapitre précédent.
- Afin de pouvoir faire varier la température de ce réservoir dans notre étude, on arrête simplement le refroidissement à différents instants de la séquence, ce qui revient à arrêter le refroidissement à un désaccord laser donné et à une puissance laser donné.
- Ces deux paramètres sont alors maintenus constants et le piège dipolaire est allumé. Un atome unique peut alors pénétrer dans le piège et nous pouvons en déterminer la température en répétant cette même séquence une centaine de fois par la méthode de lâcher et recapture.

Bien que cette étude puisse dans un premier temps paraître aisée à réaliser, elle s'est rapidement avérée difficile à mettre en oeuvre car la diminution de la puissance des faisceaux laser de refroidissement et la variation du désaccord de ces mêmes faisceaux par rapport à la transition atomique à 780 nm sont deux paramètres qui influent non seulement sur la température du réservoir mais aussi sur le chargement d'un atome unique.

Le taux de chargement d'un atome dans le piège diminue rapidement avec le refroidissement de la mélasse ce qui rend difficile une étude statistique. Dans notre cas, pour un refroidissement optimal du réservoir, un cycle expérimental peut prendre jusqu'à une dizaine de secondes. Pour une vingtaine de points de mesure, résultat chacun de la moyenne d'une

centaine de séquences expérimentales, une simple mesure de température peut alors prendre plusieurs heures ce qui n'est pas une situation viable à longs termes car la température ne doit devenir dans le futur qu'une méthode de caractérisation de l'état externe des atomes uniques dans le piège, et non l'élément essentiel de notre recherche.

Le taux de fluorescence à la PDA baisse lui aussi très rapidement avec le désaccord laser des faisceaux de refroidissement. Sa diminution est telle qu'il devient impossible de placer un niveau de seuil fiable permettant de distinguer avec une très grande probabilité de confiance la présence ou l'absence d'un atome dans le piège.

La détection efficace d'un atome piégé n'étant plus acquise et le lancement de nos séquences expérimentales se trouvant fort ralenti, il nous est extrêmement difficile de mener à bien cette première étude. Toute étude de l'effet de la température du réservoir sur la température d'un atome unique doit donc avoir comme condition préalable le piégeage de cet atome dans la pince. La détection d'un atome à la photodiode à avalanche doit par conséquent être le point de départ de toutes expériences où les conditions laser extérieures seront modifiées.

Nous avons appliqué une technique de refroidissement par laser à un atome déjà piégé. Comme dans le cas d'une MO ou d'un PMO, la séquence de refroidissement que nous avons mise en place utilise comme paramètres ajustables :

- le désaccord en fréquence δ des faisceaux de refroidissement par rapport à la transition atomique libre à 780 nm,
- l'effet de ce désaccord sur l'intensité laser I de chacun d'entre eux (à travers la variation du couplage dans une fibre optique),
- et la durée globale de la séquence.

Dans un premier temps, nous avons appliqué la séquence de meilleur refroidissement de la mélasse à un atome unique déjà piégé pour différents temps de refroidissement Δt_c comme le montre la figure III.7. D'une séquence à l'autre, la période de refroidissement est tronquée pour limiter son effet et permettre l'obtention de différentes températures de mélasse et l'étude de l'évolution de la température des atomes uniques simultanément. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés sur les figures III.8 et III.9.

Ces deux figures montrent tout d'abord que la séquence de refroidissement de la mélasse a un effet sur la température de l'atome unique même lorsque celui-ci se trouve déjà piégé. Elles montrent ensuite que la température d'un atome unique diminue avec celle du réservoir ce qui peut sembler naturel puisqu'en accord avec la théorie de refroidissement sub-Doppler - plus I faible et plus δ grand, plus T diminue [Lett et al., 1989]. On peut enfin noter que les deux températures minimales sont loin d'être identiques. Cette première expérience montre donc que le refroidissement de l'atome dans le piège n'est pas encore optimisé, puisque la température d'atome unique minimale obtenue lorsqu'on minimise la température de la mélasse est $T_{\text{at.un.}} \simeq 145 \mu\text{K}$, c'est-à-dire une température égale à la température Doppler du rubidium.

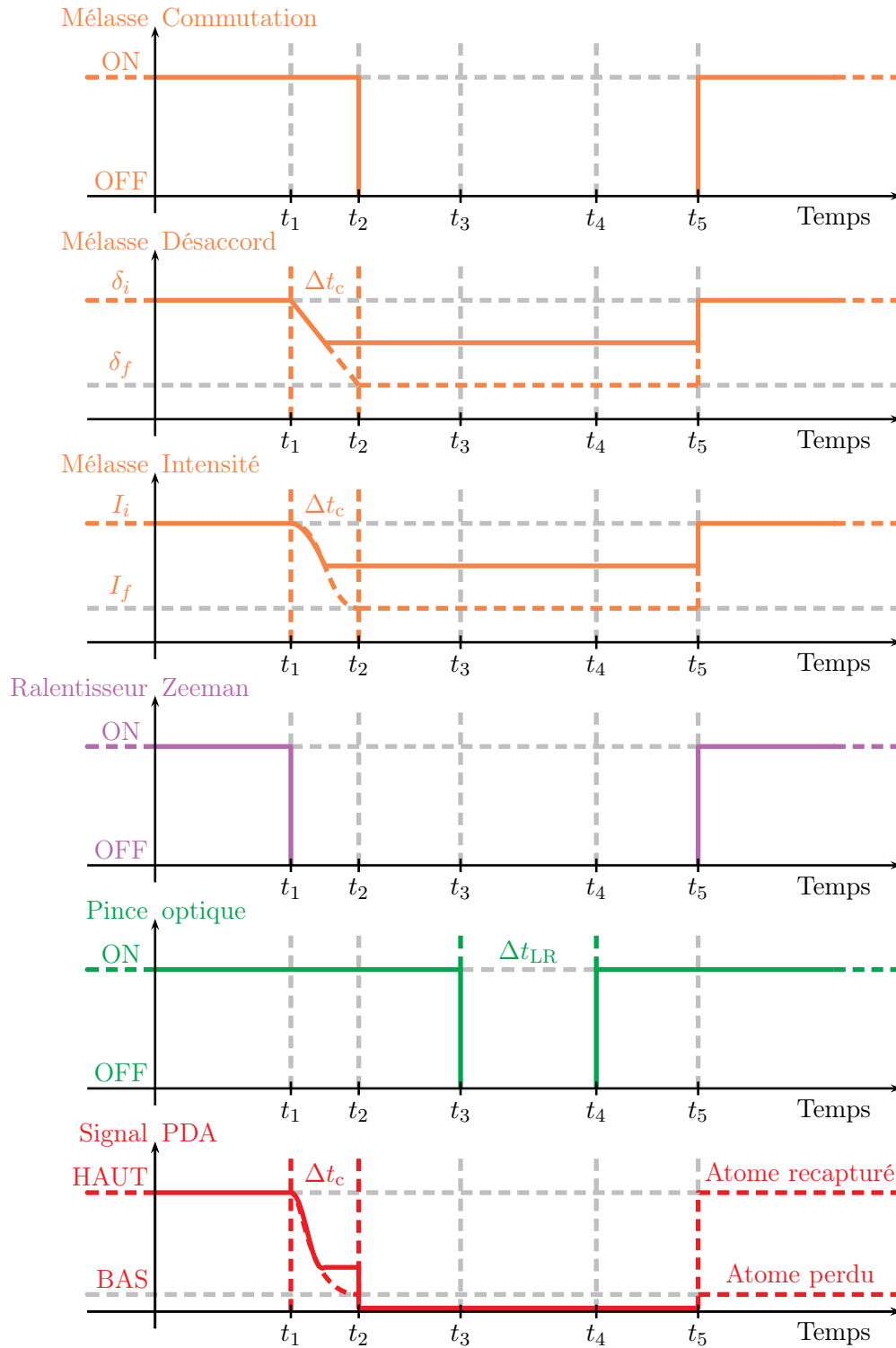


FIGURE III.7 – Séquence optimale de refroidissement de la mélasse tronquée pour étudier le lien entre la température de cette mélasse et celle des atomes uniques.

Cette étude confirme donc qu'un atome unique piégé expérimente un déplacement lumineux important qui empêche une vraie interaction des faisceaux de refroidissement avec l'atome. Afin d'obtenir des températures d'atomes uniques plus faibles, il semble donc naturel

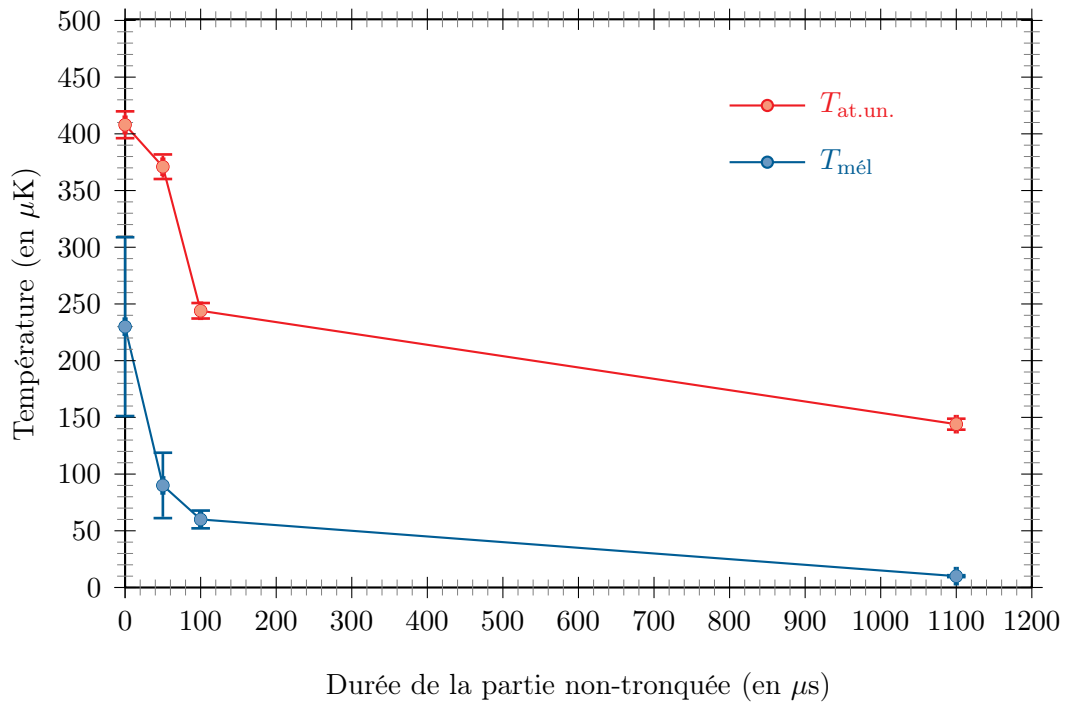


FIGURE III.8 – Effet sur les températures $T_{\text{at.un.}}$ d'un atome unique et $T_{\text{mél}}$ de la mélasse de la durée de la séquence. La puissance du laser de piégeage est ici de 17 mW.

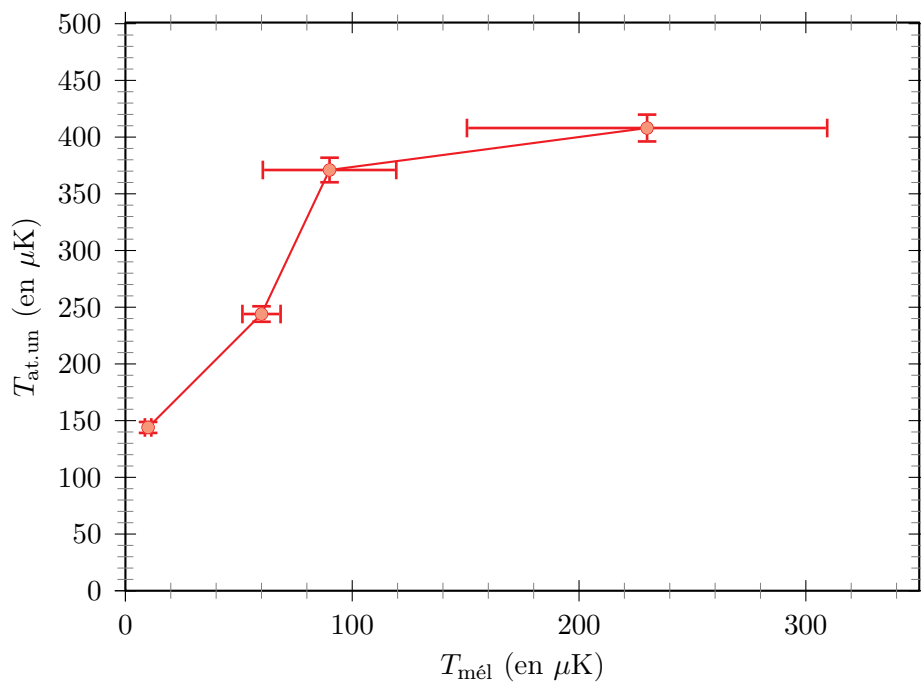


FIGURE III.9 – Température d'un atome unique en fonction de la température de la mélasse.

de modifier les paramètres du refroidissement et de les optimiser cette fois pour un atome déjà piégé dans la pince optique.

III.2.2 Effet du désaccord des faisceaux de refroidissement

Pour réaliser cette optimisation, nous avons d'abord étudié l'évolution de la probabilité de recapture des atomes uniques en fonction du désaccord final δ_f des faisceaux de refroidissement. Plus cette probabilité sera élevée pour un temps de lâcher donné, plus la température sera faible. L'étude en fonction du désaccord initial est là encore rendue difficile par la variation de fluorescence qu'entraîne ce paramètre au niveau de la photodiode à avalanche.

Afin d'obtenir une mesure fiable de l'effet de δ_f sur la température des atomes uniques, nous avons répété nos mesures pour trois valeurs différentes de temps de lâcher, à savoir $5 \mu\text{s}$, $7 \mu\text{s}$ et $8 \mu\text{s}$. Les résultats sont présentés sur la figure III.10.

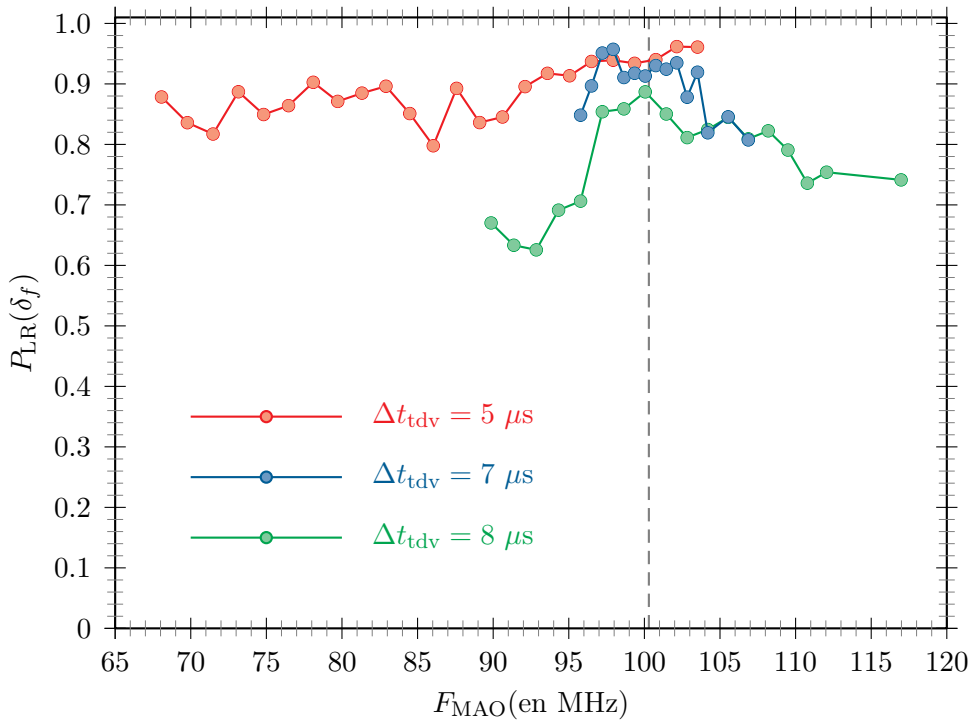


FIGURE III.10 – Evolution de la probabilité de recapture en fonction du désaccord des faisceaux de refroidissement pour trois valeurs de temps de lâcher.

Sur l'axe des abscisses est représenté la fréquence acoustique F_{MAO} appliquée au champ laser grâce au modulateur acousto-optique des faisceaux de refroidissement. Pour la courbe obtenue avec un temps de lâcher de $5 \mu\text{s}$, on observe que la probabilité se rapproche de la valeur expérimentale maximale de 0,95 autour d'un désaccord final $\delta_f = -1,8 \Gamma$. Les deux courbes à 7 et 8 μs confirment cette observation mais mettent en outre en évidence une diminution de la probabilité de recapture pour des tensions plus importantes c'est-à-dire pour des faisceaux se rapprochant de la résonance, voire désaccordés vers le bleu de la transition atomique.

Cette courbe montre donc que le refroidissement laser d'un atome unique après son chargement dans la pince est efficace mais elle met surtout en évidence le fait que le jeu de paramètres optimal est différent de celui de la mélasse puisque le désaccord final atteint est différent de celui obtenu pour le réservoir. Cette mesure montre aussi qu'il faut trouver un compromis

entre la configuration permettant d'interagir au plus avec les faisceaux de refroidissement - I grand et δ petit - et celle permettant un refroidissement sub-Doppler efficace - I petit et δ grand. Il est intéressant de remarquer que la séquence optimale obtenue ici correspond à un rapprochement de la fréquence des lasers de refroidissement vers la transition atomique. Ce résultat pourrait paraître en désaccord avec la théorie de refroidissement sub-Doppler [Drewsen et al., 1994], mais il faut cependant considérer, dans ce cas précis, que les atomes ne sont pas dans l'espace libre. Ils sont piégés dans la PO et subissent par conséquent un déplacement lumineux d'environ 10Γ dans le cas présent, d'après l'étude menée au chapitre I.1. Dans notre expérience, l'évolution du désaccord pour l'atome piégé varie donc en réalité de $-14,5$ à -12Γ . L'effet du refroidissement peut alors être attribué à la diminution de l'intensité des faisceaux laser par un facteur 3, qui est alors un accord relatif avec la théorie sub-Doppler, bien qu'une diminution directe de cette intensité sans variation du désaccord ne permette pas d'observer de refroidissement significatif sur des durées de séquence aussi courtes que celles employées ici.

III.2.3 Effet de la durée de la séquence

L'optimisation de la séquence de refroidissement par laser de l'atome unique passe, comme pour une MO ou un PMO, par l'ajustement de la durée de cette séquence. Pour étudier son effet sur la température des atomes uniques, nous avons procédé de la même façon que dans l'expérience précédente en choisissant un temps de lâcher fixe et égal cette fois à $11 \mu\text{s}$. Nous avons à nouveau mesuré la probabilité de recapture correspondant à différentes valeurs de durée de refroidissement. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés sur la figure III.11.

La probabilité de recapture des atomes uniques augmentent rapidement avec la durée de la séquence puis semble se stabiliser autour de 0,85 pour un temps de lâcher de $11 \mu\text{s}$. Un ajustement par une fonction de type :

$$P_{\text{LR}}(\Delta t_c) = P_{\text{LR}_0} + A \left(1 - \exp \left(-\frac{\Delta t_c}{\tau} \right) \right)$$

semble très bien refléter les données recueillies expérimentalement comme le montre la courbe pleine bleu de la figure III.11. La valeur de τ , rendue par un tel ajustement, est :

$$\tau = 223 \pm 40 \mu\text{s}$$

Pour que la séquence puisse être répétée rapidement tout en permettant d'atteindre une probabilité de recapture maximale, nous avons fixé la durée de la séquence à $5 \tau \simeq 1,2 \text{ ms}$ dans la suite de notre étude.

III.2.4 Température d'un atome piégé refroidi par laser

Les deux optimisations précédentes étant réalisées, nous avons mesuré la température d'un atome unique après application de la séquence de refroidissement représentée sur la

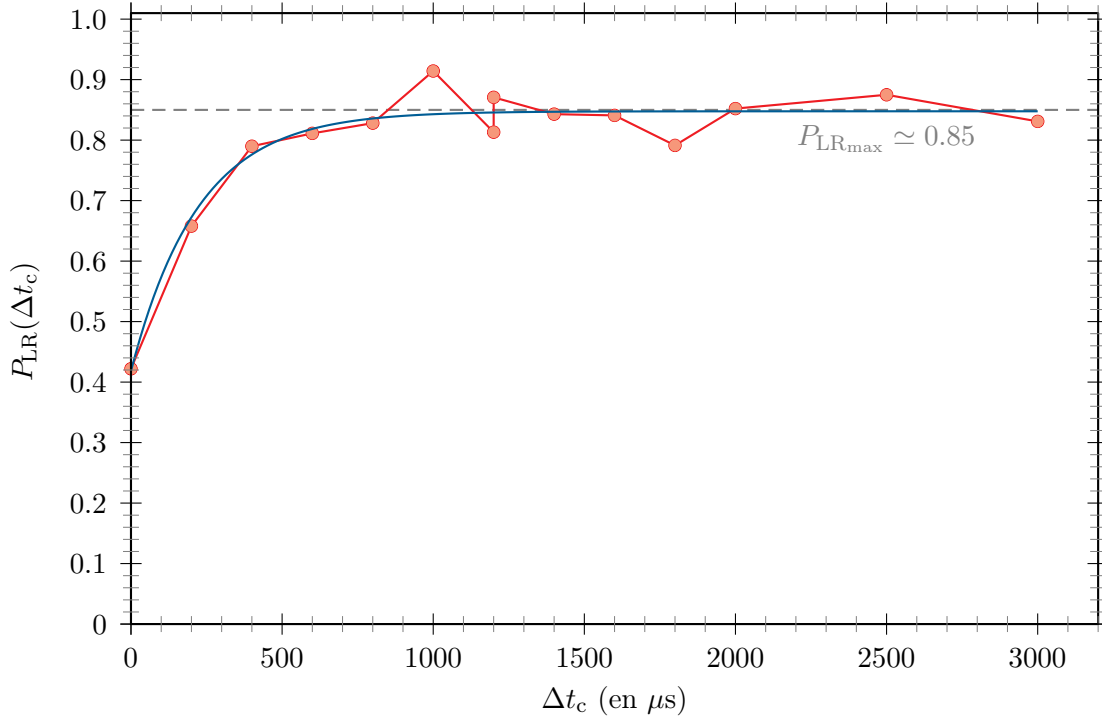


FIGURE III.11 – Evolution de la probabilité de recapture en fonction de la durée de la séquence de refroidissement pour un temps de lâcher de $11 \mu s$.

figure III.12 et nous avons comparé cette température à celle directement obtenue après avoir piégé l'atome dans le puits.

La séquence expérimentale de refroidissement se déroule de la façon suivante. Au cours d'une première phase correspondant aux temps $t \leq t_1$, tous les lasers sont allumés et les faisceaux de refroidissement sont désaccordés de $\delta_i = -4,5 \Gamma$ pour maximiser le taux de chargement du puits par le réservoir. La séquence est déclenchée sur la détection à la PDA d'un atome piégé dans le puits de potentiel de profondeur $U_{\text{eff}} = 2,8 \text{ mK}$ correspondant à une puissance optique du laser de piégeage d'environ $P_{\text{dip}} = 10 \text{ mW}$. Le faisceau ralentisseur Zeeman et son repompeur sont alors coupés à $t = t_1$. La phase de refroidissement débute et la fréquence des faisceaux de refroidissement est linéairement ramenée à un désaccord $\delta_f = -2 \Gamma$ en environ $t_2 - t_1 = 1,2 \text{ ms}$. Cette variation s'accompagne simultanément d'une chute de l'intensité laser de chacun de ces faisceaux de $I_i = 2 \text{ mW}$ à $I_f = 0,65 \text{ mW}$. Les faisceaux de refroidissement sont ensuite eux-mêmes coupés à $t = t_2$. La technique de lâcher et recapture est mise en oeuvre entre t_3 et t_4 avec $\Delta t_{LR} = t_4 - t_3$, durant la période où seul le faisceau de piégeage est allumé. Le temps $t_3 - t_2$ est à nouveau choisi de façon à éviter une interaction entre les atomes du réservoir et la pince optique. Une fois le lâcher effectué, tous les paramètres sont ramenés à leur valeur initiale et la présence de l'atome est testée à la PDA. En effectuant une moyenne statistique sur une centaine d'atomes, la probabilité de recapture est enfin déterminée.

Le résultat d'une telle séquence est présenté sur la figure III.13 où, à titre de comparaison,

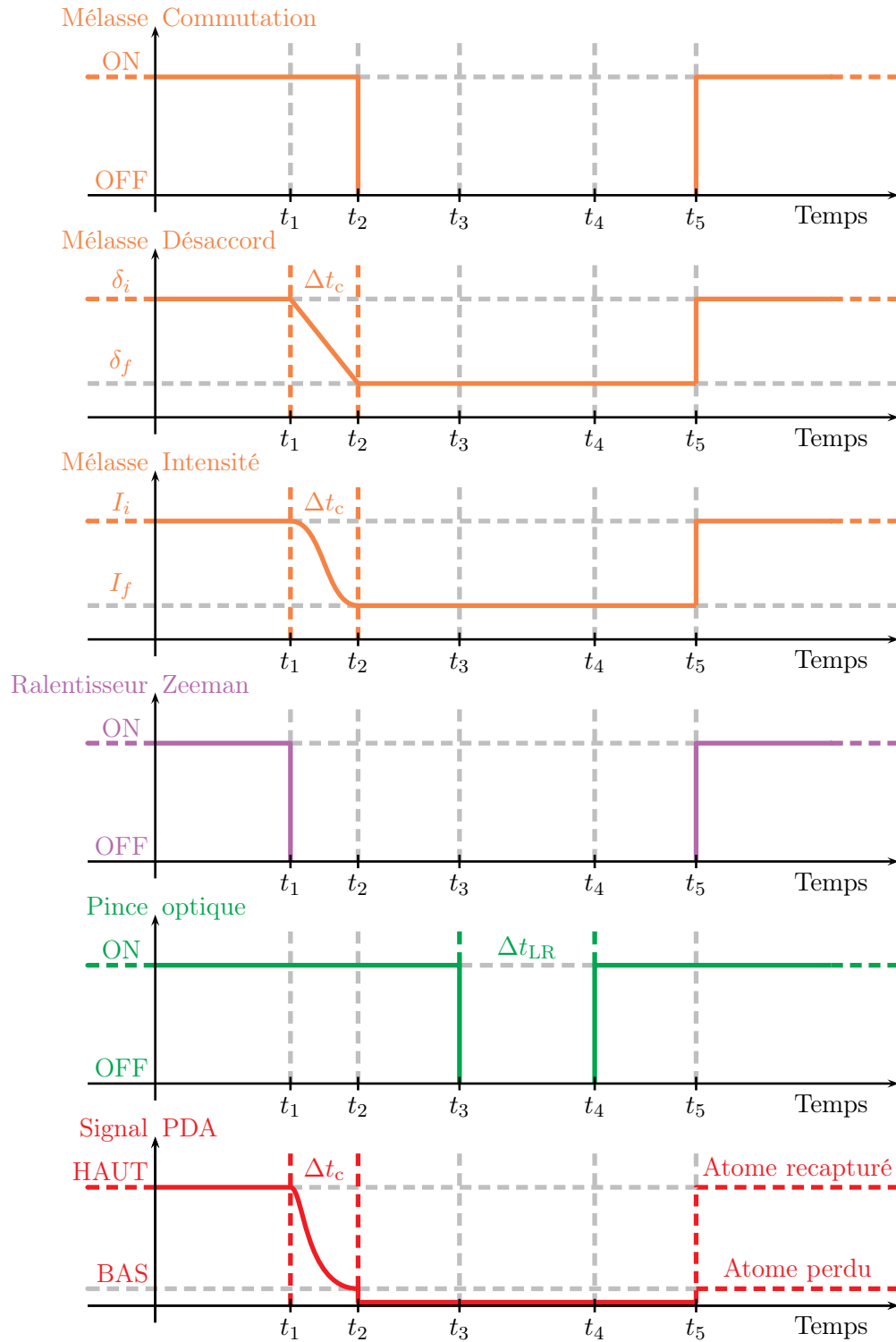


FIGURE III.12 – Séquence expérimentale de refroidissement d'un atome unique par les faisceaux de la mélasse une fois cet atome piégé dans la pince optique.

nous avons ajouté la courbe de la figure III.6 obtenue sans recours à la séquence de refroidissement. Nous avons déterminé la température de l'atome unique dans les deux situations et nous avons superposés en gris les résultats de ces simulations Monte-Carlo pour chacun

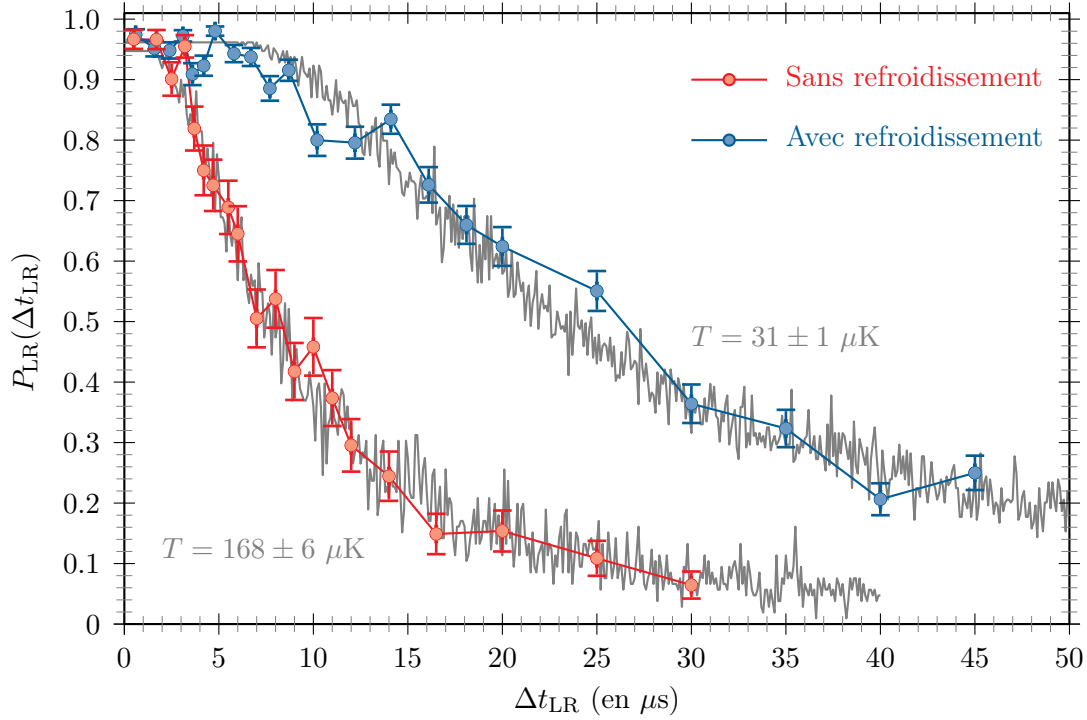


FIGURE III.13 – Probabilités de recapture et meilleurs ajustements pour deux expériences avec un piège de 2,8 mK de profondeur. En rouge : sans appliquer la séquence de refroidissement laser. En bleu : en appliquant cette séquence optimisée.

de ces deux jeux de données expérimentales sur la figure III.13. Comme précédemment, ces modélisations sont en très bon accord avec nos mesures ce qui valide à nouveau les hypothèses effectuées dans notre simulation.

La valeur de température obtenue après refroidissement est $T = 31 \pm 1 \mu\text{K}$ pour une profondeur $U_{\text{eff}} \simeq U_0 = 2,8 \text{ mK}$. Nous avons à nouveau comparé la profondeur du piège à la valeur de température rendue par la simulation en calculant le rapport $\frac{U_{\text{eff}}}{T}$ qui valait précédemment ~ 15 . Il est maintenant passé à l'aide du refroidissement à une valeur de l'ordre de :

$$\frac{U_0}{T} = 90 \quad (\text{III.12})$$

Lorsque l'on maintient des conditions de piégeage identiques, nous avons ainsi pu mettre en évidence une réduction d'un facteur 6 de la température des atomes uniques après refroidissement par laser par rapport à celle obtenue juste après leur chargement dans la pince. On peut estimer, dans cette nouvelle configuration, que les atomes occupent en moyenne, dans les directions radiales, un niveau vibrationnel moyen :

$$\langle n_{\perp} \rangle \simeq 4 \quad (\text{III.13})$$

Cette valeur se rapproche nettement du niveau vibrationnel fondamental recherché sans pour autant l'atteindre. Cette analyse demanderait donc, pour être plus complétée, une description

quantique des atomes dans le piège.

Maintenant que le refroidissement par les faisceaux de refroidissement a été optimisé, il est encore envisageable de suivre plusieurs pistes pour réduire cette énergie moyenne. Pour une profondeur de piège donnée, on peut envisager d'utiliser une onde progressive pour mieux contrôler et optimiser le refroidissement par gradient de polarisation de ces atomes. Bien que les températures obtenues soient déjà inférieures à la température limite Doppler, il est sans doute possible d'atteindre des températures encore plus faibles. On peut par exemple envisager d'utiliser des méthodes de refroidissement Raman par bandes latérales pour atteindre rapidement le niveau fondamental du piège comme l'ont déjà réalisé plusieurs groupes au cours de ces dernières années, comme par exemple [Perrin et al., 1998] sur un réseau optique 1D. Ces deux méthodes, comme d'autres techniques permettant d'atteindre notre objectif, utilisent des procédés que nous n'avons pas encore eu l'occasion de mettre en place mais qu'il sera utile de tester dans les prochaines années.

Il nous est en revanche possible de jouer dès maintenant sur la profondeur du puits de potentiel, paramètre expérimental fixé jusqu'à présent, pour mieux comprendre les conditions extérieures de piégeage de nos atomes uniques et envisager de réduire encore un peu plus leur température. Pour comprendre le rôle important de ce paramètre, nous avons effectué une étude qui se décompose en trois étapes. Dans la partie qui suit, nous commencerons par étudier les effets de la diminution de la profondeur sur des atomes uniques déjà piégés. Nous étudierons ensuite comment cette diminution peut entraîner une réduction de l'énergie moyenne des atomes uniques avant de montrer, dans un troisième temps, comment il est possible d'amener la température de ces atomes à des niveaux extrêmement faibles permettant d'améliorer en théorie de façon significative les temps de cohérence de superposition quantique et plus généralement les différents procédés d'information quantique.

III.3 Distribution d'énergie dans la pince optique

III.3.1 Principes généraux

Parmi les hypothèses que nous avons effectuées dans notre simulation de température par lâcher et recapture, nous avons supposé que les distributions de vitesse et de position des atomes dans le piège étaient des distributions thermiques. Bien que nos précédentes mesures valident ces hypothèses, nous allons à nouveau les vérifier dans cette partie en mettant en place une technique expérimentale ne faisant pas appel à ces hypothèses et permettant le cas échéant de déterminer la température de la distribution étudiée.

Le principe de cette technique est de mesurer indirectement la distribution en énergie des atomes uniques piégés dans la pince optique en effectuant une analyse spectroscopique du piège par diminution de la profondeur du puits. Si la distribution obtenue est effectivement thermique, il est possible d'en déterminer la température et de comparer celle-ci à nos

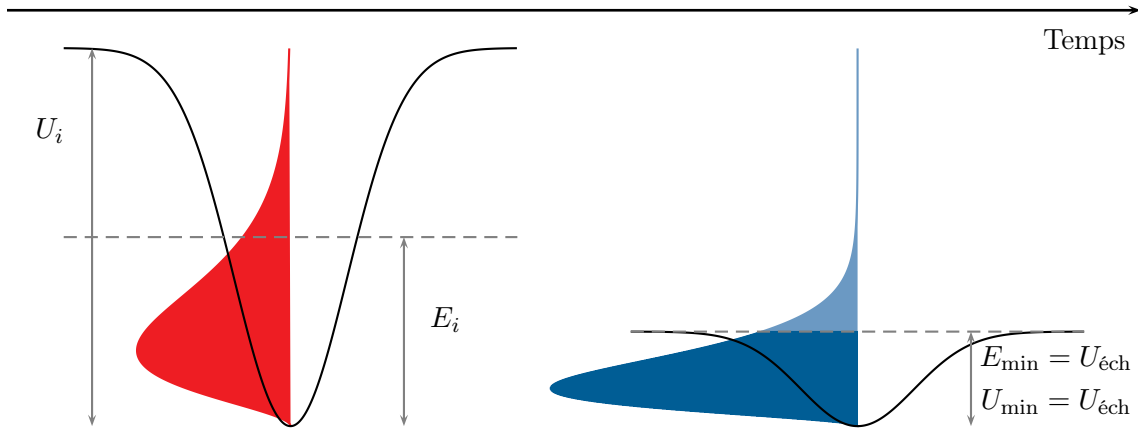


FIGURE III.14 – Evolution d'une distribution atomique thermique d'énergie moyenne initiale E_i lors d'une évolution adiabatique jusqu'à $U_{éch}$.

précédentes mesures.

Cette méthode de spectroscopie a été proposée et expérimentalement réalisée par l'équipe de W. Alt *et al.* [Alt et al., 2003] et nous en avons repris ici les principales étapes. Elle convient particulièrement aux expériences d'atomes uniques, d'autres méthodes pouvant être plus efficaces en régime multi-atomique [Brantut et al., 2008].

La méthode, que nous appliquons donc ici, consiste à diminuer adiabatiquement la profondeur du puits de potentiel jusqu'au point où un atome confiné initialement dans un piège profond atteint une énergie lui permettant de s'échapper. Ceci n'est rendu possible que parce que la température de l'atome unique, et donc son énergie, diminue moins rapidement que la profondeur du piège. Comme on peut le voir sur la figure III.14, en réduisant la profondeur du puits, une série d'atomes d'énergie moyenne initiale E_i dans un puits de profondeur U_i atteindra une énergie moyenne $E_{éch}$ pour une profondeur $U_{éch} = E_{éch}$. Si la profondeur est encore réduite, les atomes piégés seront perdus. En mesurant la profondeur à laquelle cet évènement se produit, il est possible de remonter à l'énergie initiale E_i que les atomes possédaient et de reconstruire ainsi la distribution réelle d'énergie des atomes.

Nous avons représenté sur la figure III.15 la séquence expérimentale que nous avons mise en oeuvre pour cette mesure. Dans un premier temps ($t \leq t_2$), l'atome unique est chargé ($t = t_1$) puis refroidi par laser ($\Delta t_c = t_2 - t_1$) dans la pince optique selon le protocole de la partie précédente. Le potentiel est ensuite ($t = t_3$) réduit adiabatiquement de $U_i = 2,8$ mK à $U_f = U_{min}$ en $\Delta t_1 = t_4 - t_3 = 2,5$ ms. Pendant les 20 ms qui suivent, le piège est maintenu à cette profondeur de façon à laisser suffisamment de temps à chaque atome pour explorer le piège, pour effectuer plusieurs oscillations et pour s'échapper si son énergie le lui permet. Après ce temps d'attente, le potentiel est ramené adiabatiquement jusqu'à sa profondeur initiale $U_i = 2,8$ mK en $\Delta t_2 = t_6 - t_5 = 2,5$ ms ($t = t_6$). Pour tester la présence de l'atome après cette séquence, les lasers de refroidissement sont rallumés ($t = t_7$) et l'atome est détecté si la photodiode à avalanche observe un niveau de fluorescence supérieur au seuil

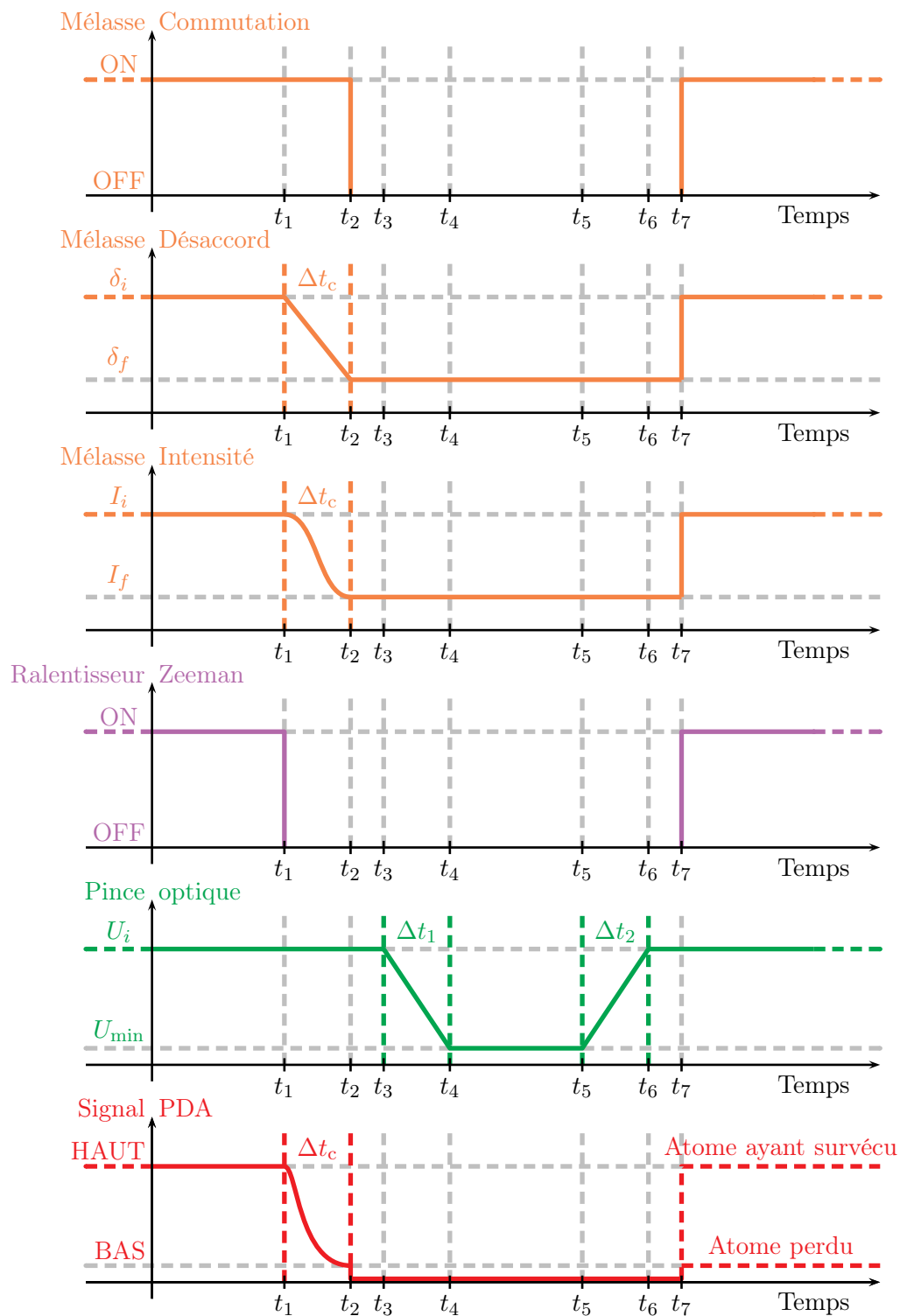


FIGURE III.15 – Séquence expérimentale permettant d'extraire la distribution d'énergie des atomes dans le piège.

de détection. Nous remettons à la partie III.4 la discussion sur l'adiabaticité de l'ensemble de ce processus qui demande une étude approfondie. Nous allons considérer pour l'heure que ce critère est satisfait.

Nous avons appliqué cette séquence à un échantillon de 200 atomes uniques et nous avons mesuré, pour différentes profondeurs minimales U_{\min} telles que $10^{-7} U_i < U_{\min} < 10^{-2} U_i$ et dans les mêmes conditions de piégeage, la probabilité moyenne de survie. Pour permettre une interprétation plus simple de nos résultats, nous avons choisi d'utiliser sur l'axe des abscisses la grandeur normalisée U_{\min}/U_i . Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.16 par des points rouges pour lesquels les barres d'erreur ont à nouveau été estimées à partir de la relation (III.1). Nous avons, en outre, ajouté sur ce schéma cinq mesures de la probabilité de survie des atomes uniques lorsque $U_{\min} = U_i$. Pour ces cinq mesures, les expériences ont été conduites sur trois journées différentes et sur des échantillons atomiques allant de 100 à 400 atomes. Avec ces cinq mesures, nous pouvons à nouveau noter que la probabilité moyenne de garder un atome dans un piège dont la profondeur est maintenue constante est de $95 \pm 2\%$. C'est pourquoi nous continuerons à normaliser nos résultats à partir de cette mesure. On peut par ailleurs noter que la dispersion de ces cinq mesures est plus importante que les barres d'erreur que nous fournissons, ce qui témoigne de fluctuations de notre système plus importantes que celles d'une analyse statistique pour une seule variable aléatoire.

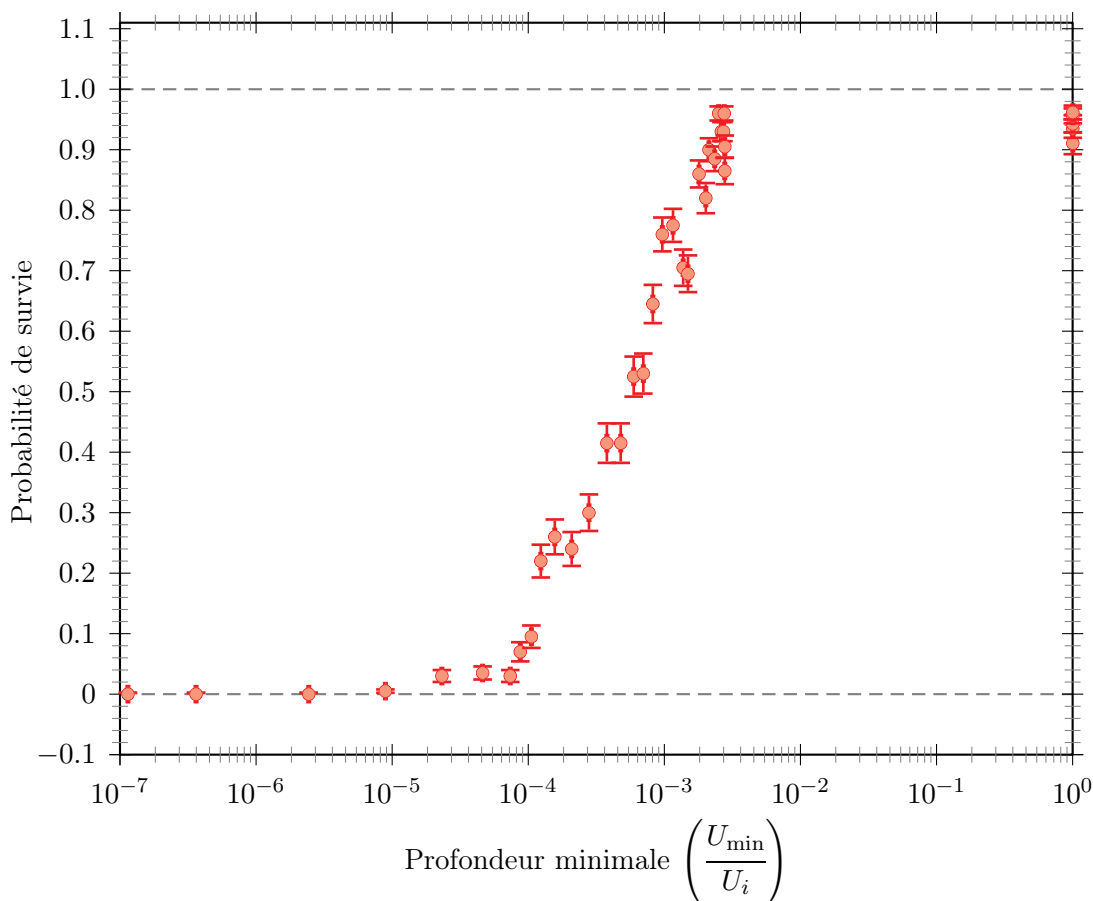


FIGURE III.16 – Probabilité de garder un atome initialement piégé dans une pince de 2,8 mK de profondeur après avoir réduit cette profondeur jusqu'à U_{\min} .

Pour exploiter ces données expérimentales, et obtenir la distribution réelle d'énergie des atomes uniques piégés dans la pince optique, il faut pouvoir relier la profondeur $U_{\text{éch}}$ à laquelle s'échappe un atome à l'énergie initiale E_i de celui-ci dans le piège. Pour établir cette correspondance, nous avons utilisé l'action $S(E, U)$, à une dimension, de l'atome qui s'exprime sous la forme d'une intégrale :

$$S(E, U) = \int_0^{x_{\text{max}}} \sqrt{2m[E - U(x)]} dx \quad (\text{III.14})$$

où E désigne l'énergie mécanique de l'atome, $U(x)$ la valeur du potentiel au point x et x_{max} la position pour laquelle l'atome possède une énergie cinétique nulle soit $E = U(x_{\text{max}})$.

Dans un régime adiabatique de variation de la profondeur du potentiel, l'action est une grandeur conservée [Landau and Lifshitz, 1976] qui permet donc de relier E_i à $U_{\text{éch}}$. Pour y arriver, nous avons résolu numériquement l'équation :

$$S(E_i, U_i) = S(E_{\text{éch}}, U_{\text{éch}}) \quad (\text{III.15})$$

selon la direction correspondant à la profondeur effective du piège, c'est-à-dire celle de la pesanteur. U_i est une donnée expérimentale fixe au cours de notre étude et donc constante dans (III.15). Dans le second membre $U_{\text{éch}}$ et $E_{\text{éch}}$ sont reliés par :

$$E_{\text{éch}} = U_{\text{éch}}(x_{\text{max}}) \quad (\text{III.16})$$

ce qui permet finalement d'établir le passage : $U_{\text{éch}}/U_i \rightarrow E_i/U_i$.

La procédure utilisée fonctionne de la façon suivante :

- Nous commençons d'abord par étudier la situation initiale de l'atome. Pour une puissance laser $P_{\text{dip}} = 10$ mW correspondant à un puits de profondeur laser $U_{\text{dip}} = 2,8$ mK, nous déterminons l'énergie potentielle totale du système. Nous cherchons ensuite les positions minimum et maximum de ce puits de potentiel, ce qui permet d'établir la profondeur effective U_{eff} du puits ressentie par les atomes. Pour différentes valeurs d'énergie E_i comprises entre 0 et U_{eff} , nous cherchons les positions x_{max_i} telle que $U(x_{\text{max}_i}) = E_i$. Les E_i sont réparties de façon à pouvoir analyser au mieux notre problème, c'est-à-dire en rapprochant les valeurs autour du fond du puits de potentiel ainsi qu'à son maximum, là où la variation du potentiel avec la position est la plus lente. Une fois les x_{max_i} déterminées, nous calculons numériquement l'intégrale (III.14) pour obtenir les différentes valeurs S_i de l'action correspondant à différentes énergies moyennes de l'atome dans le puits.
- Nous passons ensuite à l'étude de l'échappement des atomes uniques du piège. Au cours de cette étape, nous déterminons pour différentes valeurs de profondeur du piège U_{eff_j} , les positions x_{max_j} telles que :

$$\left. \frac{\partial U_{\text{eff}_j}(x)}{\partial x} \right|_{x=x_{\text{max}}} = 0 \quad (\text{III.17})$$

Nous calculons alors numériquement l'action, dans le cas où l'atome est prêt à s'échapper, en utilisant le fait que $E_j = U_{\text{eff}_j}(x_{\text{max}})$.

- Dans chacune des situations précédentes, nous interpolons les courbes donnant l'action en fonction de l'énergie utilisée.
- Nous utilisons ensuite les fonctions d'interpolation obtenues pour relier les fonctions E_i et $U_{\text{éch}_j}$ entre elles. Pour cela, nous choisissons un jeu de valeurs pour l'action, dans le domaine commun de valeurs des deux étapes précédentes, et déterminons pour chaque valeur de S les valeurs de E_i et de $U_{\text{éch}_j}$.

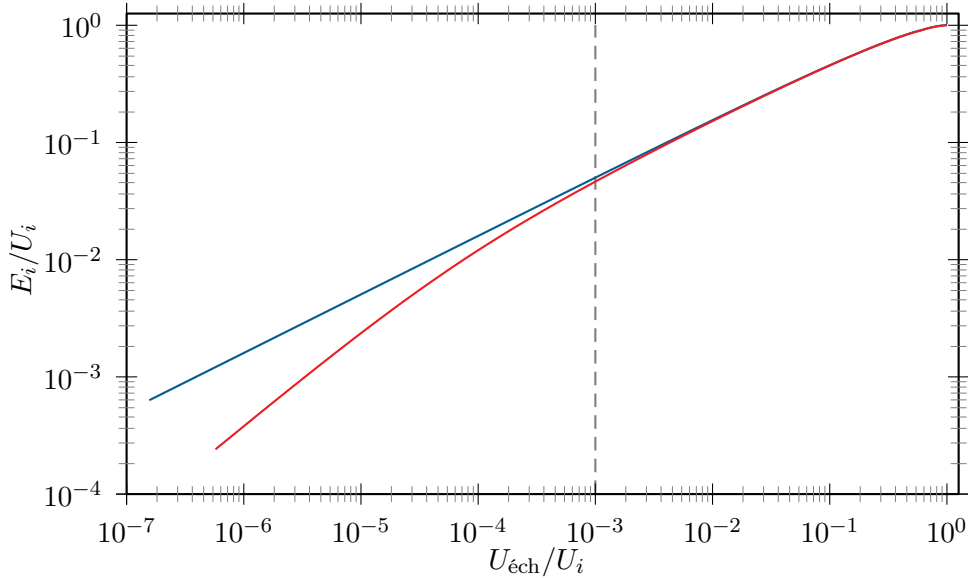


FIGURE III.17 – Relation de passage entre la profondeur d'échappement d'un atome et son énergie initiale. En rouge : résultat obtenu en tenant compte de l'effet de la gravité. En bleu : résultat ne tenant pas compte de l'effet gravitationnel.

Au final, cette analyse numérique permet d'obtenir la courbe rouge représentée sur la figure III.17. A titre indicatif, nous avons représenté en bleu sur cette même figure, la courbe obtenue lorsque l'effet gravitationnel n'est pas pris en compte. Comme on peut le voir, pour des profondeurs de puits finales $U_f = U_{\text{éch}}$ inférieures à $10^{-3}U_i$, soit de l'ordre de quelques μK , les deux courbes s'écartent violemment et l'atome est perdu pour des énergies initiales nettement plus faibles lorsqu'on tient compte de la gravité. Il est donc bien nécessaire de tenir compte de cet effet dans notre étude.

III.3.2 Résultats expérimentaux

Grâce à cette relation de passage, nous pouvons directement relier la profondeur du puits pour laquelle chaque atome unique va quitter le piège à son énergie mécanique au moment de son chargement, ce qui revient donc à connaître la probabilité de survie des atomes uniques en fonction de leur énergie initiale E_i . C'est ce que montre la figure III.18 pour laquelle nous avons appliqué au jeu de données de la figure III.16 (points rouges) notre relation de passage. Nous avons limité notre représentation au domaine E_i/U_i compris entre 0 et 0,15 car la

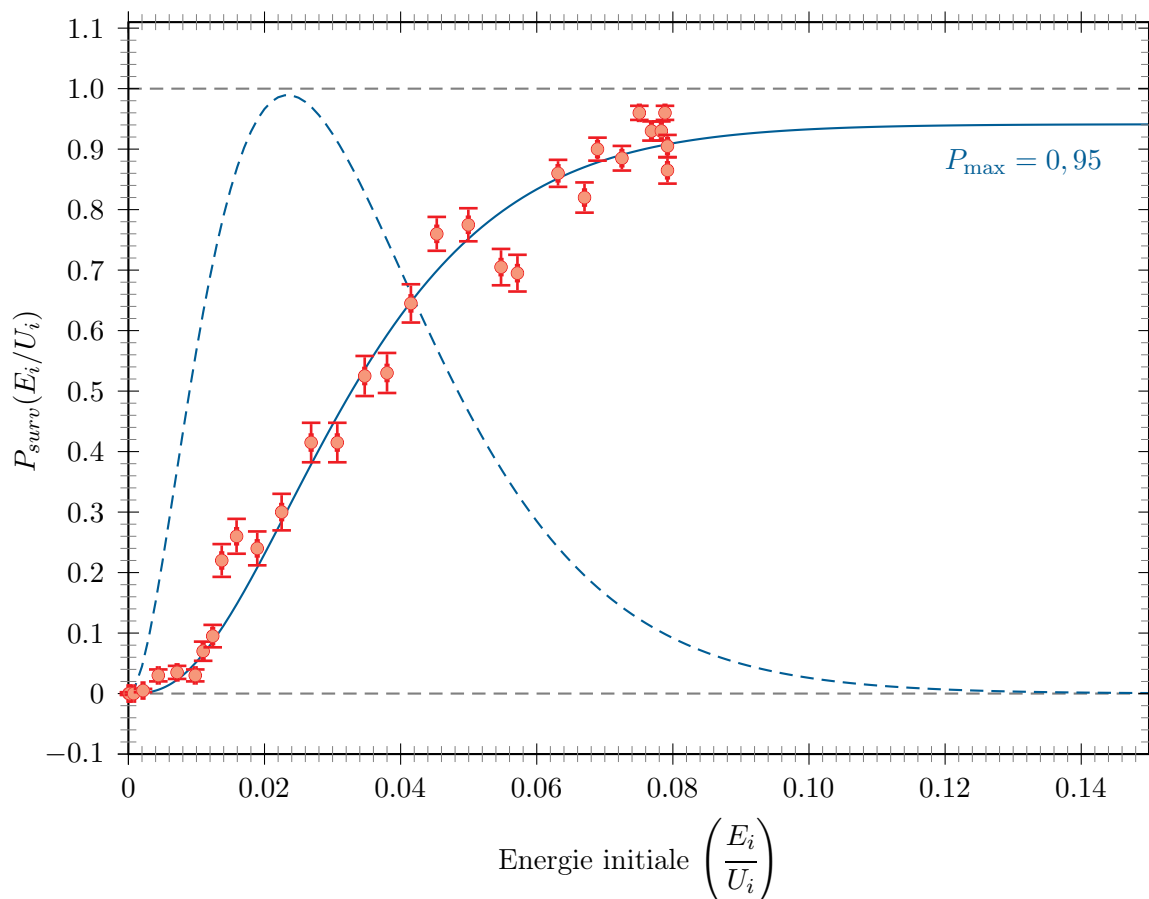


FIGURE III.18 – Probabilité (point rouge) de trouver un atome possédant une énergie plus petite que E_i dans un piège de profondeur U_i en fonction du paramètre normalisé E_i/U_i .

probabilité de survie maximale pour notre détection $P_{\max} = 0,95$ est déjà atteinte lorsque $E_i/U_i = 0,15$.

L'ensemble de ces mesures nous a finalement permis d'obtenir la distribution en énergie intégrée des atomes uniques dans la pince optique. Si nous voulons maintenant déterminer l'énergie moyenne de cette série d'atomes et vérifier que cette distribution correspond à celle d'un échantillon à l'équilibre thermique, nous devons ajuster ces données par une distribution d'énergie de type Maxwell-Boltzmann.

Nous supposons à cet effet de nouveau que l'approximation harmonique $U_i/k_B T \gg 1$ est valide, ce qui permet d'écrire la fonction de distribution de probabilité en énergie normalisée f_{th} , pour une température T donnée, sous la forme :

$$f_{th}(E) = \frac{1}{2(k_B T)^3} E^2 e^{-E/k_B T} \quad (\text{III.18})$$

puisque pour un piège harmonique à trois dimensions, la densité d'états quantiques est proportionnelle à E^2 [Bagnato et al., 1987].

Avec une telle distribution, la probabilité qu'un atome possède une énergie plus faible que E est alors définie par :

$$P_{th}(E) = \int_0^E f_{th}(E')dE' \quad (\text{III.19})$$

qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$P_{th}(E) = 1 - \left[1 + \eta + \frac{\eta^2}{2}\right]e^{-\eta} \quad \text{avec } \eta = \frac{E}{k_B T} \quad (\text{III.20})$$

et correspond donc à une distribution thermique d'énergie intégrée.

Nous avons représenté sur la figure III.18 (en courbe pleine bleue) un ajustement de nos résultats expérimentaux $P_{surv}(E_i/U_i)$ par une distribution thermique intégrée $P_{th}(E_i/U_i)$ où le seul paramètre du modèle laissé libre est la température T . Nous avons tenu compte des barres d'erreur sur nos données pour pondérer chacune d'entre elles et extraire une incertitude statistique sur la température rendue par le modèle.

La température obtenue pour cette étude est finalement :

$$T = 33 \pm 2\mu K \quad (\text{III.21})$$

Cette valeur est tout à fait en accord avec les résultats que nous avons obtenus par la technique de lâcher et recapture. Les données expérimentales sont très bien ajustées par la distribution thermique choisie ce qui confirme les résultats déjà obtenus. Sur un grand nombre de réalisations d'une même expérience, la distribution d'énergie des atomes successivement chargés dans un piège optique dipolaire est bien décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann, ce qui corrobore les travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux obtenus précédemment dans de nombreux groupes [Lett et al., 1989, Parkins and Zoller, 1992] : le refroidissement laser conduit à une distribution d'énergie de Maxwell-Boltzmann.

III.3.3 Comparaison à la méthode de lâcher et recapture

Chacune des deux techniques présentent évidemment des avantages et des inconvénients. La méthode de lâcher et recapture ne nécessite pas de diminution de la profondeur et s'interprète directement par une simulation Monte-Carlo classique. Elle est donc plus simple à mettre en oeuvre que la méthode spectroscopique et ce sont les données brutes qui sont analysées. Elle fait cependant l'hypothèse que la distribution statistique en énergie des atomes est thermique ce que ne nécessite pas la méthode spectroscopique. Cette dernière est plus complexe à mettre en oeuvre car il faut pouvoir maîtriser temporellement l'adiabaticité de la rampe de puissance laser. Cette contrainte a pour principal effet d'allonger la durée des séquences expérimentales et demande par conséquent un temps d'intégration des données plus important. L'extraction des résultats est en outre plus complexe car indirecte. Ce sont des données extrapolées qui sont ajustées pour être ensuite comparées à une distribution théorique. Son principal avantage

est finalement de nous donner une image concrète de la distribution énergétique dans le piège. Que la distribution soit thermique ou non, la méthode spectroscopique peut nous permettre d'interpréter ce qui se passe à l'intérieur du puits. Lorsque la profondeur du puits est abaissée, cette technique s'avère particulièrement intéressante puisque seuls les atomes les moins énergétiques parviennent à se maintenir dans le piège. Cette diminution agit donc comme un filtre à atomes en énergie. Nous allons voir dans la partie qui suit que ce filtrage permet de réduire encore un peu plus l'énergie moyenne d'un échantillon d'atomes froids par troncature de la distribution thermique.

C'est finalement l'association des techniques de spectroscopie et de lâcher et recapture qui va nous permettre de comprendre ce phénomène et d'en extraire un résultat utile.

III.4 Troncature de la distribution d'énergie, test d'adiabaticité

Nous avons montré dans les parties III.2 et III.3 que les atomes uniques d'un piège optique dipolaire se répartissaient selon une distribution d'énergie de type Maxwell-Boltzmann. Nous avons montré que nous sommes capables de les refroidir jusqu'à une température $T \simeq 32 \mu\text{K}$, pour un piège de $U_i \sim 2,8 \text{ mK}$ de profondeur, en modifiant leur environnement laser.

Il est possible de réduire davantage l'énergie moyenne des atomes uniques en amputant simplement la distribution d'énergie de ces éléments les plus énergétiques, c'est à dire en la tronquant à un niveau d'énergie U_{tr} donné. Nous allons montrer dans cette partie dans quelles proportions, et sous quelles contraintes, une telle réduction est possible. Les résultats que nous obtiendrons nous amèneront à étudier l'adiabaticité des séquences expérimentales et permettront d'imaginer les performances futures de notre dispositif sur la manipulation de bits quantiques.

Pour réaliser cette troncature de la distribution, nous avons réduit adiabatiquement la puissance du laser de piégeage d'une façon similaire à celle que nous avons décrit dans la partie précédente. Partant toujours d'une profondeur $U_i \sim 3 \text{ mK}$, nous avons atteint une profondeur minimale du piège U_{\min} pour laquelle les atomes les plus énergétiques ont une grande chance de s'échapper alors que les moins énergétiques restent piégés.

La figure III.19 schématise les différentes étapes de la séquence expérimentale que nous avons mise en oeuvre pour étudier l'effet d'une troncature de la distribution sur l'énergie moyenne des atomes. Elle est identique à celle de la partie III.3 à ceci près qu'une mesure de température par lâcher et recapture est réalisée après la remontée adiabatique de la profondeur du puits de potentiel à sa valeur initiale U_i . Cette mesure nous permet de déterminer la température des atomes restés dans le piège après filtrage des atomes les plus "chauds", ou plus précisément la distribution d'énergie des atomes restés confinés.

Dans un premier temps, les atomes uniques sont chargés ($t < t_1$) et refroidis par laser ($\Delta t_c = t_2 - t_1$) dans un puits de profondeur $U_i = 2,8 \text{ mK}$. Cette profondeur est ensuite réduite ($\Delta t_1 = t_4 - t_3$) jusqu'à la valeur U_{\min} puis est maintenue à ce niveau pour laisser aux "atomes chauds" le temps de s'échapper du piège. La distribution d'énergie des atomes

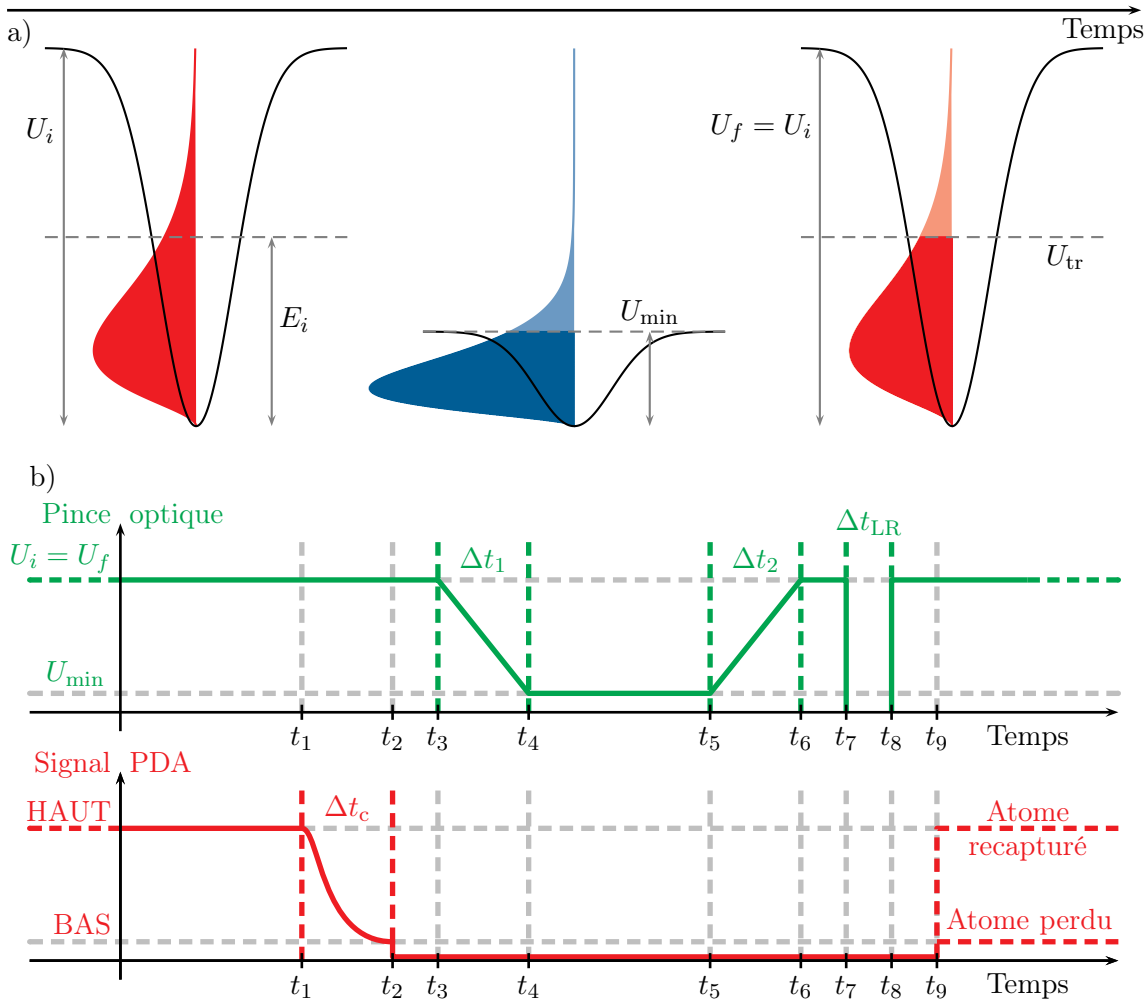


FIGURE III.19 – Séquence expérimentale utilisée pour caractériser l'efficacité d'un filtrage des atomes les plus chauds par réduction adiabatique de la profondeur de la pince optique. (a) Troncature de la distribution énergétique. (b) Evolution de la profondeur du puits en fonction du temps.

est alors amputée de sa partie la plus énergétique comme le montre la figure III.19(a), c'est-à-dire des atomes ayant une énergie supérieure à U_{\min} . Le potentiel est alors ramené à sa valeur initiale $U_f = U_i$ ($\Delta t_2 = t_6 - t_5$). L'énergie des atomes les plus chauds restés confinés, égale à E_i avant la séquence adiabatique, est maintenant égale à U_{tr} après la séquence, le niveau d'énergie de la troncature. La séquence de type lâcher et recapture est alors appliquée ($\Delta t_{LR} = t_8 - t_7$) pour déterminer l'énergie moyenne des atomes ayant réussi à rester dans la pince et le niveau vibrationnel moyen occupé correspondant. En fin de séquence, la présence de l'atome est testée par détection du signal de fluorescence au moment où les faisceaux de refroidissement sont rallumés ($t = t_9$).

La figure III.20 regroupe quelques courbes de lâcher et recapture obtenues pour des valeurs de U_{\min} comprises entre 0,4 et 11 μK . On peut notamment remarquer ici que les courbes pour lesquelles $U_{\min} \geq 5,5 \mu\text{K}$ sont sensiblement identiques à celle obtenue à la partie III.2 sur

la figure III.13 avec une probabilité de recapture à temps de lâcher nul comprise entre 0,8 et 0,95. Pour les cinq premières courbes de notre figure III.20, on peut donc penser que la distribution d'énergie est restée la même après une séquence de variation adiabatique de la profondeur du piège.

Pour $U_{\min} < 5,5 \mu\text{K}$, la réduction de profondeur s'accompagne en revanche d'une perte d'atomes et donc d'un filtrage de la distribution d'énergie. Pour les quatre courbes présentées ici, correspondant aux énergies U_{\min} comprises entre $4,1 \mu\text{K}$ et $0,1 \mu\text{K}$, la probabilité $P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}})$ initiale chute rapidement de 0,8 à 0,55 puis 0,3 et enfin 0,15. Dans ce dernier cas, seuls 10% des atomes initialement capturés ont survécu à la réduction adiabatique du potentiel.

La question se pose maintenant de savoir si cette sélection d'atomes possède une énergie moyenne supérieure, égale ou inférieure à l'énergie de la distribution d'énergie initiale des atomes uniques, ce qui revient à tester le caractère adiabatique de nos expériences.

Pour répondre à cette question :

1. Nous avons d'abord mesuré la probabilité de recapture des atomes à temps de lâcher et recapture nul en fonction de la profondeur minimale atteinte au cours du processus : ceci permet d'estimer si la distribution d'énergie finale correspond à une distribution de Maxwell-Boltzmann tronquée.
2. Nous avons ensuite développé un modèle numérique permettant de remonter à l'énergie moyenne des atomes restant dans le puits : utiliser un tirage aléatoire des vecteurs vitesse et position selon une loi normale n'est en effet plus possible dans le cas d'une distribution tronquée, il est donc nécessaire d'établir numériquement les trajectoires des atomes uniques pour déterminer les probabilités de recapture.

III.4.1 Probabilité de recapture initiale, estimation de la température de la distribution initiale non tronquée

Pour déterminer la probabilité de recapture initiale $P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}} = 0)$, nous avons calculé, pour chacune de nos séries de mesure, la moyenne des probabilités de recapture correspondant aux quatre premiers points de nos courbes, c'est-à-dire aux quatre temps de lâcher les plus courts.

Effectuer une telle moyenne s'avère nécessaire en raison de l'incertitude de mesure qui naît de la troncature. La dispersion des données devient en effet importante dès que les probabilités mesurées se rapprochent de 0,5. Bien qu'il soit difficile d'extrapoler une probabilité à temps de lâcher nul à partir de ces quatre points de mesure à $\Delta t_{\text{LR}} \neq 0$, cela reste possible en raison de l'existence d'un plateau sur chacune des courbes de probabilité de recapture pour des Δt_{LR} courts. Le tableau III.1 résume les résultats obtenus sur une large plage de profondeur U_{\min} .

Grâce au travail d'interpolation réalisé à la partie précédente, nous avons montré que la mesure de la probabilité de survie des atomes combinée à la connaissance de la profondeur du puits de potentiel permettait d'estimer la température d'une distribution d'énergie équivalente

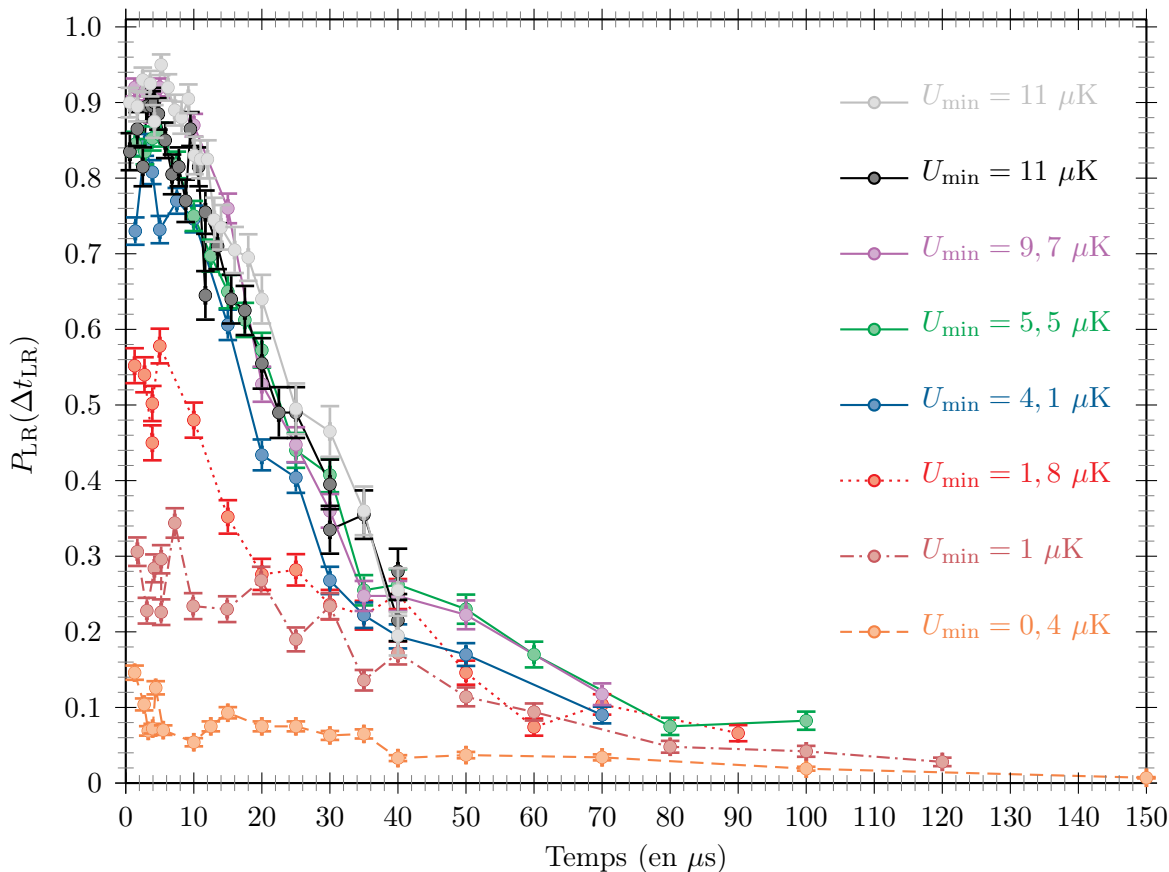


FIGURE III.20 – Probabilités de recapture obtenues après filtrage des atomes les plus chauds d'un piège dipolaire de profondeur $U_i \sim 2,8$ mK pour différents niveaux U_{\min} de troncature de la distribution d'énergie. Pour des profondeurs supérieures à $20 \mu\text{K}$, la distribution est peu tronquée et la probabilité de recapture $P_{LR}(\Delta t_{LR} = 0)$ reste proche de $P_{\max} = 0,95$. En dessous de $20 \mu\text{K}$, cette probabilité commence à diminuer, ce qui témoigne d'une perte d'atomes par filtrage.

à celle que nous étudions ici et qui ne serait pas tronquée. Ainsi, les valeurs de T fournies ici ont été obtenues en résolvant directement et numériquement l'équation :

$$P_{LR}(\Delta t_{LR} = 0) = 0,95 - 0,95 \left[1 + \frac{U_{\text{tr}}}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\text{tr}}}{T} \right)^2 \right] \exp \left(-\frac{U_{\text{tr}}}{T} \right) \quad (\text{III.22})$$

où U_{tr} correspond à l'énergie maximale d'un atome piégé dans le puits de profondeur $U_f = U_i$ associée la troncature à partir de la mesure de la puissance optique minimale P_{\min} atteinte par le laser de piégeage au cours de la séquence. Nous avons à nouveau tenu compte de l'efficacité de notre détection en normalisant nos données à une probabilité maximale de $0,95$.

L'étude approfondie des caractéristiques du piégeage menée au premier chapitre nous permet alors de remonter à l'énergie minimale U_{\min} des atomes dans le puits. Il ne reste plus qu'à appliquer la relation de passage, établie dans la partie précédente, dans le cas particulier $U_{\min} \rightarrow U_{\text{tr}}$ pour obtenir U_{tr} .

Les valeurs de température obtenues ne sont que des estimations puisque nous n'étudions pas toute la courbe de probabilité de survie. Nous ne nous basons que sur une seule mesure

TABLE III.1 – Probabilité de recapture à temps de lâcher nul et estimation de la température de la distribution en fonction de la profondeur minimale du piège. Pour les profondeurs indiquées du sigle (*), deux mesures ont été réalisées à plusieurs jours d'intervalle en se plaçant tant que possible dans les mêmes conditions expérimentales.

U_{\min} (en μK)	0,4	1	1,8	4,1	5,5
$P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}} = 0)$	$0,10 \pm 0,04$	$0,28 \pm 0,03$	$0,51 \pm 0,05$	$0,78 \pm 0,06$	$0,85 \pm 0,01$
T (en μK)	37,9	38,1	35,5	35,3	35,4
U_{\min} (en μK)	9,7	11(*)	$2,5 \cdot 10^3(*)$	$2,8 \cdot 10^3(*)$	$2,9 \cdot 10^3$
$P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}} = 0)$	$0,91 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,04$ $0,91 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,02$ $0,96 \pm 0,01$	$0,94 \pm 0,03$ $0,96 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,01$
T (en μK)	37,6	47,3 37,7	NA	NA	NA

pour extrapoler la distribution énergétique complète. Si, pour des puits ayant subits une très faible variation de potentiel ($U_{\min} \sim 2,8 \text{ mK}$), il est raisonnable de penser que la température de la distribution reste inchangée par rapport à des atomes maintenus dans un puits de profondeur fixe, nos mesures montrent que la température estimée est la même quelque soit le niveau de troncature de la distribution, y compris lorsque la profondeur du puits a été violemment réduite. La dispersion observée sur nos mesures à $U_{\min} = 11 \mu\text{K}$ montre que ces valeurs de température sont compatibles avec un maintien de la température à sa valeur initiale, ce qui semble valider à nouveau le caractère adiabatique des séquences mises en oeuvre.

III.4.2 Détermination de l'énergie moyenne de la distribution tronquée

Pour déterminer avec précision l'énergie moyenne de la distribution tronquée, nous employons encore une simulation numérique dans laquelle nous adoptons toujours une description classique des atomes piégés. Les trajectoires de ces atomes ne peuvent plus être établies directement à partir de la méthode de lâcher et recapture puisque celle-ci suppose une distribution de Maxwell-Boltzmann complète et il n'est donc plus possible d'exprimer les distributions de position et de vitesse selon une loi normale, fonction de la température.

Les paragraphes qui suivent développent les procédures mises en place pour obtenir de façon fiable l'énergie moyenne associée aux différents niveaux de troncature.

Modélisation de la distribution tronquée d'énergie

La distribution tronquée utilisée pour simuler les trajectoires atomiques est obtenue à partir d'une distribution thermique complète de température T . D'une série de tests à la suivante, c'est le niveau d'énergie de la troncature $U = U_{\text{tr}}$ qui est modifié. Nous avons discrétisé cette distribution tronquée en N_{bin} classes d'énergies de largeur fixe $\Delta U = U_{\text{tr}}/N_{\text{bin}}$,

chacune centrée sur une valeur d'énergie notée E_j et telle que :

$$E_j \in \left\{ \frac{\Delta U}{2}, \Delta U + \frac{\Delta U}{2}, \dots, U_{\text{tr}} - \frac{\Delta U}{2} \right\} \quad (\text{III.23})$$

Ainsi, pour une simulation effectuée sur un nombre N_{sim} de tirages, le nombre de particules simulées ayant l'énergie E_j est donné par :

$$N_j = N_{\text{sim}} \frac{f_{\text{th}}(E_j)}{\sum_{\ell=1}^{N_{\text{bin}}} f_{\text{th}}(E_\ell)} = N_{\text{sim}} \frac{E_j^2 \exp\left(-\frac{E_j}{k_{\text{B}}T}\right)}{\sum_{\ell=1}^{N_{\text{bin}}} E_\ell^2 \exp\left(-\frac{E_\ell}{k_{\text{B}}T}\right)} \quad (\text{III.24})$$

Pour chaque classe d'énergie E_j , on lance donc un test de recapture un nombre de fois proportionnel à la fraction de la distribution correspondant au niveau d'énergie E_j .

La figure III.21 montre un exemple type de discrétisation, obtenu pour $N_{\text{bin}} = 10$, pour $N_{\text{sim}} = 400$, $U_{\text{tr}} \simeq 250 \mu\text{K}$ et $\Delta U \simeq 25 \mu\text{K}$.

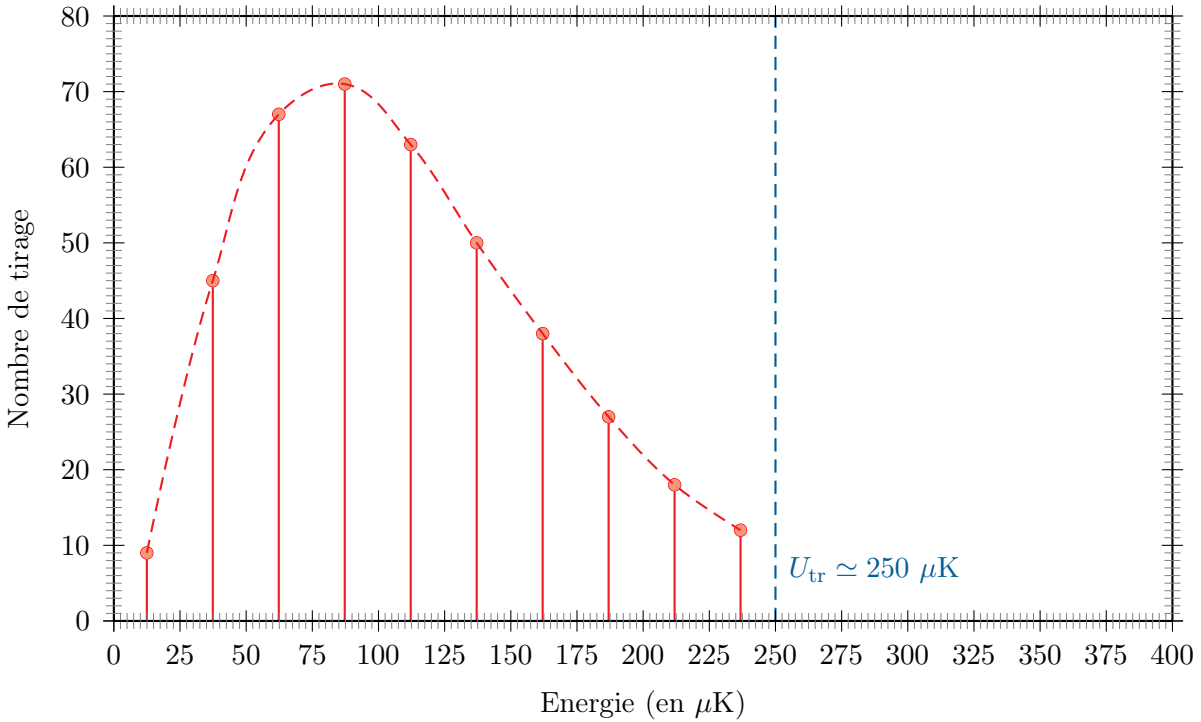


FIGURE III.21 – Distribution d'énergie discrétisée théorique utilisée dans la simulation Monte-Carlo déterminant l'énergie moyenne de la distribution tronquée. Les disques représentent les valeurs discrètes d'énergie ainsi que leur poids respectifs dans le tirage effectué lors de nos simulations. Le courbe pointillée indique la forme de la distribution de Maxwell-Boltzmann dont est tirée cette distribution tronquée.

Chaque niveau d'énergie E_j va alors correspondre à l'énergie totale d'un atome donné que nous allons répartir aléatoirement selon les trois directions de l'espace correspondant à E_x , E_y et E_z . La trajectoire d'un atome est alors étudiée séparément selon ces trois composantes

et, dans notre description classique, chaque atome piégé évolue pour chaque composante en décrivant un mouvement d'oscillations. La période de ces oscillations est elle aussi déterminée par notre simulation comme le montre le paragraphe suivant.

Trajectoires et périodes des oscillations des atomes à l'intérieur du piège

Pour déterminer avec précision la période d'oscillations des atomes selon chaque axe de l'espace, nous avons directement étudié la dynamique de chaque particule. Prenons l'exemple du mouvement selon la direction x .

Pour une valeur d'énergie E_x donnée, nous avons commencé par déterminer la position classique x_{\max} la plus éloignée du centre du piège accessible à un atome selon cette direction. Nous avons pour cela résolu l'équation :

$$E_x = U_{\text{dip}}(x_{\max}, 0, 0) \quad (\text{III.25})$$

en prenant donc $y = 0$ et $z = 0$.

Cette position particulière étant connue, nous avons déterminé la solution de la seconde loi de Newton :

$$m\ddot{x}(t) = \mathbf{F}_{\text{dip}} \cdot \mathbf{e}_x = -\frac{\partial U_{\text{dip}}(x, 0, 0)}{\partial x} \quad (\text{III.26})$$

en prenant comme conditions initiales :

$$x(t=0) = x_{\max} \quad \text{et} \quad \dot{x}(t=0) = 0 \quad (\text{III.27})$$

Nous avons ensuite comparé cette évolution temporelle à différentes fonctions harmoniques $x_i(\omega_i, t)$ telles que :

$$x_i(\omega_i, t) = x_{\max} \cos \omega_i t \quad (\text{III.28})$$

se différenciant les unes des autres par la seule valeur de leur pulsation ω_i .

Grâce à une minimisation utilisant la méthode des moindres carrés, nous pouvons finalement déterminer la fonction harmonique de pulsation ω_x qui ajuste le mieux l'évolution temporelle précédemment calculée et ainsi obtenir la meilleure valeur approchée de la période du mouvement correspondant à l'énergie E_x initiale.

En répétant cette manipulation pour différentes valeurs d'énergie E_x , nous obtenons une courbe d'interpolation de l'énergie et de la période selon l'axe d'étude choisi. Il ne reste plus qu'à appliquer cette procédure à chaque axe de l'espace pour connaître les trois périodes d'oscillations, $T_x = 2\pi/\omega_x$, $T_y = 2\pi/\omega_y$ et $T_z = 2\pi/\omega_z$, caractéristiques du mouvement de tout atome test de la simulation.

Vecteur position-vitesse

Les trajectoires atomiques au cours du temps étant connues pour chaque énergie E_x , E_y ou E_z , on en déduit un vecteur position-vitesse.

Une position est d'abord tirée aléatoirement, d'après la trajectoire calculée, dans l'intervalle de temps T_x (resp. T_y , T_z), selon la direction x (resp. y , z).

La vitesse correspondante est ensuite déduite en appliquant le principe de la conservation de l'énergie :

$$E_x = U_{\text{dip}}(x, 0, 0) + \frac{1}{2}mv_x^2 \quad (\text{III.29})$$

Pour chaque tirage de E_j selon la statistique tronquée, nous disposons donc d'un vecteur position-vitesse conforme à la réalité classique de l'évolution d'atomes dans la pince optique.

Détermination de la température associée à la distribution tronquée

Pour aboutir à la température associée à notre distribution tronquée à partir des résultats précédents, il ne reste plus qu'à étudier l'impact de la séquence de lâcher et recapture sur l'énergie des atomes. Nous avons pour cela mis en oeuvre autour de nos procédures précédentes une routine étudiant l'effet d'une variation de la température sur la recapture des atomes.

Pour différentes valeurs de température, des distributions thermiques sont générées puis tronquées au niveau d'énergie U_{tr} correspondant à la puissance minimale délivrée par le laser de piégeage au cours de la séquence. La distribution tronquée est ensuite discrétisée et chaque niveau d'énergie utilisé est affublé du nombre de tirage statistique lui correspondant pendant la simulation. Les énergies correspondantes sont alors réparties selon les trois directions de l'espace et des vecteurs position-vitesse sont choisis aléatoirement tout en respectant la nature des trajectoires et la conservation de l'énergie. Pour chaque atome ainsi défini, on peut donc tester la recapture après différents temps de lâcher Δt_{LR} . Reste enfin à trouver la température ajustant au mieux les données expérimentales en déterminant pour cela le minimum de la fonction χ^2 correspondante.

Energie moyenne de la distribution tronquée

L'énergie moyenne de la distribution dans un potentiel harmonique à trois dimensions a été calculée de la façon suivante :

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{U_{\text{tr}}} E \times E^2 \exp\left(-\frac{E}{k_{\text{B}}T}\right) dE}{\int_0^{U_{\text{tr}}} E^2 \exp\left(-\frac{E}{k_{\text{B}}T}\right) dE} \quad (\text{III.30})$$

soit :

$$\langle E \rangle = 3k_{\text{B}}T \left[\frac{1 - \left(1 + \eta + \frac{\eta^2}{2} + \frac{\eta^3}{6}\right)e^{-\eta}}{1 - \left(1 + \eta + \frac{\eta^2}{2}\right)e^{-\eta}} \right] \quad (\text{III.31})$$

en posant à nouveau $\eta = \frac{U_{\text{tr}}}{k_{\text{B}}T}$.

Résultats

L'ensemble de nos résultats est présenté à la figure III.22, l'encadré a) redonnant les résultats expérimentaux obtenus à temps de lâcher nul. L'encadré b) rapporte les résultats

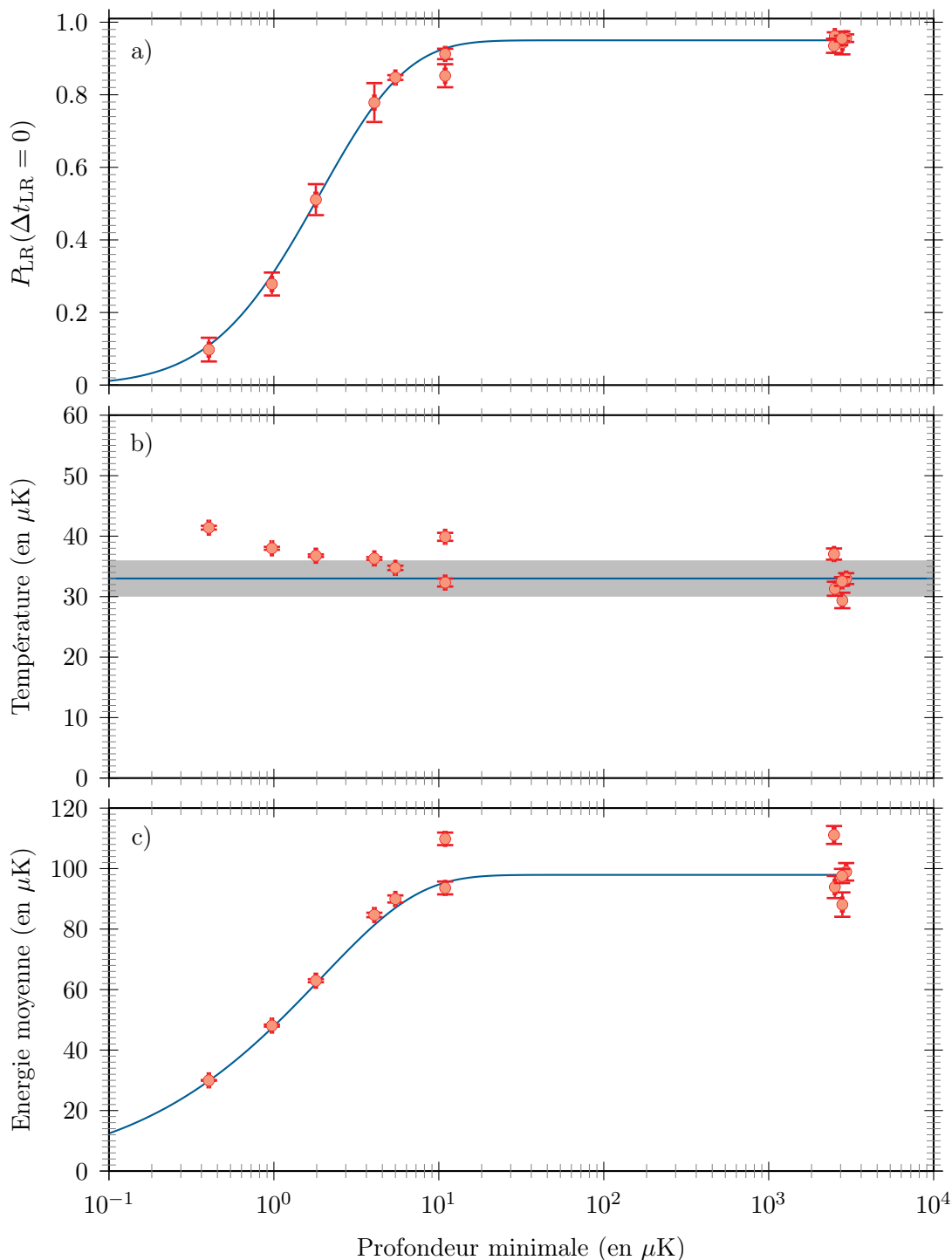


FIGURE III.22 – Résultats expérimentaux sur la probabilité de recapture pour $\Delta t = 0$ (a), sur la température (b) de la distribution de Boltzmann correspondante et sur l'énergie moyenne (c) de la distribution tronquée pour un lâcher et recapture effectué à $U_f = U_i = 2,8 \text{ mK}$.

de nos simulations sur les températures associées à la distribution d'énergie tronquée. Ils sont représentés par des cercles rouges alors que la ligne horizontale bleue correspond à une température moyenne de $33 \mu\text{K}$ obtenue pour les cinq mesures à une profondeur minimale $U_{\min} = U_i = 2,8 \text{ mK}$ et que la zone grisée correspond à l'incertitude statistique associée à ces cinq mesures. Les barres d'erreur qui figurent sur nos points de mesure ont été déterminées à partir de l'incertitude rendue par la mesure de χ_{\min}^2 et semblent trop faibles par rapport à la dispersion des données obtenues autour de $U_{\min} \sim 3 \text{ mK}$ et $U_{\min} \sim 10 \mu\text{K}$. Ceci peut s'expliquer par le fait que ces données ont été accumulées sur plusieurs jours et bien que l'ensemble des paramètres expérimentaux ait été maintenu approximativement constant sur cette période, les fluctuations quotidiennes peuvent avoir joué un rôle non négligeable.

Globalement, ces résultats montrent que, sur une large gamme d'énergie, la température associée à la meilleure distribution de Maxwell-Boltzmann tronquée ajustant nos données est quasiment constante, ce qui corrobore le caractère adiabatique de la séquence sur toute cette zone.

Un tel résultat semble naturel lorsque la troncature est effectuée à des niveaux d'énergie très élevés par rapport à la température. Le critère d'adiabaticité est, comme nous le verrons plus loin, beaucoup plus facile à vérifier dans ces conditions. En revanche, à des niveaux d'énergies minimales U_{\min} plus faibles, voire du même ordre de grandeur que la température T , ce résultat est beaucoup moins évident. C'est dans ce domaine que ce type de simulation peut revêtir une importance primordiale dans l'analyse des données expérimentales. Nos simulations permettent alors d'identifier des tendances concernant la température de la distribution et semble ici mettre en évidence une augmentation de T pour $U_{\min} < 2 \mu\text{K}$. On peut donc conclure que l'adiabaticité associée aux rampes de profondeur du piège dipolaire n'est plus validée pour des pièges de profondeurs inférieures à $2 \mu\text{K}$. A ce niveau d'énergie, la troncature est violente puisqu'à peine 30% des atomes initialement chargés ont réussi à se maintenir dans le piège, ce qui constitue néanmoins en soit un résultat remarquable comme le montrera la fin de cette partie.

L'encadré c) de la figure III.22 montre l'évolution de l'énergie moyenne des atomes ayant réussi à se maintenir dans le puits en fonction de U_{\min} . On peut noter que cette énergie moyenne est réduite de façon remarquable à mesure que la distribution devient de plus en plus tronquée, et plus clairement pour $U_{\min} \leq 10 \mu\text{K}$.

Les températures des distributions tronquées présentées ici valident toujours l'approximation harmonique nécessaire à l'emploi de la relation (III.30) pour déterminer l'énergie moyenne. Les points de mesure déduits à partir des différentes températures et des valeurs de U_{tr} sont indiqués par des cercles rouges tandis que la courbe bleue représentée dans l'encadré c) de la figure III.22 correspond à la courbe théorique issue de l'équation (III.31) en prenant une température constante $T = 33 \mu\text{K}$.

Conclusion

Dans la limite où la distribution de Boltzmann n'est quasiment pas tronquée, c'est-à-dire pour $\eta \gg 1$, l'énergie moyenne est donnée par $\langle E \rangle = 3k_B T$. On observe ici notamment que pour des profondeurs supérieures à 100 μK , l'énergie moyenne est approximativement de 100 μK .

Lorsque la distribution est tronquée et que $\eta \rightarrow 0$, l'énergie moyenne est en revanche réduite. Pour des profondeurs très faibles, et en particulier ici pour une profondeur de 0,4 μK , l'énergie moyenne est nettement plus faible et peut atteindre 30 μK , soit une réduction par un facteur 3,3 de l'énergie moyenne. Le niveau vibrationnel radial moyen occupé par les atomes dans ce cas se rapproche très franchement du niveau fondamental et il serait alors préférable d'adopter un traitement quantique de l'interaction entre les atomes et le potentiel lumineux.

Conjointement à cette réduction de l'énergie moyenne, la probabilité qu'un atome survive à la troncature devient faible. Elle est donnée par l'équation (III.20). Malheureusement, seuls $\sim 10\%$ des atomes restent dans le potentiel pour un niveau de troncature à une profondeur de 0,4 μK . Il est de plus impossible de savoir a priori quel atome sera "froid" et quel atome sera "chaud". En outre, lorsque cette probabilité diminue, l'efficacité de la séquence diminue tout comme son taux de répétition. Il est en effet impossible de savoir a priori si l'atome sera recapturé à la fin du processus ou s'il s'échappera du piège. De nombreuses séquences de lâcher et recapture sont par conséquent lancées sans que l'atome ne soit présent. Le taux de répétition diminue aussi car lorsque l'atome a survécu, il est tout de suite disponible pour être à nouveau mis au contact des faisceaux de refroidissement, être refroidi puis détecté et utilisé dans la séquence de mesure de la température, ce qui permet d'enchaîner les séquences sans attendre qu'un nouvel atome ne pénètre dans le piège. Sur les milliers d'atomes nécessaires à l'obtention d'une courbe complète, cette différence permet de réduire considérablement la durée globale d'une mesure de température.

En conclusion, ces premiers résultats montrent qu'un filtrage efficace est possible par réduction du piège s'il on est prêt à faire un compromis sur le taux de répétition de l'expérience. Ce genre de technique pourra donc servir de première étape vers le niveau vibrationnel fondamental à partir d'un seul atome piégé.

III.4.3 Refroidissement adiabatique

Si nous adoptons maintenant une vision quantique pour décrire notre expérience, le processus de variation de la profondeur est adiabatique s'il s'accompagne d'un maintien de la population de chaque niveau vibrationnel quantique tout au long de la transformation. Comme l'énergie de chaque niveau diminue lorsque la profondeur est réduite, la température devient elle aussi plus faible. Nous allons utiliser cette propriété pour valider le caractère adiabatique des processus que nous avons mis en oeuvre dans les deux dernières sous-sections. Nous déterminerons aussi la température minimale que l'on peut obtenir sans tronquer notablement la distribution d'énergie des atomes.

Dans cette partie, nous allons à nouveau considérer, comme point de départ de nos expériences, un atome piégé dans une pince optique ayant une profondeur $U_i = 2,8$ mK. Cet atome est refroidi par laser jusqu'à une température $T_i \simeq 33$ μ K.

L'objectif de cette partie est de vérifier le caractère adiabatique des séquences employées dans les deux parties précédentes. Nous avons en effet supposé que la condition d'adiabaticité était remplie afin de pouvoir développer nos modélisations et extraire de nos mesures des valeurs pour les grandeurs caractéristiques de nos expériences et nous avons déjà pu mettre en défaut ce critère. Nous allons donc maintenant justifier plus quantitativement le domaine de validité de cette hypothèse.

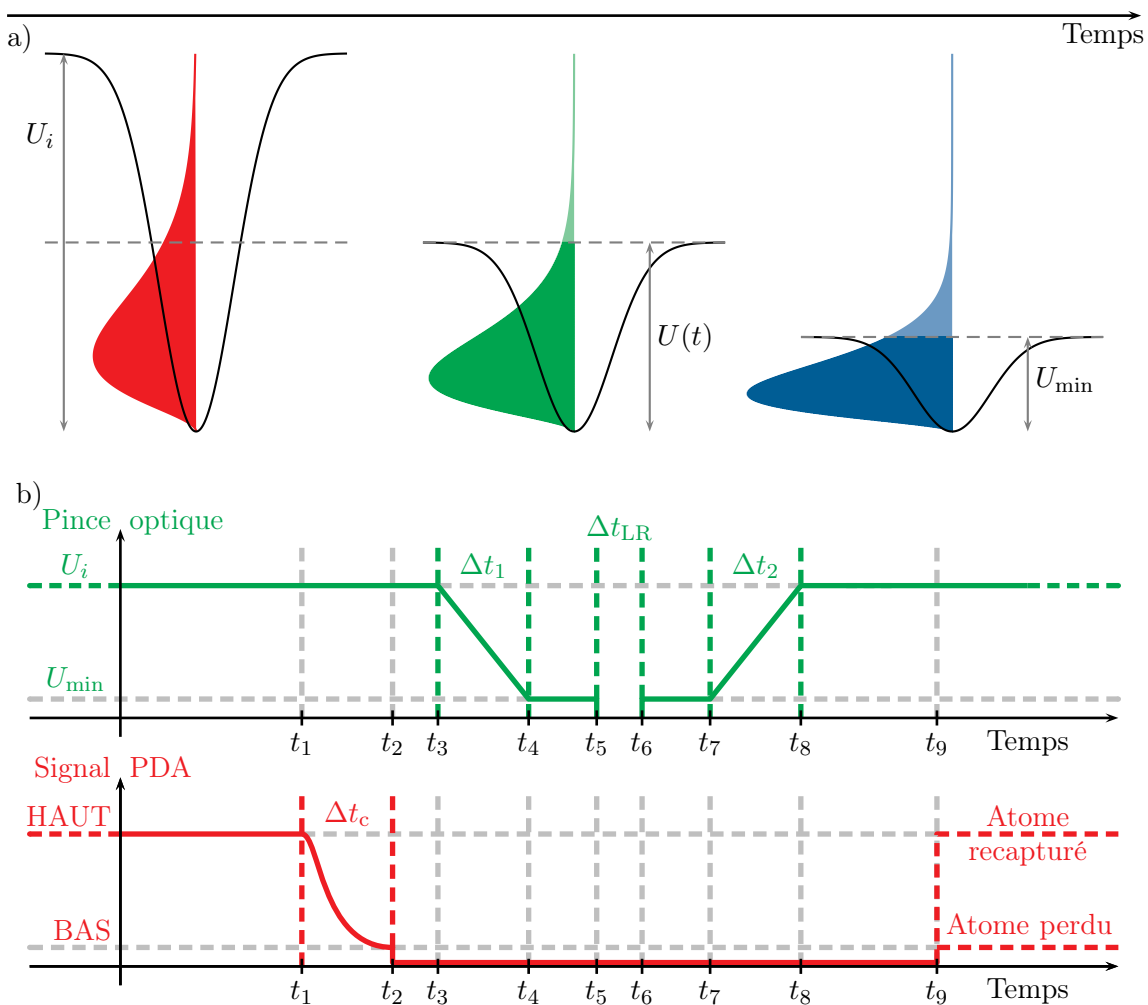


FIGURE III.23 – Expérience testant le caractère adiabatique de nos séquences expérimentales. La technique de lâcher et recapture est appliquée ici au moment où le puits a atteint sa profondeur minimale. Nous gardons toujours un intervalle de temps important entre la fin de la rampe de puissance et le moment du lâcher pour laisser aux atomes les plus chauds le temps de trouver l'échappatoire de moindre énergie du puits.

Si l'on réduit adiabatiquement la profondeur d'un puits de potentiel, l'évolution est suffisamment lente pour qu'un atome piégé ne sente pas cette variation de profondeur et occupe tout au long de l'évolution le même niveau quantique vibrationnel [Reif, 2009]. Autrement dit, cette variation n'échauffe pas l'atome qui suit la réduction du potentiel sans la ressentir. Cette condition d'adiabaticité se traduit expérimentalement par le maintien du rapport $\frac{T(t)}{\sqrt{U(t)}}$ à une valeur constante tout au long de l'évolution [O'Hara, 2000]. La probabilité d'occupation du i -ème niveau vibrationnel, d'énergie E_i , d'une distribution thermique est en effet donné par le facteur de Boltzmann :

$$f_B^{(i)} = \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)} \quad (\text{III.32})$$

où T correspond à la température associée à la distribution d'énergie. Dans le cadre de l'approximation harmonique, l'écart énergétique entre les différents niveaux d'énergie E_i est donné par $\hbar\omega$ où ω est la pulsation d'oscillation du potentiel selon la direction considérée. Le facteur de Boltzmann est donc directement lié à la température T et à la pulsation ω par une relation du type :

$$f_B^{(i)} \propto \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \quad (\text{III.33})$$

Pour que la population de chaque niveau d'énergie reste constante, il va donc falloir maintenir le rapport $\frac{\omega(t)}{T(t)}$ constant. Puisque le col laser w_0 de notre pince est lui-même fixe, les pulsations radiale et longitudinale du piège sont telles que $\omega^2 \propto U_0$, U_0 correspondant à la profondeur maximale du puits de potentiel dipolaire en son centre. Pour vérifier l'hypothèse d'adiabaticité, il faudra donc bien mesurer expérimentalement le rapport $\frac{T(t)}{\sqrt{U(t)}}$ et s'assurer qu'il est constant sur le domaine de profondeur étudié.

La séquence que nous avons mise en oeuvre se rapproche fortement de celles utilisées dans nos précédentes études et nous avons schématisé son principe sur la figure III.23. La différence tient essentiellement au fait que le test de lâcher et recapture est effectué au moment où la profondeur du puits est la plus faible. C'est donc uniquement la position temporelle de ce test qui distingue cette méthode de la séquence appliquée dans la partie précédente.

Les résultats obtenus sont condensés sur les figures III.24 et III.25. L'un des principaux résultats que montre la figure III.24 est la capacité de notre système à refroidir une distribution atomique initialement à $T = 168 \mu\text{K}$ jusqu'à une valeur $T = 1,75 \pm 0,10 \mu\text{K}$ grâce à l'utilisation combinée d'un refroidissement laser et d'un refroidissement adiabatique de l'échantillon. La profondeur finale atteinte est alors $U_{\min} = 12,0 \mu\text{K}$ et la distribution d'énergie ne semble que légèrement tronquée dans ce cas puisque la probabilité de recapture à temps de lâcher nul reste toujours de l'ordre de 0,95. Ce résultat correspond à une diminution remarquable d'un

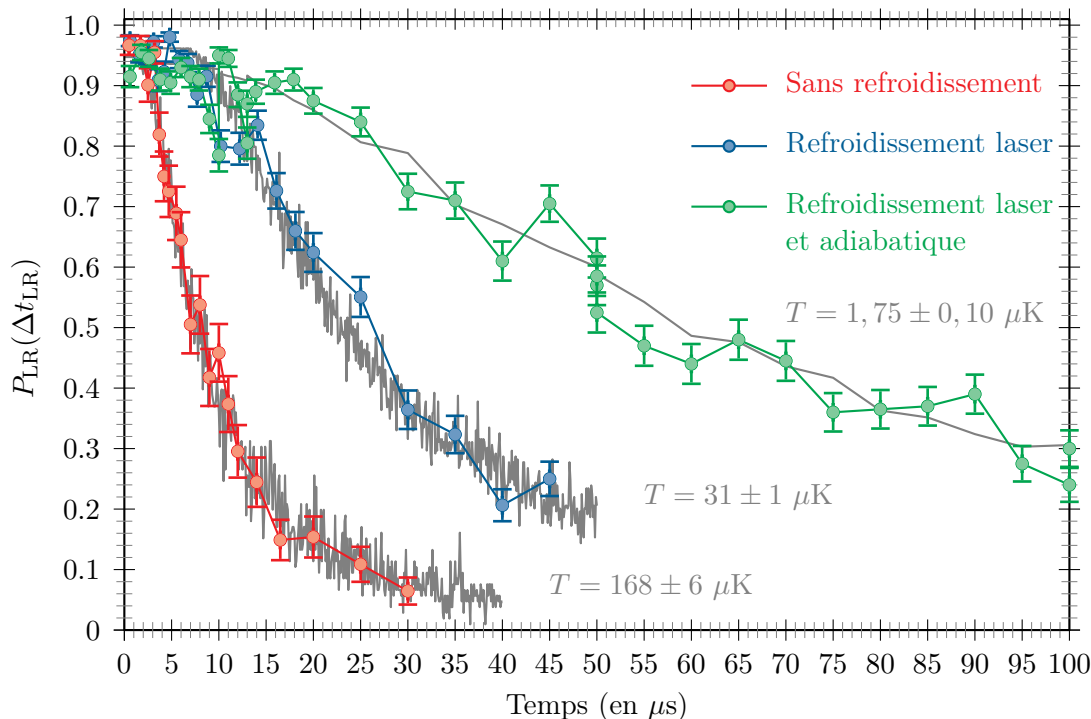


FIGURE III.24 – Courbes de lâcher et recapture. Les deux premières (rouge et bleu) reprennent les résultats de la figure III.13 tandis que la troisième (vert) correspond aux résultats obtenus après réduction adiabatique du potentiel de piégeage et application de la séquence de lâcher et recapture au moment où le potentiel est à son minimum avec ici $U_{\min} = 12 \mu\text{K}$.

facteur 100 de la température par rapport à celle qu’avaient les atomes uniques au moment de leur chargement.

La figure III.25.a) montre quant à elle de façon plus globale l’évolution de la probabilité de recapture $P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}} = 0)$ en fonction de la profondeur minimale atteinte par le piège, tandis que III.25.b) donne l’évolution de la température de nos échantillons par rapport à cette même grandeur.

Pour des valeurs de U_{\min} variant de 3 mK à $0,4 \mu\text{K}$, nous avons effectué des mesures de température par lâcher et recapture en négligeant toute influence de la troncature de la distribution même lorsque nous savions que cette condition n’était pas vérifiée. Nos résultats sont représentés sur la figure III.25.b) par des points rouges tandis que la courbe bleue montre l’évolution théorique que doit suivre la température dans un cas adiabatique supposant une température initiale $T_i = 33 \mu\text{K}$ pour un puits de profondeur initiale $U_i = 2,8 \text{ mK}$. Cette courbe n’est représentée en traits pleins que sur le domaine de profondeur $U_{\min} \geq 10 \mu\text{K}$ pour lequel on remarque que $P_{\text{LR}}(\Delta t_{\text{LR}} = 0) \simeq 0,95$. Sur ce domaine, quasiment aucun atome n’est perdu et on peut considérer en première approximation que la distribution d’énergie n’est pas violemment tronquée. L’accord entre cette courbe théorique et nos mesures expérimentales nous permet de justifier a posteriori les hypothèses d’adiabaticité formulées dans les parties précédentes.

Pour les profondeurs inférieures à $10 \mu\text{K}$, la distribution commence à être sévèrement

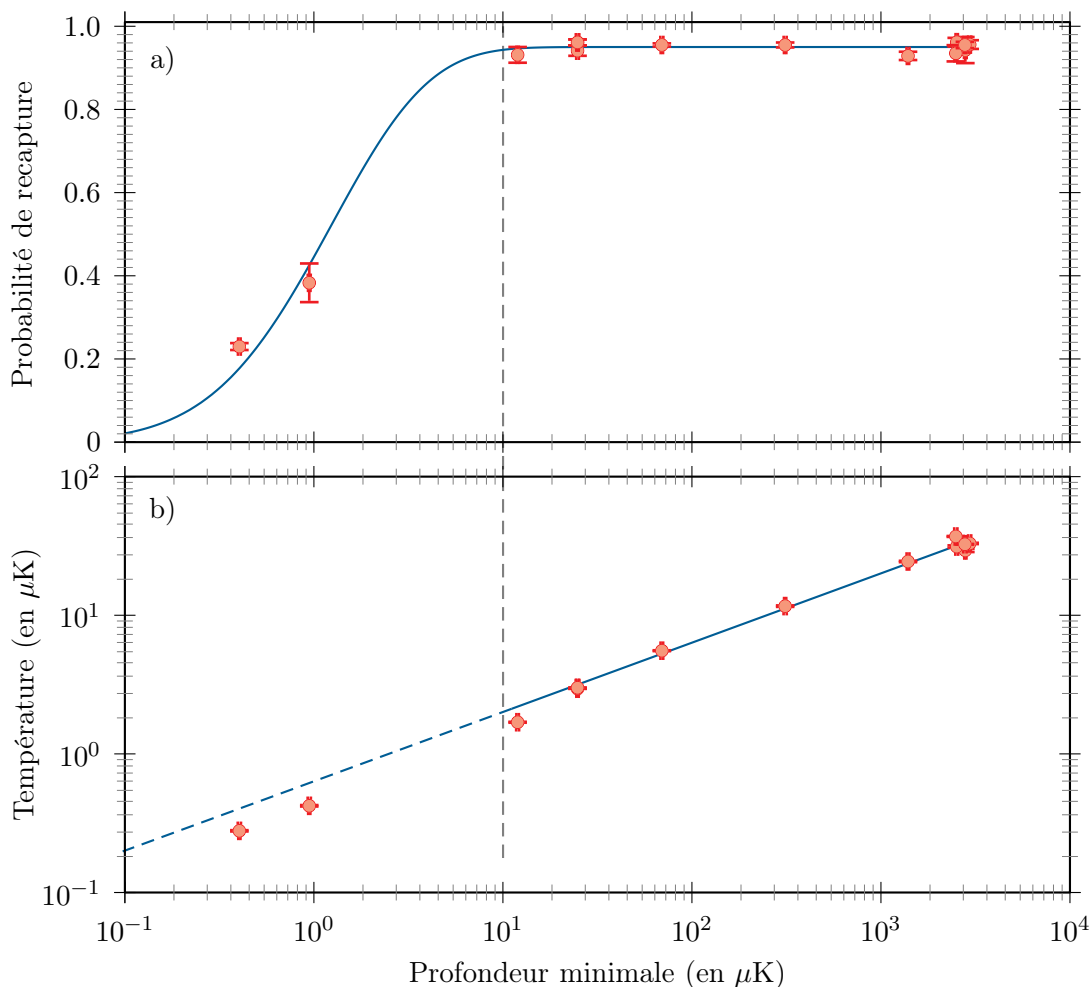


FIGURE III.25 – Les courbes bleues (ou en pointillés bleus) montrent l'évolution théorique attendue pour une évolution adiabatique depuis $U_i = 2,8$ mK et $T = 33$ μ K. Encadré a) : évolution de la probabilité de survie à temps de lâcher nul en fonction de la profondeur du potentiel. Tant que $U_{\min} \geq 10$ μ K, nous observons que $P_{\text{surv}} \simeq 0,95$ ce qui semble montrer que la distribution d'énergie n'est que peu tronquée. Encadré b) : températures obtenues après analyse des données par simulation Monte-Carlo.

tronquée ce qui signifie que nous ne sommes plus dans l'approximation harmonique à trois dimensions que nous supposons vérifiée dans notre simulation. La densité d'états n'est alors plus décrite par une fonction proportionnelle à E^2 , mais dans un souci de clarté, nous avons représenté tous les points en supposant que cette loi était vérifiée.

D'un point de vue technique, l'adiabaticité d'une transformation tient donc à la façon dont le potentiel est varié au cours du temps. Pour que le caractère adiabatique soit vérifié, il faut qu'un atome piégé ne ressente pas la variation du potentiel c'est-à-dire que la variation de la pulsation d'oscillations caractéristique du piège soit faible devant la période du mouvement [Landau and Lifshitz, 1976].

Le critère d'adiabaticité pour un piège optique dipolaire caractérisé par une pulsation

d'oscillations ω peut donc s'écrire $T \times \dot{\omega} \ll \omega$, soit :

$$|\dot{\omega}| \ll \frac{\omega^2}{2\pi} \quad (\text{III.34})$$

Ce critère est particulièrement difficile à respecter lorsque les profondeurs de potentiel deviennent très faibles puisque ω devient elle-même très faible et que par conséquent la durée de la rampe de puissance doit tendre vers l'infini. Pour réaliser ces rampes, nous utilisons toujours le modulateur acousto-optique placé sur le trajet du faisceau de piégeage auquel nous appliquons la même variation temporelle au niveau de l'amplitude du signal radiofréquence que dans les deux parties précédentes. Nos mesures sont ainsi réalisées dans les mêmes conditions : il s'agit de fonctions affines de la puissance laser entre U_i et U_{\min} pour des durées $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 2,5$ ms.

Pour une rampe donnée de profondeur de piège $U(t)$, notons α la pente, dont nous supposons pour le moment que la valeur est maintenue constante au cours de la séquence. La profondeur du piège au cours du temps s'écrit alors :

$$U(t) = U_i - \alpha t \quad (\text{III.35})$$

Le coefficient α dépend de la profondeur finale atteinte par le potentiel et puisque nous partons toujours de $U_i = 2,8$ mK, α est toujours inférieur à la valeur α_{\max} définie par :

$$\alpha_{\max} = \frac{2,8 \text{ mK}}{2,5 \text{ ms}} \simeq 1,1 \text{ K.s}^{-1} \quad (\text{III.36})$$

Les pulsations radiale et longitudinale ω_r et ω_z s'écrivent :

$$\omega_r(t) = \sqrt{\frac{4k_B U(t)}{m w_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z(t) = \sqrt{\frac{2\lambda_{\text{dip}}^2 k_B U(t)}{m\pi^2 w_0^4}} \quad (\text{III.37})$$

ce qui, d'après (III.35), correspond à :

$$|\dot{\omega}_r(t)| = \alpha \sqrt{\frac{k_B}{m w_0^2 U(t)}} \quad \text{et} \quad |\dot{\omega}_z(t)| = \alpha \sqrt{\frac{\lambda_{\text{dip}}^2 k_B}{2m\pi^2 w_0^4 U(t)}} \quad (\text{III.38})$$

Notons $\kappa(t)$ le paramètre adiabatique défini par :

$$\kappa_i(t) = \frac{2\pi \dot{\omega}_i}{\omega_i^2} \quad \text{où} \quad i \in \{r, z\} \quad (\text{III.39})$$

qui est donc tel que $\kappa \ll 1$ tant que l'hypothèse adiabatique est vérifiée, et intéressons nous alors à la rampe de puissance entre U_i et $U_{\min} = 10 \mu\text{K}$ pour laquelle nous avons représenté l'évolution du paramètre adiabatique selon les deux directions radiale et longitudinale sur la figure III.26. Ces courbes montrent bien que le critère d'adiabaticité est respecté, au moins dans la direction radiale, sur une large gamme de profondeur. Il faut cependant noter qu'une rampe linéaire, comme celle considérée ici, n'est pas efficace longitudinalement dès que les profondeurs de puits deviennent inférieures à $100 \mu\text{K}$. Les résultats de la figure III.25.b)

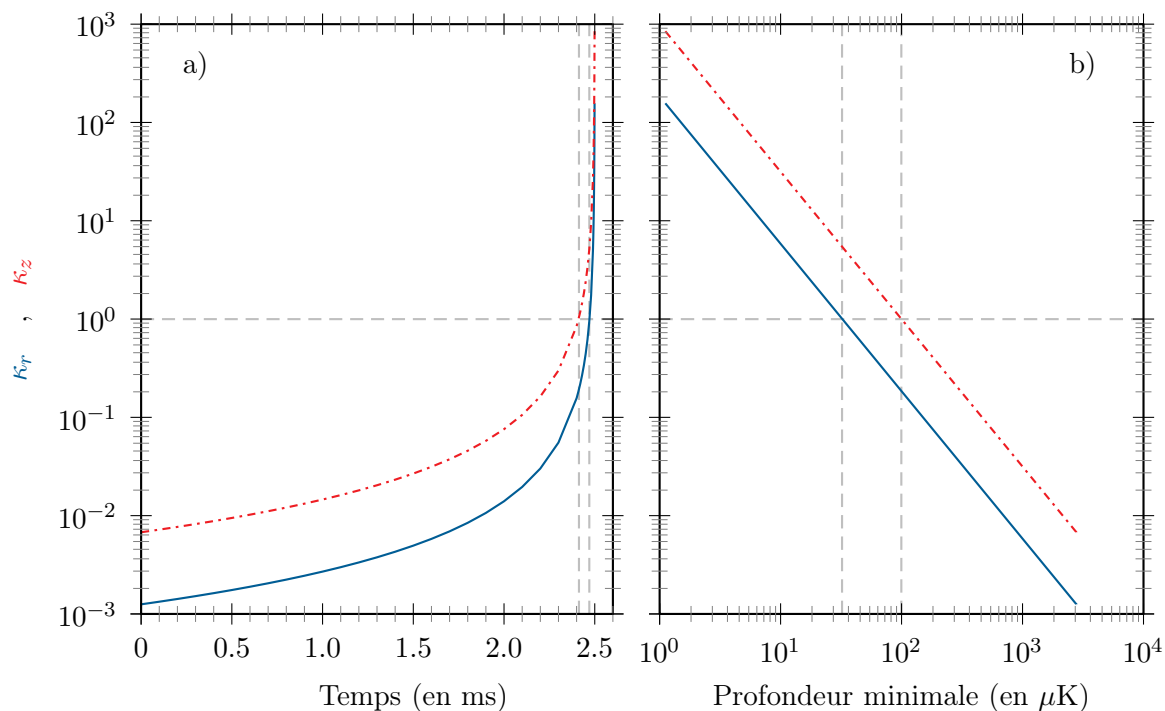


FIGURE III.26 – Evolution du paramètre adiabatique κ en fonction (a) du temps et (b) de la profondeur du piège lors de l'application d'une rampe linéaire de puissance. La courbe pleine bleue correspond à la direction radiale de l'espace tandis que la courbe en pointillés rouge correspond à la direction longitudinale.

montrent pourtant que l'évolution est adiabatique entre $U_{\min} = 10 \mu\text{K}$ de $U_{\min} = 100 \mu\text{K}$. Les points obtenus sur cette figure à 28 et 80 μK sont en parfait accord avec la simulation adiabatique.

Il semble que la méthode de variation de la puissance employée ici soit à l'origine de cette différence de comportement. Au cours de l'expérience, la puissance du faisceau laser qui émerge de la fibre monomode est variée sur plusieurs ordres de grandeur et est notamment le siège d'effets thermiques peu perceptibles à haute puissance mais tout à fait mesurable à basse puissance. Nous avons en effet noté qu'une légère décroissance exponentielle apparaissait en fin de séquence, sur une échelle de temps de quelques dizaines de microsecondes, ce qui pourrait expliquer l'accord de nos données avec le modèle adiabatique sur une plage de puissances plus importante que prévu.

III.4.4 Discussion

Nous avons montré dans cette section du chapitre que les techniques de refroidissement d'atomes uniques par laser, que ce soit par l'intermédiaire des faisceaux de refroidissement, par le filtrage des atomes les plus chauds ou par réduction adiabatique de la profondeur du piège, sont efficaces. Partant d'une énergie moyenne initiale d'environ $\langle E \rangle_{\text{initiale}} = 500 \mu\text{K}$ correspondant à une température de 168 μK , un échantillon atomique a pu être refroidi par

une séquence de refroidissement laser jusqu'à une énergie moyenne $\langle E \rangle_{\text{laser}} = 100 \mu\text{K}$.

Partant de cette situation, un filtrage de 90% des atomes abouti à une distribution d'énergie non-thermique d'une énergie moyenne de $\langle E \rangle_{\text{filtre}} = 30 \mu\text{K}$. Dans ce cas, le taux de chargement des atomes uniques est d'environ un atome par seconde ce qui signifie qu'en moyenne toutes les 10 secondes un atome d'énergie $E = 30 \mu\text{K}$ pénètre dans un potentiel de 2,8 mK de profondeur. Il occupe alors selon la direction radiale, un niveau vibrationnel moyen $\langle n_r \rangle = 1,3$. Cette valeur expérimentale très proche de 1 soulève des questions sur la validité de notre traitement classique de la mesure de la température mais montre néanmoins que l'objectif initial visant le niveau vibrationnel fondamental est quasiment atteint dans deux directions si l'expérimentateur est prêt à voir son taux de répétition et son efficacité largement diminué. Si tel n'est pas le cas, l'expérimentateur peut aussi réduire adiabatiquement l'énergie moyenne des atomes qu'il piège sans pour autant modifier son état quantique vibrationnel. Nous avons ainsi montré qu'une énergie moyenne $\langle E \rangle_{\text{adiab}} = 5,3 \mu\text{K}$ pouvait être obtenue si la profondeur du piège est largement diminuée et atteint $U_{\text{min}} = 12 \mu\text{K}$.

Chacune de ces deux directions d'étude peut s'avérer intéressante à l'avenir. La méthode de filtrage peut être associée à des techniques de refroidissement Raman par bandes latérales pour permettre d'atteindre le niveau vibrationnel fondamental du piège dipolaire optique, ouvrant ainsi la porte à une intrication de deux atomes neutres uniques par collisions froides. Différents protocoles d'intrication de deux atomes neutres uniques ont aussi été proposés en se basant sur l'émission d'un photon unique par l'un des deux atomes piégés après excitation par un laser à résonance. L'une des conditions nécessaires à la réalisation de tels protocoles est de pouvoir localiser chaque atome avec une précision inférieure à la longueur d'onde du photon émis, ce qui revient alors à se placer dans le régime dit de "Lamb-Dicke". Ce régime est caractérisé à température nulle, c'est-à-dire pour un atome occupant le niveau vibrationnel fondamental, par le paramètre η_{LD} défini par :

$$\eta_{\text{LD}} = \sqrt{\frac{E_{\text{recul}}}{\hbar\bar{\omega}}} \quad (\text{III.40})$$

où E_{recul} représente l'énergie de recul de l'atome à l'émission d'un photon, c'est-à-dire :

$$E_{\text{recul}} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{4\pi^2}{\lambda_{\text{émis}}^2} \quad (\text{III.41})$$

et où $\bar{\omega}$ correspond à la pulsation d'oscillations moyenne de l'atome dans le puits

Lorsque la température devient non nulle, le paramètre de Lamb-Dicke augmente puisque l'atome peut explorer une plus grande zone du piège. En tenant compte de l'équipartition de l'énergie dans le piège, l'amplitude Δx du mouvement d'un atome selon une direction donnée x peut être exprimée de la façon suivante :

$$m \frac{\omega_x^2}{2} \Delta x^2 = \frac{1}{2} k_{\text{B}} T \quad (\text{III.42})$$

On note alors η_{therm} le paramètre de Lamb-Dicke thermique qui s'écrit :

$$\eta_{therm} = k_{photon} \Delta x \quad (III.43)$$

$$\text{soit } \eta_{therm} = \eta_{LD} \sqrt{\frac{2k_B T}{\hbar \bar{\omega}}} \quad (III.44)$$

$$\text{ou encore } \eta_{therm} = \frac{2\pi}{\lambda_{émis}} \sqrt{\frac{k_B T}{m \bar{\omega}^2}} \quad (III.45)$$

Pour obtenir une fidélité proche de l'unité dans le protocole de [Cabrillo et al., 1999], la condition à respecter à température non nulle est :

$$\eta_{therm} \ll \frac{\Gamma}{\bar{\omega}} \quad (III.46)$$

où Γ correspond au taux d'émission spontanée du niveau atomique excité par le pulse laser à résonance.

Si nous prenons l'exemple de notre expérience, un laser à résonance sur la raie D_2 de l'isotope ^{87}Rb de largeur naturelle $\Gamma = 2\pi \times 6,065$ MHz et un puits de potentiel de profondeur $U_0 = 2,8$ mK correspondant à une pulsation moyenne $\bar{\omega} = 2\pi \times 116$ kHz, nous obtenons le rapport $\Gamma/\bar{\omega} \simeq 52$, tandis que dans ces mêmes conditions, et après refroidissement laser à une température $T = 33$ μK , le paramètre de Lamb-Dicke thermique vaut $\eta_{therm} = 0,62 \ll 52$.

Ces résultats semblent par conséquent indiquer que nous sommes en mesure de mettre en oeuvre ce type de protocoles d'intrication à partir de bits quantiques tels que ceux déjà utilisés sur la précédente génération d'expérience de manipulation d'atomes neutres individuels de notre groupe.

Enfin, vis-à-vis des processus d'information quantique, la température n'intervient pas seulement dans un protocole d'intrication de deux atomes mais elle joue un rôle primordial dans la robustesse de l'information qui peut être stockée dans la structure interne d'un atome. Nous avons en effet déjà rappelé que la durée de vie des bits quantiques est intrinsèquement limitée par la température non nulle des atomes qui y sont piégés. La réduction d'un facteur 100 de la température que nous avons mise en évidence sur notre nouveau système laisse espérer des temps de cohérence supérieur à 50 ms à partir de protocoles déjà réalisés dans notre groupe. Cela permettrait évidemment de manier avec nettement plus de confort ces atomes en évitant notamment d'avoir recours à la technique d'écho de spin.

III.5 Mesure de température par la méthode des temps de vol

Qu'il s'agisse d'étudier le chargement atomique de la pince optique, de mesurer la fréquence d'oscillation des atomes uniques dans ce piège, ou encore d'établir avec précision la distribution énergétique de ces atomes dans la pince, que l'approximation harmonique soit vérifiée ou non, nos principaux résultats ont été obtenus en analysant le signal provenant d'un piège dipolaire fixe, dans le temps et dans l'espace, grâce à l'utilisation d'une photodiode à avalanche.

Facile à implémenter dans un dispositif expérimental, cet outil délivre un signal aisément enregistreur qu'un système informatique simple peut aider rapidement à interpréter. C'est

surtout sa capacité à compter les photons individuellement qui a rendu possible l'ensemble des expériences que nous avons menées dans les chapitres précédents. Associée à une fibre optique monomode à maintien de polarisation, cet appareil nous a permis de porter exclusivement notre attention sur la zone de piégeage, limitant au maximum les gênes que peuvent occasionner les sources de lumière parasite environnantes comme la réflexion ou la diffusion des faisceaux lumineux sur la structure de l'expérience ou bien encore la fluorescence des atomes du réservoir au voisinage non immédiat de la pince optique.

Cette propriété, qui s'est révélée jusqu'ici être un avantage, nous empêche cependant d'avoir un accès direct aux propriétés cinématiques des atomes piégés. Une photodiode à avalanche se comporte en effet comme une caméra CCD ultra-rapide ne possédant qu'un seul pixel. Elle ne fournit par conséquent aucune information spatiale directe à partir du signal lumineux qu'elle reçoit et elle se limite finalement à la seule analyse du signal guidé par la fibre monomode dont le réglage en position devient donc capital. Il pourrait être particulièrement intéressant de détecter directement, au cours du temps, les positions successives des atomes successivement piégés car la plupart de nos simulations numériques détermine la probabilité statistique de recapturer un atome après un temps de vol donné en se basant sur la variation du vecteur-position de ces atomes et à partir de la relation fondamentale de la dynamique, c'est-à-dire en étudiant leur trajectoire. Ceci sera simplifier si cette donnée est déterminée expérimentalement.

Les résultats obtenus dans la partie II.5.2 ont montré que notre système d'imagerie permettait d'observer des atomes uniques fluorescents dans leur piège et éclairés par les faisceaux de refroidissement du réservoir. Ce dispositif peut donc donner accès aux caractéristiques externes des atomes, et notamment leur température, par l'intermédiaire d'une mesure de leur vitesse. C'est notamment pour cela que cette méthode d'illumination s'est largement répandue ces dernières années pour détecter des atomes uniques piégés [Schlosser et al., 2001, Kuhr et al., 2001, Nelson et al., 2007] et les résoudre spatialement [Miroshnychenko et al., 2006, Bakr et al., 2009]. Une technique de temps de vol d'atomes uniques, similaire à celle utilisée pour déterminer la température du réservoir, peut enfin apporter une deuxième contre-mesure à la température d'atomes uniques déterminée par la technique de lâcher et recapture. C'est ce que nous allons vérifier dans cette partie.

III.5.1 Généralités

La question se pose donc de savoir s'il est possible d'utiliser une technique de temps de vol par fluorescence pour étudier la température des atomes uniques avec notre système de piégeage et d'imagerie.

Pour répondre à cette question a priori simple, une mise en oeuvre expérimentale peut se révéler plus difficile qu'il n'y paraît. C'est la raison pour laquelle l'imagerie par fluorescence d'atomes uniques en vol libre n'a été réalisé expérimentalement que très récemment [Bucker et al., 2009]. Appliquer, à un système aussi petit qu'un atome individuel, une telle

méthode soulève plusieurs questions parmi lesquelles deux apparaissent essentielles :

- Nous pouvons d'abord nous demander si, du point de vue du rapport signal à bruit, le signal provenant d'un atome individuel est détectable sur notre caméra CCD, et si oui, dans quelles mesures.
- Nous pouvons ensuite nous interroger, du point de vue optique, sur les effets qu'induisent la grande ouverture numérique et la faible profondeur de champ de notre système dans l'analyse des résultats d'une séquence de temps de vol.

Essayons dans un premier temps de déterminer le signal maximal qui peut être détecté à partir d'un atome unique avec notre système d'imagerie.

Le principe de la technique de temps de vol est de déterminer la position d'atomes uniques successifs après un temps de vol libre Δt donné et variable grâce à l'émission d'un pulse sonde quasi-résonant sur ces atomes. De la détermination de cette position quadratique moyenne, il est alors possible de déduire une vitesse quadratique moyenne et donc une température pour les atomes uniques. Pour que cette technique soit efficace, il est évidemment nécessaire que l'image obtenue soit nette et que la position des atomes au cours du pulse varie donc d'une quantité inférieure à la résolution du système d'imagerie. Nous avons montré précédemment que notre système optique était limité par diffraction et que la résolution de celui-ci était caractérisée par :

$$\sigma_{\text{diff}} = 0,5 \mu\text{m}$$

La vitesse quadratique des atomes est donnée par :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$$

Dans le cas d'atomes de rubidium ^{87}Rb pris à la température Doppler $T_{\text{Dopp}} = 144 \mu\text{K}$, cela donne la valeur de taille caractéristique suivante :

$$\sigma_v = 2,1 \cdot 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$$

Cette température étant proche de la valeur maximale observée pour des atomes uniques après chargement dans notre expérience, la situation que nous venons d'envisager permet de donner une limite supérieure à la durée du pulse sonde dans le cas de notre expérience.

Pour que l'image soit nette, il faut qu'au cours du pulse sonde, un atome se soit déplacé d'une distance $\Delta d \ll \sigma_{\text{diff}}$, or :

$$\Delta d = \sigma_v \times \tau$$

Pour le jeu de paramètres choisi, cela correspond à une durée maximale pour le pulse sonde de l'ordre de :

$$\tau_{\text{max}} \simeq 4 \mu\text{s}$$

Sachant qu'à saturation, la taux d'émission de photons vaut :

$$R_{\text{max}} = \frac{\Gamma}{2} \simeq 2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

un atome émet en moyenne au maximum un photon toutes les 52 ns. Il n'émettra donc, au maximum, pendant τ_{\max} , qu'environ 80 photons. Sachant, en outre, que l'efficacité de détection de notre système est de l'ordre d'1%, et que son grandissement transversal fait correspondre un pixel de la caméra à 1 μm dans le plan atomique, nous ne pouvons détecter, en moyenne et au maximum, que 0,8 photons par pixel et par séquence expérimentale.

Bien que très performante, notre caméra CCD bas bruit n'est pas capable de détecter un signal aussi faible. Pour observer le signal d'un atome unique à la CCD seule, il faudra donc répéter un grand nombre de fois une même séquence expérimentale pour obtenir une image utilisable. Ceci est peu pratique à mettre en oeuvre car cela suppose que la caméra doit rester allumée tout au long de la séquence et donc que le signal d'atomes uniques risque de se retrouver noyé dans celui du réservoir ou celui de la lumière parasite. Il va donc nécessairement falloir ajouter un obturateur à la CCD pour qu'elle n'intègre que le signal utile.

Plutôt que d'utiliser un système mécanique, assez lent et engendrant fréquemment des vibrations mécaniques gênantes, nous avons choisi d'adjoindre un système d'obturation électronique à la CCD, permettant à la fois de limiter l'influence des signaux parasites et d'amplifier le signal reçu pour détecter plus efficacement et plus rapidement des signaux utiles peu intenses. Dans notre cas, il va s'agir d'un intensificateur. Le lecteur pourra obtenir dans l'annexe VI.2 des informations sur la nature de l'intensificateur, le principe de son fonctionnement et son étalonnage en vue d'une analyse méthodique des images acquises grâce à celui-ci.

III.5.2 Température d'atomes uniques par temps de vol

Dans la suite de ce manuscrit, nous conduirons, sauf mention contraire, l'ensemble de nos expériences de fluorescence à la caméra intensifiée (ICCD) en nous plaçant sur la position 9 du gain de l'intensificateur.

Séquence et résultats

La séquence expérimentale utilisée pour réaliser une mesure de température par temps de vol est du même type que celle déjà présentée au chapitre III (cf. figure III.27).

La principale différence entre ces deux jeux de mesure, outre le passage à un atome unique, réside dans le fait que la séquence n'est plus déclenchée à intervalles temporels réguliers mais dès qu'un atome unique est détecté à la PDA. Comme pour l'ensemble des expériences déjà présentées, les faisceaux de refroidissement, de repompage et de ralentissement sont alors coupés. Une période de 30 ms, au cours de laquelle seul le micropiège est allumé, est alors laissée pour permettre aux atomes du réservoir de s'éloigner. Ce laps de temps permet aussi de couper physiquement les faisceaux lasers déjà éteint électroniquement, afin d'éviter la présence de toute lumière parasite provenant de fuites à travers les MAO et les fibres optiques. Le faisceau sonde est alors allumé pour une durée de 2 μs au cours de laquelle l'intensificateur est mis en fonctionnement. Les seuls photons captés sur l'ICCD l'auront donc été uniquement pendant ce bref laps de temps. L'intensificateur est ensuite coupé, empêchant tout rayonnement d'atteindre la caméra. Puis, 30 ms plus tard, les faisceaux de refroidissement,

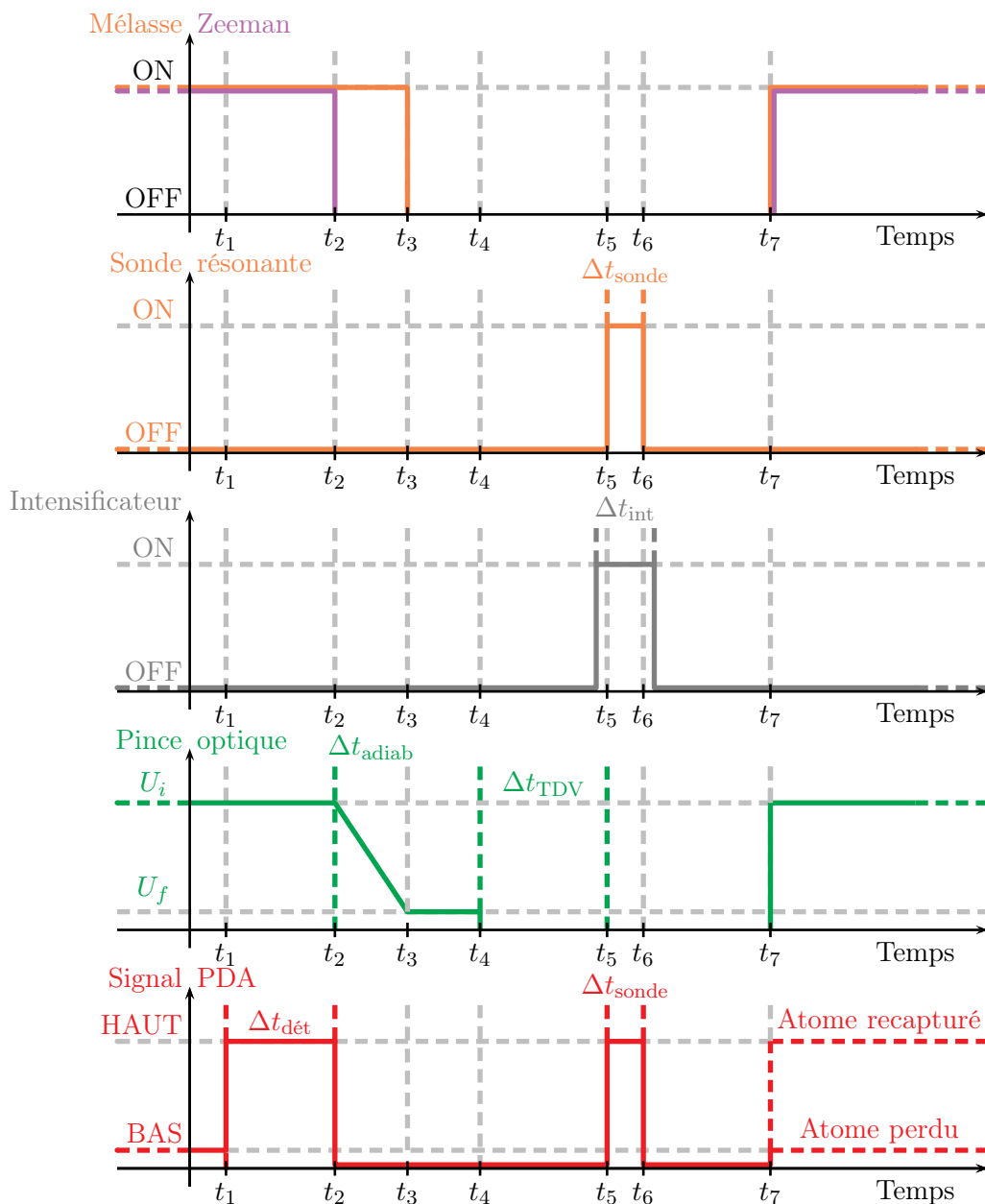


FIGURE III.27 – Séquence réalisée pour l’expérience de temps de vol à l’ICCD.

de ralentissement, ainsi que leur repompeurs, sont rallumés pour permettre la capture d’un nouvel atome unique et recommencer les étapes précédentes.

Cette séquence est répétée un grand nombre de fois pour chaque valeur de temps de vol puis enregistrée comme une seule image caractérisant la taille du nuage à un temps de vol donné. La figure III.28 montre trois images à l’ICCD correspondant à trois points de mesure dans l’expérience de temps de vol : la première a été acquise par accumulation de 3400 séquences à $\Delta t_{\text{TDV}} = 1 \mu\text{s}$, la seconde pour 9100 séquences à $\Delta t_{\text{TDV}} = 30 \mu\text{s}$ et la troisième pour 12000 séquences à $\Delta t_{\text{TDV}} = 50 \mu\text{s}$. Le nombre de séquences effectuées est choisi de telle sorte que quelques centaines de photons soient accumulés sur chaque image. Nous avons par

ailleurs ajouté à droite de chaque image une figure représentant la coupe du signal acquis selon l'un des axes de la caméra et nous y avons superposé l'ajustement numérique gaussien bidimensionnel correspondant.

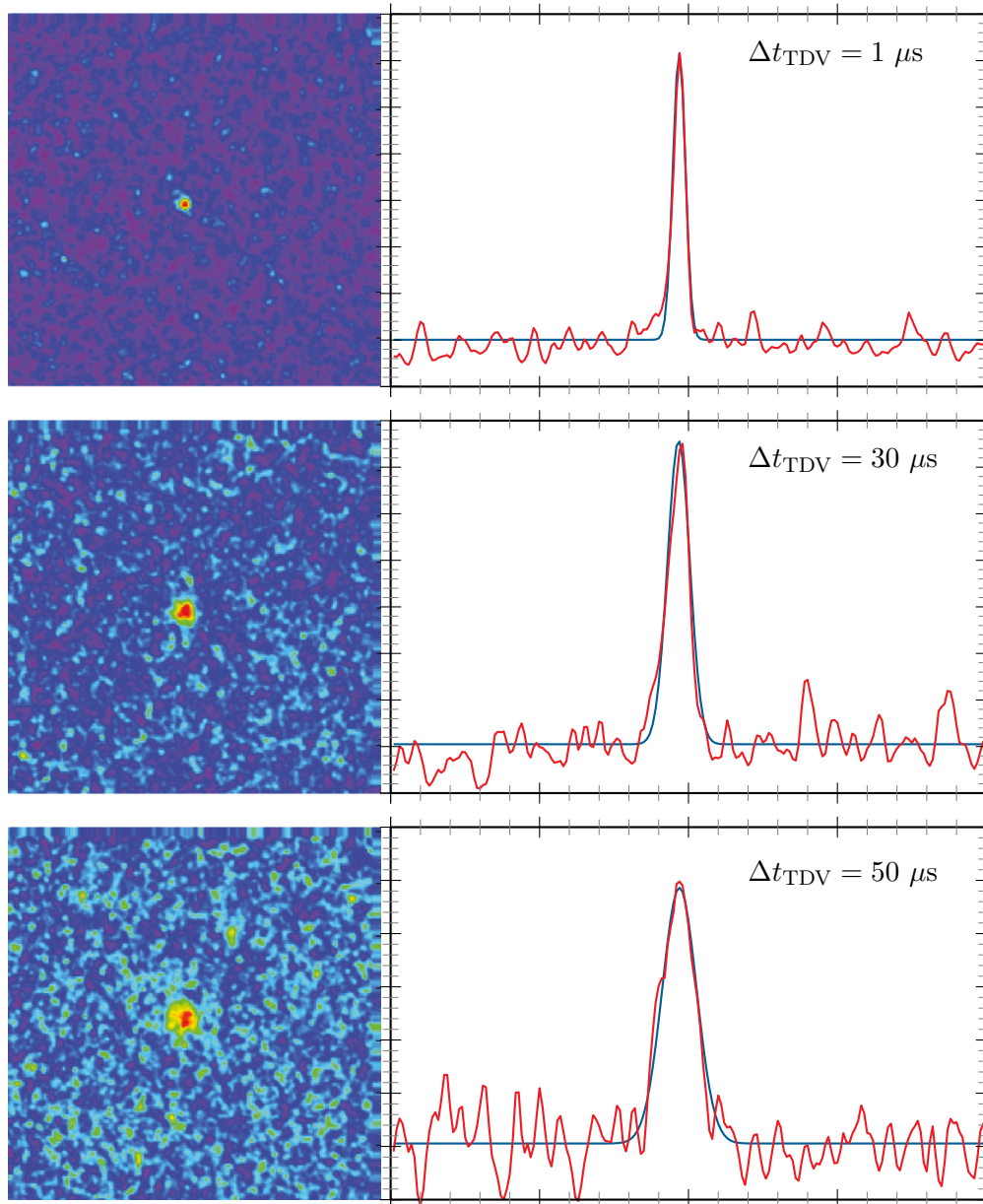


FIGURE III.28 – Images typiques obtenues pour différents temps de vol à la caméra intensifiée. A gauche : l'image à la caméra sur une échelle de longueur d'onde. A droite en rouge : coupe verticale de l'image passant par le pixel de plus grande amplitude. A droite en bleu : ajustement gaussien du signal de cette coupe du signal. On note que pour des temps de vol croissants, le rapport signal sur bruit diminue.

De ces mesures, nous avons été capables d'établir la courbe d'évolution de la taille du signal en fonction du temps de vol qui est représentée sur la figure III.29. Cette courbe expérimentale

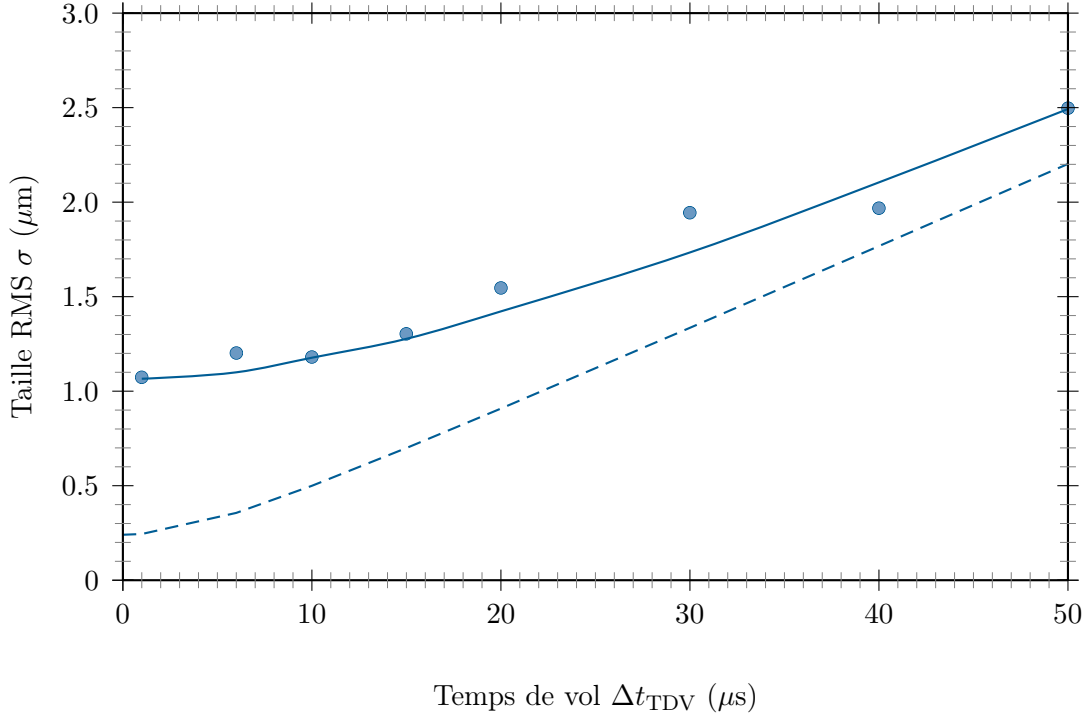


FIGURE III.29 – Taille RMS du signal obtenu après un grand nombre de répétitions de la même expérience contenant un atome unique en fonction du temps de vol.

a été ajustée par une fonction du type :

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}$$

qui est présentée en traits pleins sur la figure III.29. La courbe pointillée correspond quant à elle à la courbe asymptotique vers laquelle tend notre distribution d'atomes. Ici σ_0 et σ_v sont des paramètres laissés libres. Le résultat de l'ajustement pour les données présentées est le suivant :

$$\sigma_0 = 1,2 \pm 0,1 \mu\text{m} \quad \sigma_v = 4,5 \pm 0,1 \text{ cm.s}^{-1}$$

Comme nous avons montré au chapitre précédent que la distribution d'énergie d'atomes uniques était une distribution à l'équilibre thermique de type Maxwell-Boltzmann, σ_v correspond à une température :

$$T_1 = \frac{m\sigma_v^2}{k_B} = 20 \pm 2 \mu\text{K}$$

Comparaison avec la méthode de lâcher et recapture

L'expérience réalisée précédemment a été conduite après que les atomes uniques aient été refroidis adiabatiquement par la méthode décrite au chapitre III.2. Nous avons reproduit cette expérience avec des atomes uniques n'ayant subi aucun refroidissement préalable. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.30 en compagnie de ceux correspondant à des atomes à $20 \mu\text{K}$ pour permettre une comparaison à l'oeil. La température obtenue est la

suivante :

$$T_2 = 150 \pm 8 \mu\text{K}$$

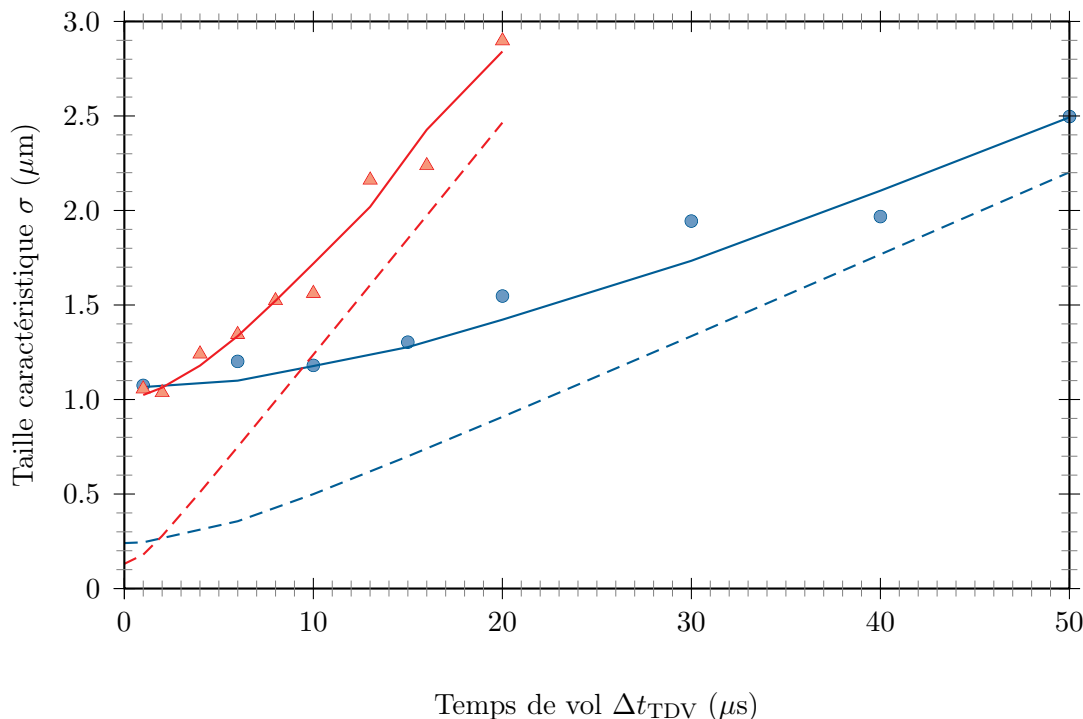


FIGURE III.30 – Taille RMS du signal obtenu soit (disques rouges) juste après le chargement des atomes dans la pince, soit (losanges bleus) après refroidissement adiabatique, en fonction du temps de vol.

Pour vérifier que la méthode par temps de vol est efficace et pour tester la gamme de température sur laquelle elle est applicable, nous avons mesuré ces températures avec la méthode de lâcher recapture décrite au chapitre III.1 dans les mêmes conditions expérimentales (cf. Fig. III.31). Les résultats sont les suivants :

$$T'_1 = 20 \pm 3 \mu\text{K} \quad \text{et} \quad T'_2 = 150 \pm 7 \mu\text{K}$$

Les valeurs obtenues par temps de vol sont donc parfaitement en accord avec celles obtenues par lâcher et recapture. Sachant qu'aucun problème technique ou numérique ne semble pouvoir apparaître à des températures plus faibles, cette méthode de détection est applicable sur une très large gamme de température.

III.5.3 Analyse de l'élargissement du signal atomique de fluorescence

Taille initiale et imagerie

Nous venons de voir que la technique par temps de vol était une méthode supplémentaire à notre disposition pour étudier les caractéristiques externes, *ie* de température, des atomes uniques piégés. Là encore, un modèle à l'équilibre thermique semble décrire correctement

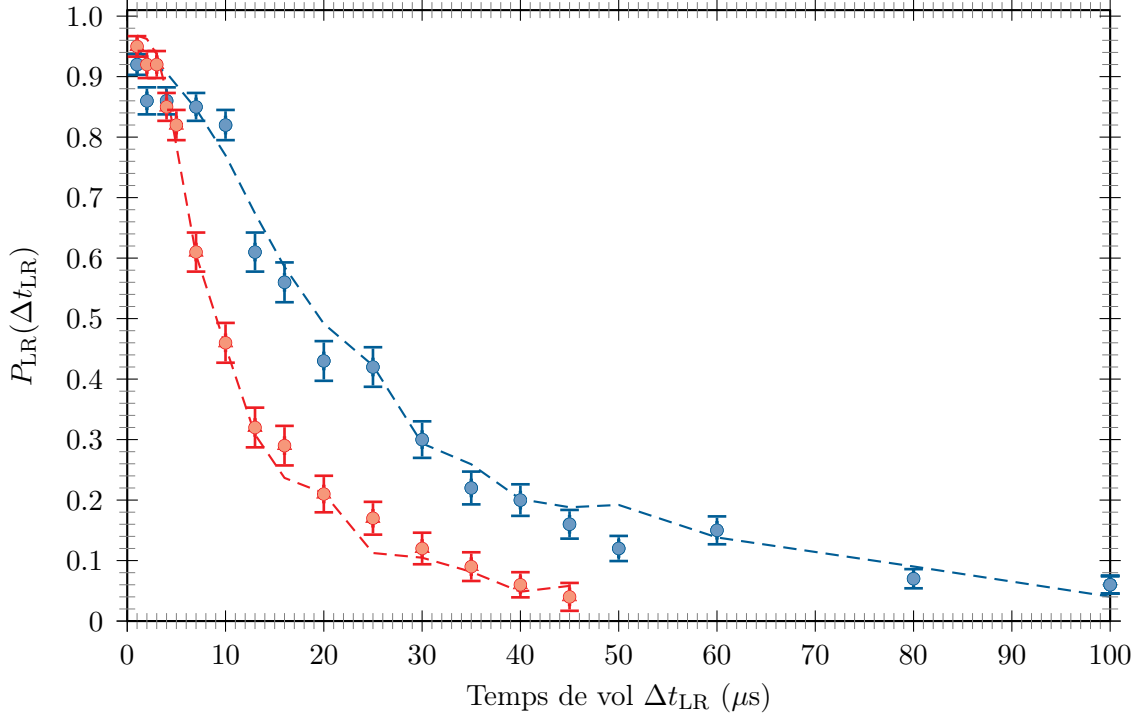


FIGURE III.31 – Evolution de la probabilité de recapture des atomes uniques dans une expérience de lâcher et recapture, soit (disques rouges) sans refroidissement préalable, soit (losanges bleus) après refroidissement adiabatique.

l'évolution de la position statistique des atomes sur un grand nombre de répétitions d'une séquence contenant un seul atome.

Si tel est effectivement le cas, l'imagerie utilisée pour la méthode de temps de vol permet de remonter à un paramètre auquel nous n'avons pas accès jusqu'à présent : la taille initiale du nuage, c'est-à-dire sa taille à l'intérieur du puits de potentiel. Cette taille σ_0 est reliée directement à la température T et aux caractéristiques physiques du piège par la relation suivante :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_{\perp}^2}}$$

où ω_{\perp} correspond à nouveau à la pulsation d'oscillations transverse du piège dipolaire et m à la masse d'un atome de \uparrow Rb.

Dans le cas d'atomes à $T = 20 \pm 2 \mu K$, le piège était caractérisé par $\omega_{\perp} \simeq 2\pi \times 24 \pm 2$ kHz ce qui correspond à $\sigma_0 \simeq 0,3 \mu m$. Cette valeur est nettement inférieure à la taille de la tâche de diffraction $\sigma_{dif} = 0,5 \mu m$. Si l'on tient compte de celle-ci en l'ajoutant quadratiquement, nous devrions observé une taille transverse sur nos images à temps de vol nul de $\sigma_0 \simeq 0,6 \mu m$. Les valeurs obtenues expérimentalement s'écarte largement de cette valeur théorique en étant plus importantes d'un facteur 1,8.

Nous avons essayé de comprendre cette divergence de résultats en effectuant une analyse complète de la résolution de notre système. Partant d'une distribution d'atomes uniques à $20 \mu K$ observée grâce à un pulse lumineux de durée $\tau = 2 \mu s$, nous avons déterminé les contri-

butions de chacune des sources potentielles d'élargissement du signal atomique. L'ensemble de ces mesures est présenté dans le tableau III.2 par ordre décroissant d'importance :

Source d'élargissement	Contribution (μm)
Intensificateur (σ_{int})	0,9(2)
Diffraction (σ_{diff})	0,5(1)
Distribution thermique transverse ($\sigma_{\perp}(0)$)	0,3
Profondeur de champ ($\sigma_{\text{défoc}}(0)$)	0,1
Somme quadratique	1,1 (2)

TABLE III.2 – Contribution des différentes sources d'élargissement sur le signal atomique observé.

Le terme prédominant de l'élargissement du signal vient de l'intensificateur. Lorsque deux photons viennent frapper successivement le même point de l'intensificateur, le second est légèrement dévié de sa trajectoire à la traversée de l'intensificateur par le premier. Il n'est pas imagé sur l'écran de phosphore au même endroit. En conséquence, le signal est globalement plus large. Une étude de la fonction d'étalement du point au moyen d'un trou de $650 \mu\text{m}$ de rayon a permis de montrer que la taille d'un évènement était ainsi passé de $1,15 \pm 0,05$ pixels pour un seul photon à $\sigma_{\text{int}} = 1,9 \pm 0,3$ pixels correspondant à $0,9 \pm 0,2 \mu\text{m}$ pour le cas multi-photonique.

La diffraction et la taille radiale du nuage thermique représentent les deuxième et troisième termes dans ce bilan avec respectivement $\sigma_{\text{diff}} = 0,5 \pm 0,1 \mu\text{m}$ et $\sigma_{\perp}(0) = 0,3 \mu\text{m}$.

L'effet de profondeur de champ provenant de la taille longitudinale $\sigma_{\parallel}(0)$ de la distribution atomique a aussi été pris en compte. Pour obtenir sa valeur, nous avons mené une expérience consistant simplement à déplacer le piège dipolaire longitudinalement de quelques micromètres autour du point de meilleure focalisation et à observer l'image à l'ICCD d'atomes uniques piégés dans ces différentes positions. La figure III.32 présente l'ensemble de nos résultats.

Sur cette figure, les signaux obtenus (disques rouges) ont été ajustés comme précédemment par des fonctions de Gauss bien que pour de grandes valeurs de défocalisation leur forme s'en écarte. En effet, la forme du signal tend asymptotiquement, comme prévu par l'optique géométrique, vers celle d'un disque uniformément illuminé caractérisé par :

$$\sigma_{\text{défoc}} = \frac{1}{2} \delta_z \tan \alpha \quad (\text{III.47})$$

où α est donné par : $\text{ON} = \sin \alpha$ et où δ_z correspond à l'amplitude de la défocalisation.

Cette courbe asymptotique est représentée en traits pointillés vert sur la figure III.32 et est proportionnelle à δ_z d'après (III.47).

La courbe bleue, en traits pleins, représente la distribution longitudinale des atomes uniques dans la pince optique pour une température de $20 \mu\text{K}$. Elle a été obtenue en déduisant de la mesure de ω_{\perp} la valeur de la pulsation d'oscillations longitudinale d'après l'équation :

$$\omega_{\parallel} = \frac{\lambda}{\pi w \sqrt{2}} \omega_{\perp}$$

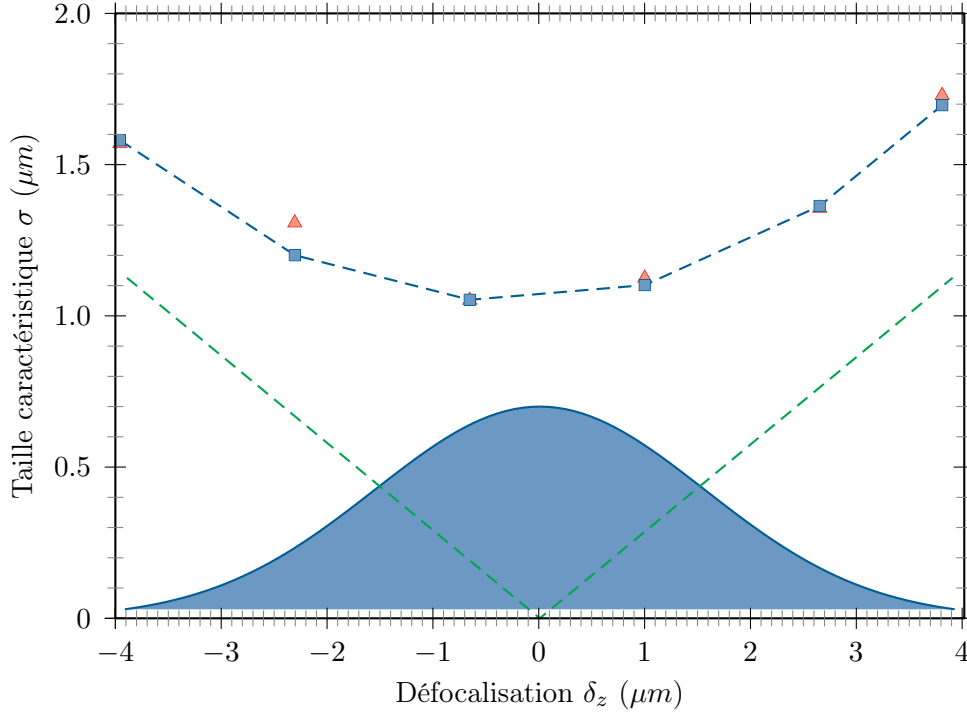


FIGURE III.32 – Effet de la défocalisation sur la taille observée de la distribution.

puis en déterminant sa largeur caractéristique :

$$\sigma_{\parallel}(0) = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{m\omega_{\parallel}^2(0)}}$$

Pour une distribution à $20 \mu\text{K}$, on a alors :

$$\sigma_{\parallel}(0) = 1,7 \mu\text{m}$$

Les données (disques rouges) sur la figure III.32 ont alors été ajustées par une fonction convoluant la réponse globale du système optique à ce profil longitudinale de distribution de positions des atomes uniques. Cet ajustement est représenté par les carrés bleus joints les uns aux autres. Nous pouvons observer que cette analyse est en très bon accord avec les données expérimentales recueillies.

Nous pouvons en outre remarquer qu'à faible amplitude de défocalisation, la contribution principale à l'élargissement du faisceau est celle de l'intensificateur alors qu'en dehors du plan de meilleure focalisation, l'effet de la profondeur de champ devient rapidement le plus important. Pour notre expérience d'atomes uniques sans défocalisation, la contribution reste cependant limitée à $\sigma_{\text{défoc}}(0) = 0,1 \mu\text{m}$.

Deux effets supplémentaires de plus faible contribution ont en outre été pris en compte. Le premier tient au fait que les atomes sondés se déplacent pendant la durée du pulse. La distribution de position est alors égale à la probabilité $P(r)$ de trouver l'atome à une distance

r de sa position initiale en raison de cet effet de déplacement d'origine thermique. Cette probabilité peut se mettre sous la forme suivante

$$P(r) = \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \sigma_v^2 t^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2(\sigma^2 + \sigma_v^2 t^2)}\right) dt \quad (\text{III.48})$$

Le déplacement associé à cette probabilité peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{\text{at}} = \frac{\sigma_v \tau}{\sqrt{3}} \quad (\text{III.49})$$

Le second vient de la probabilité non-nulle qu'à un atome de diffuser un photon de la sonde et de suivre alors un marche aléatoire dans le gaz de photons environnant. Cet effet peut être évalué à partir de l'équation suivante [Joffe et al., 1993] :

$$\sigma_{\text{diffu}} = \frac{v_{\text{rec}} \tau^{3/2} \sqrt{R}}{3} \quad (\text{III.50})$$

où $v_{\text{rec}} = 5,9 \text{ mm.s}^{-1}$ correspond à la vitesse de recul d'un atome de rubidium et $R = 2.10^7 \text{ s}^{-1}$ au taux d'émission spontanée. Chacun de ces deux termes d'élargissement est totalement négligeable pour des pulses d'une durée de $2 \mu\text{s}$ comme c'est le cas dans notre expérience.

Au final, l'ensemble de ces contributions sommées quadratiquement permet d'évaluer la taille du signal observé à la caméra intensifiée à $\sigma_{\text{tot}} = 1,1 \pm 0,2 \mu\text{m}$, tout à fait en accord avec nos résultats expérimentaux. Le principal frein qui soit apparu pour conduire cette étude tient au très grand nombre d'expériences qu'il est nécessaire de répéter pour pouvoir atteindre un rapport signal sur bruit suffisamment et permettre ainsi une exploitation correcte de nos données. Certaines séquences ont par exemple été répétées plus de 12000 fois. Il s'avère donc capital de mener à l'avenir une étude des sources de bruit et de leur importance sur notre expérience. L'objectif sera alors de réduire au maximum l'effet de ces sources et de maximiser le rapport signal sur bruit pour limiter la durée des acquisitions à quelques centaines de séquences. On cherchera donc à améliorer le rapport signal bruit par un facteur 100, ce qui semble délicat à obtenir.

Chapitre IV

Transport et transfert d'atomes uniques entre deux micropinces optiques

Sommaire

IV.1 Déplacement nano-contrôlé d'un faisceau optique	158
IV.1.1 Plateforme piézoélectrique à inclinaison variable	159
IV.1.2 Etalonnage statique	160
IV.1.3 Etude dynamique	162
IV.1.4 Utilisation de la commande externe	164
IV.2 Transfert et transport d'un atome unique	165
IV.3 Transfert et transport d'un bit quantique	169
IV.3.1 Transfert d'un bit quantique	170
IV.3.2 Transport d'un bit quantique	171
IV.3.3 Adiabaticité de la phase de transport	172
IV.3.4 Conclusion	174

Outre les aspects cinétiques, liés à la trajectoire des atomes et la notion de température, décrits dans la partie III.5, les processus d'information quantique basés sur un registre atomique, neutre ou ionique, demandent une maîtrise poussée des interactions entre les particules et donc des distances qui séparent les différents éléments de ce registre, pour adresser chaque particule individuellement. Déplacer une pince optique, observer les effets de ce déplacement, et analyser le mouvement des atomes dans le piège ou à l'extérieur du piège sont donc trois besoins fondamentaux des futurs développements de ces expériences dont seule une analyse bidimensionnelle peut rendre compte.

Dans ce chapitre, nous verrons comment déplacer et transférer une PO de façon contrôlée et nous étudierons les effets que de tels opérations peuvent avoir sur la température de la distribution et sur la durée de vie des atomes dans le piège. Nous testerons ces différentes actions non seulement sur des atomes uniques mais aussi sur des qubits, c'est-à-dire sur des atomes uniques préparés dans un état interne donné. Nous verrons que le système présenté ici ouvre des perspectives intéressantes dans le cadre de la réalisation de calculateurs quantiques à partir d'atomes neutres individuels.

IV.1 Déplacement nano-contrôlé d'un faisceau optique

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons succinctement présenté la caméra CCD_1 utilisée sur notre dispositif pour observer la plan atomique à travers la lentille asphérique et nous avons utilisé cette caméra pour étudier optiquement le faisceau laser de piégeage. Nous avons, par la suite, présenté les signaux acquis avec cette caméra à partir de deux atomes uniques piégés dans deux pinces optiques distinctes ce qui nous a permis de donner une première limite à la résolution de ce système d'imagerie.

Nous allons maintenant utiliser cet appareil pour observer le déplacement de deux pinces optiques l'une par rapport à l'autre avant d'étudier ce que de tels mouvements peuvent avoir comme conséquences sur la distribution d'énergie des atomes.

Nous avons déjà mentionné dans ce manuscrit les principaux éléments dont doit être pourvu un ordinateur quantique pour pouvoir fonctionner.

Dans le cas d'une manipulation d'atomes neutres par des micropièges dipolaires optiques, le registre où sont stockés et initialisés les bits quantiques peut être réalisé à partir de différentes techniques parmi lesquelles on peut notamment citer celles se basant sur la mise en oeuvre de réseaux optiques 1D ou 2D [Dumke et al., 2002, Miroshnychenko et al., 2006, Schrader et al., 2004], voire 3D [Greiner et al., 2002, Lee et al., 2007], ou encore celles utilisant un modulateur spatial de lumière permettant de générer de façon holographique et à partir d'un seul faisceau de piégeage, une configuration arbitraire de registre [Bergamini et al., 2004].

Il en est de même pour les opérations à un bit quantique effectuée une fois que les particules sont initialisées dans leur état de référence. L'utilisation de transitions Raman a notamment été utilisée par notre groupe ces dernières années pour réaliser de telles opérations

[Jones et al., 2007].

L'étape du protocole quantique de calcul la plus difficile à réaliser devient alors la mise en oeuvre d'une porte logique à deux bits quantiques à l'intérieur de laquelle on peut distinguer trois phases : il faut dans un premier temps isoler du reste des éléments du registre les deux particules que l'on souhaite faire interagir, puis il faut dans un second temps maîtriser l'interaction responsable de la modification de l'état de la particule cible suivant l'état de la particule de contrôle, avant que dans un troisième et dernier temps les bits quantiques ne reprennent leur place dans le registre où leur état sera "lu" [Kielinski et al., 2002, Calarco et al., 2004]. La seconde phase de ce processus est la plus importante puisque c'est à ce moment que l'opération quantique est effectivement réalisée [Jaksch et al., 1999, Jaksch et al., 2000, Brennen et al., 1999, Dorner et al., 2005] au moyen d'une PO mobile. La première et la troisième phases restent cependant cruciales car elles doivent au maximum éviter de perturber l'état interne comme l'état externe des particules si l'on souhaite garder une fidélité proche de l'unité sur l'ensemble du processus.

C'est pour réaliser ces deux phases du processus de calcul quantique que nous avons monté sur notre expérience un système complémentaire de piégeage dipolaire mobile utilisant une plateforme piézoélectrique biaxe contrôlable par ordinateur sur laquelle peut être fixé un miroir de renvoi.

IV.1.1 Plateforme piézoélectrique à inclinaison variable

La plateforme utilisée permet d'envoyer un second faisceau laser de piégeage à travers la lentille asphérique sous une incidence variable par rapport au premier faisceau, fixe dans notre expérience. Cette plateforme est un modèle du type *S330* de la marque *PI* constitué de deux paires d'actionneurs piézo-électriques permettant d'effectuer des rotations mécaniques comprises entre ± 1 mrad selon deux axes orthogonaux notés X et Y de son plan. Cette dynamique permet par conséquent de modifier la direction d'un faisceau de ± 2 mrad dans chacune des directions X et Y , ce qui revient à chaque fois à pouvoir déplacer le point focal du faisceau laser de $\pm 16 \mu\text{m}$. Cette échelle de distance couvre la plus grande partie de la zone spatiale sur laquelle notre système optique est limité par diffraction et permet d'envisager raisonnablement la constitution d'un registre quantique d'une dizaine de bits quantiques.

Deux paires de capteurs à jauge de contrainte permettent de suivre électriquement l'état de chaque paire d'actionneurs au cours du temps. Ils sont directement connectés à la plateforme et peuvent être surveillés grâce à un contrôleur électronique de type *E500* muni par ailleurs d'un boîtier de commande manuelle permettant d'ajuster la consigne en position, d'une entrée de commande externe analogique permettant de modifier la consigne électroniquement, d'amplificateurs associés à chaque axe de rotation de la plateforme et d'un système d'asservissement de la tension délivrée aux actionneurs.

Ce dispositif peut ainsi fonctionner en boucle ouverte ou en boucle fermée. En boucle ouverte, la réponse du système à une variation de la consigne est plus rapide et le réglage de cette consigne plus fin. La résolution théorique instantanée est alors inférieure, d'après les données techniques, à $0,05 \mu\text{rad}$. La direction du faisceau peut cependant fluctuer sur

plusieurs μrad à l'échelle d'une journée en raison des fluctuations de la tension de décalage appliquée aux actuateurs piézoélectriques de la plateforme. Le basculement en boucle fermée et l'activation de l'asservissement limitent drastiquement cet effet puisque des fluctuations inférieures à $0,1 \mu\text{rad}$ sont attendus sur une échelle de plusieurs jours. Cette précision est largement suffisante à notre échelle puisqu'elle correspond à des fluctuations de position du point focal inférieures à 1 nm . L'autre avantage de la boucle fermée est sa performance en terme de répétabilité. Une fois actionnée, pour la rotation angulaire la plus importante, une erreur inférieure à $\pm 2 \mu\text{rad}$ est théoriquement attendue soit une erreur de position inférieure à $\pm 16 \text{ nm}$ qui est acceptable pour le moment compte tenu du déplacement maximal envisagé sur notre système. Cette grande précision angulaire limite cependant la rapidité du système lorsque la consigne est modifiée ce qui peut éventuellement se révéler gênant et limiter la fidélité de certains protocoles quantiques.

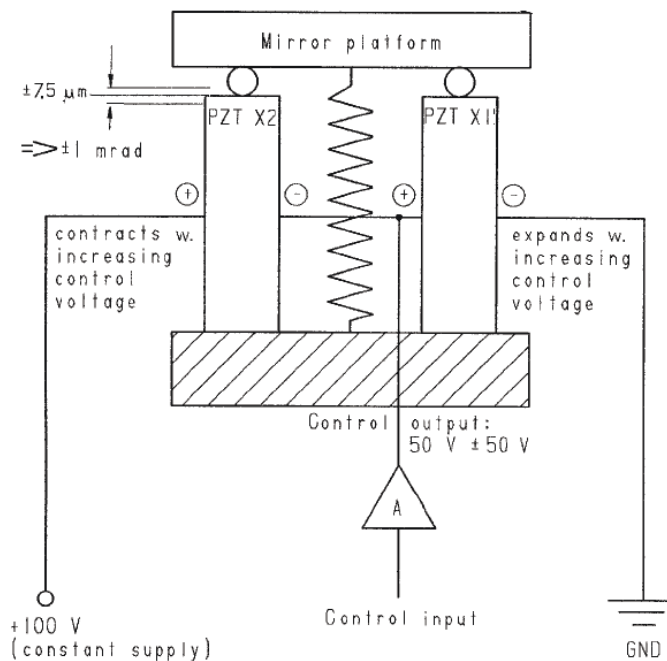


FIGURE IV.1 – Schéma de principe du fonctionnement de la plateforme piézoélectrique.

Afin de vérifier ces données constructeurs, nous avons réalisé quelques tests pour évaluer les performances réelles de cet appareil lorsqu'il est monté d'un miroir de renvoi affiné.

IV.1.2 Etalonnage statique

Nous avons d'abord effectué des tests statiques afin d'étudier la réponse de la plateforme en boucle ouverte et en boucle fermée. Nous avons donc relevé le déplacement d'un faisceau optique réfléchi sur un miroir monté sur la plateforme pour différentes valeurs de consigne. La distance miroir-écran a été fixée à $D = 268 \pm 5 \text{ cm}$ et nous nous sommes intéressés à l'axe X de la plateforme. Nous avons simultanément enregistré le signal délivré par le capteur à jauge

de contrainte associé à cet axe.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure IV.2. Deux séries de mesure ont été effectuées à chaque fois, que le système fonctionne en boucle ouverte ou en boucle fermée. La première série a été obtenue en augmentant les valeurs de la consigne au fur et à mesure tandis que les résultats de la seconde série ont été acquis en diminuant les valeurs de la consigne.

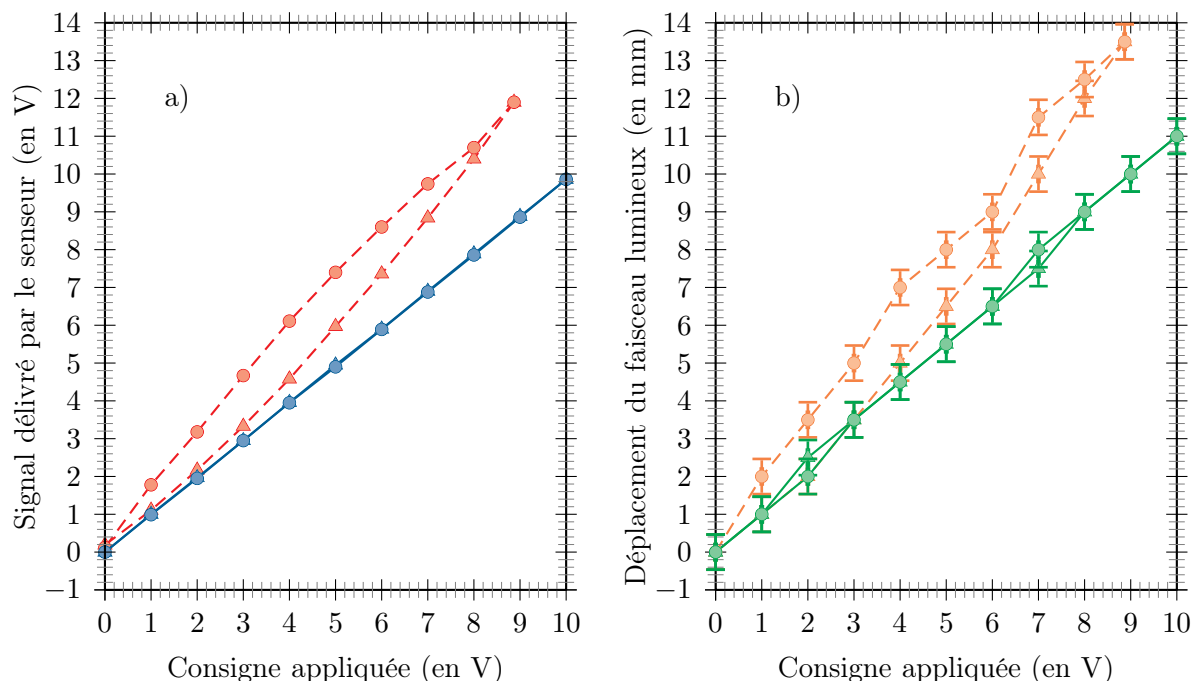


FIGURE IV.2 – Calibration de la réponse de la plateforme piézoélectrique. a) Signal mesuré par le capteur. b) Déplacement optique relevé à une distance de 268 cm. Les données en boucle ouverte sont en traits pointillés, celles en boucle fermée en traits pleins. Les triangles correspondent aux données obtenues à l'aller et les disques à celles obtenues au retour.

Ces courbes mettent en évidence un effet hystérétique de l'ordre de 10%, en boucle ouverte qui disparaît totalement avec l'activation de l'asservissement.

En boucle fermée, la linéarité du système est très bien vérifiée tant au niveau du déplacement réel du faisceau que du signal détecté par le capteur. Sur la gamme de tension d'entrée accessible - entre 0 et 10 V - un faisceau laser renvoyé par cette plateforme subit un déplacement angulaire proportionnel à la tension appliquée. Cette plateforme semble donc fonctionner selon les spécifications du constructeur. L'angle de rotation de la plateforme selon l'axe X est bien proportionnel à la tension renvoyée par le capteur de la plateforme et bien proportionnel à la variation de consigne ΔU_X appliquée selon la relation :

$$\Delta\theta_X = 0,205 \Delta U_X$$

L'étalonnage angulaire statique de notre système étant effectué obtenue, nous avons étudié la rapidité de déplacement du faisceau laser en boucle fermée.

IV.1.3 Etude dynamique

Les temps de cohérence des expériences d'intrication avec des atomes neutres restent à l'heure actuelle plus faibles que ceux obtenus avec d'autres systèmes, notamment à partir d'ions piégés. Il est donc primordial, parallèlement à l'amélioration de ces temps de cohérence, de travailler sur la vitesse de déplacement des particules individuelles du registre en ayant pour objectif de rendre ce déplacement le plus rapide possible afin de permettre la réalisation d'un grand nombre de portes logiques avant que l'information stockée sur ces particules ne soit perdue.

Pour un système optique tel que le nôtre, possédant un champ transverse de $\pm 25 \mu\text{m}$, il est raisonnable de s'intéresser à des déplacements angulaires de l'ordre de $500 \mu\text{rad}$ au niveau de la plateforme. Cette valeur typique correspond en effet à un déplacement du faisceau d' 1 mrad et donc, compte tenu de la distance focale de la lentille asphérique, à un déplacement de $8 \mu\text{m}$ du piège dipolaire dans son plan de focalisation. Dans ces conditions, il est tout à fait possible de constituer un registre d'une dizaine de particules chacune séparée de ses plus proches voisines de $4 \mu\text{m}$. Un tel registre a d'ailleurs déjà été réalisé par le passé sur l'expérience historique de notre groupe [Bergamini et al., 2004].

Pour permettre la réalisation rapide de plusieurs opérations consécutives, nous avons étudié la vitesse de déplacement de la plateforme pour une rotation de celle-ci effectuée en boucle fermée correspondant à $500 \mu\text{rad}$, soit à une variation de la consigne de $2,5 \text{ V}$.

La figure IV.3 présente les signaux de contrôle obtenus au niveau du capteur horizontal de la plateforme pour trois consignes temporelles différentes mais pour une même variation globale de l'amplitude de la consigne, soit $2,5 \text{ V}$. En boucle ouverte d'abord, la plateforme se déplace rapidement et atteint une valeur stationnaire en un temps caractéristique d'environ 1 ms . Un écart subsiste cependant entre la valeur stationnaire du capteur et la consigne appliquée. En boucle fermée, cet écart est ramené à zéro aux temps longs mais le temps caractéristique de l'asservissement en position augmente et devient supérieur à 3 ms .

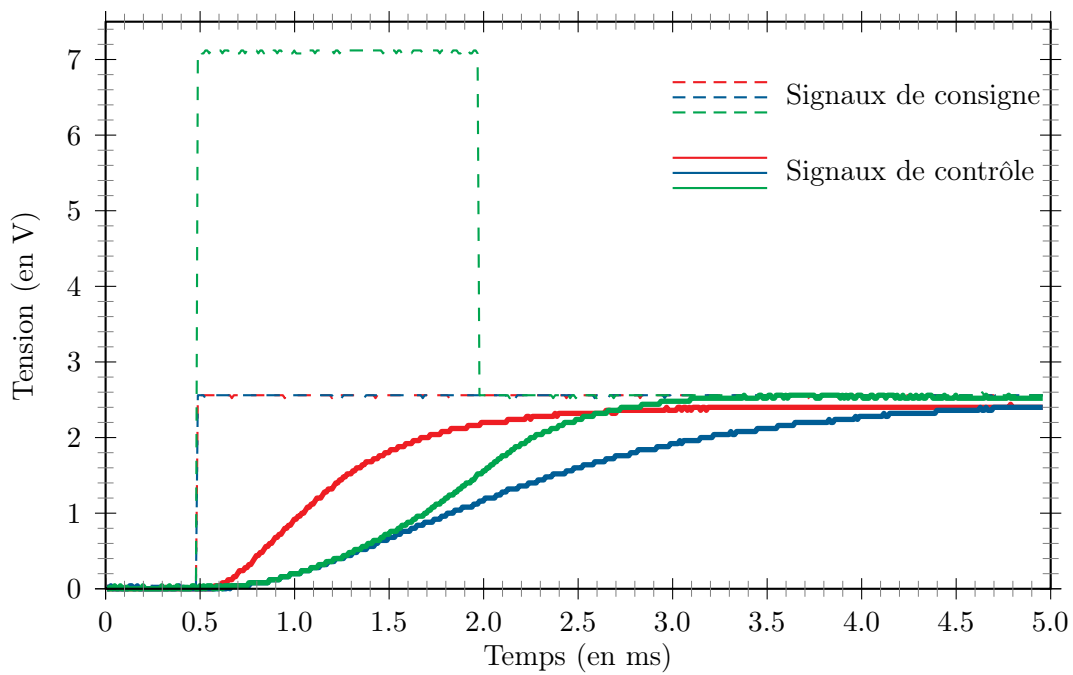


FIGURE IV.3 – Etude dynamique de la plateforme piézoélectrique. Les signaux de consigne sont représentés en pointillés tandis que les signaux provenant du capteur sont représentés en courbes pleines. En rouge, les signaux obtenus en boucle ouverte. En bleu, ceux obtenus en boucle fermée. En vert, les signaux obtenus avec une optimisation de la séquence appliquée en consigne

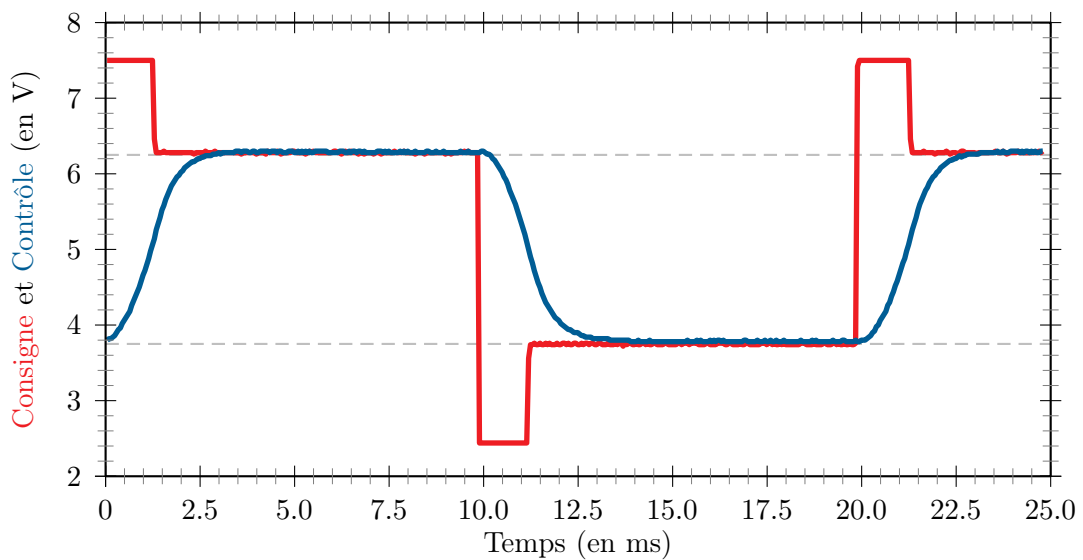


FIGURE IV.4 – Séquences de rotation aller et retour de la plateforme piézoélectrique. L'amplitude de $0,500 \mu\text{rad}$ est accomplie en $3,6 \text{ ms}$ avec un temps caractéristique de $1,550 \text{ ms}$.

Pour remédier à ce problème et combiner l'exactitude du signal de la boucle fermée à la vitesse de déplacement en boucle ouverte, nous avons modifié la forme du signal de consigne en boucle fermée. Nous avons fixé sa valeur à 7 V pendant une première phase durant 1,5 ms avant de la ramener à 2,5 V pendant une deuxième phase. Cette forme de consigne permet de ramener de façon simple et efficace la réponse de la plateforme à seulement 1,8 ms en boucle fermée tout en gardant la même exactitude.

Cette optimisation peut s'appliquer à une succession de mouvements aller et retour de la plateforme comme l'indique la figure IV.4. L'évolution est alors parfaitement symétrique et les temps caractéristiques mesurés à l'aller et au retour sont respectivement :

$$\tau_{aller} = 1,550 \pm 0,010 \text{ ms} \quad \text{et} \quad \tau_{retour} = 1,560 \pm 0,010 \text{ ms}$$

IV.1.4 Utilisation de la commande externe

Grâce à la commande externe du module *E500* de la plateforme, l'ordinateur de contrôle utilise deux sorties analogiques de la carte d'acquisition 6713 pour piloter le déplacement du piège dipolaire dans son plan de focalisation, en modifiant la consigne appliquée aux transducteurs piézoélectriques de la plateforme. Nous avons représenté sur la figure IV.5 plusieurs trajectoires obtenues, pour différentes fonctions temporelles de consigne, sur la caméra *PIXIS* et pour un même temps d'acquisition de 100 ms par image. Nous rappelons qu'ici aucun n'atome n'est piégé dans la pince : nous n'observons que le signal lumineux du faisceau de piégeage renvoyé par le miroir concave placé derrière la chambre le long de l'axe de piégeage. Il s'agit donc d'un faisceau qui a traversé quatre lentilles asphériques avant d'être focalisé sur la caméra CCD.

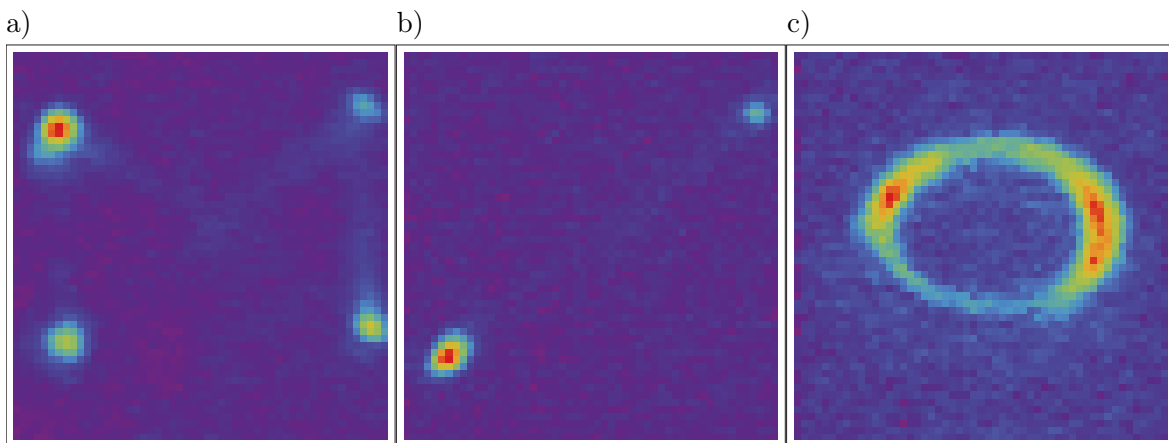


FIGURE IV.5 – Mise en oeuvre de différentes trajectoires de la pince optique. a) Trajectoire en noeud-papillon, b) Trajectoire de type "y=x" et c) trajectoire elliptique. Le champ observé sur chaque image est d'environ $\pm 15 \mu\text{m}$.

Jusqu'à présent, aucun atome n'a été transporté dans le piège mobile et nous n'avons fait que mettre en évidence une preuve du déplacement contrôlé réel du faisceau laser à travers le

champ transverse de la lentille. L'observation expérimentale d'un piègeage atomique mobile a elle aussi été observée sur notre expérience. La figure IV.6 montre cinq positions d'un même atome unique décrivant une ellipse dans le plan de focalisation du piège dipolaire obtenue à des instants T_i différents.

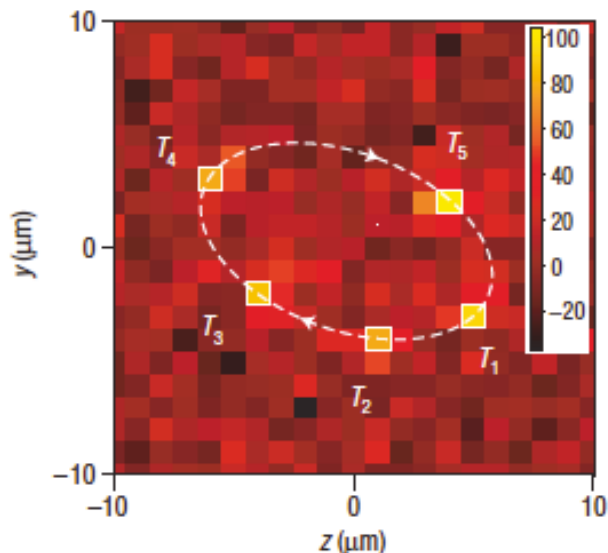


FIGURE IV.6 – Déplacement d'un piège dipolaire optique contenant un atome unique grâce à la plateforme piézoélectrique.

Il ne s'agit ici que d'une démonstration de principe dans des conditions différentes d'une expérience réelle. Nous avons en effet effectué ici des acquisitions de 100 ms par image pour une ellipse ayant une période de révolution de quelques secondes, bien plus longue que les temps de cohérence obtenus dans ce type d'expériences.

IV.2 Transfert et transport d'un atome unique

Après avoir fait la preuve des capacités de transport d'un atome dans une pince optique, nous allons maintenant utiliser notre plateforme piézoélectrique pour tester dans des conditions expérimentales plus proche de la réalité la possibilité de déplacer un piège dipolaire optique chargé sans diminuer la probabilité de survie de l'atome, c'est-à-dire sans modifier la distribution d'énergie à l'intérieur du piège, et la possibilité de transférer un atome unique d'un piège dipolaire optique à un autre dans les mêmes conditions en évitant à nouveau tout chauffage. La figure IV.7 décrit la partie de la séquence expérimentale que nous avons mis au point pour tester les performances de notre système, les atomes uniques sont donc chargés au préalable, détectés puis les faisceaux de refroidissement, Zeeman et repompeurs sont alors coupés.

Deux pièges dipolaires optiques sont requis dans cette expérience. Nous les obtenons en combinant au niveau du cube séparateur de polarisation du système de focalisation deux faisceaux laser polarisés linéairement et perpendiculairement entre eux. L'ajustement de la

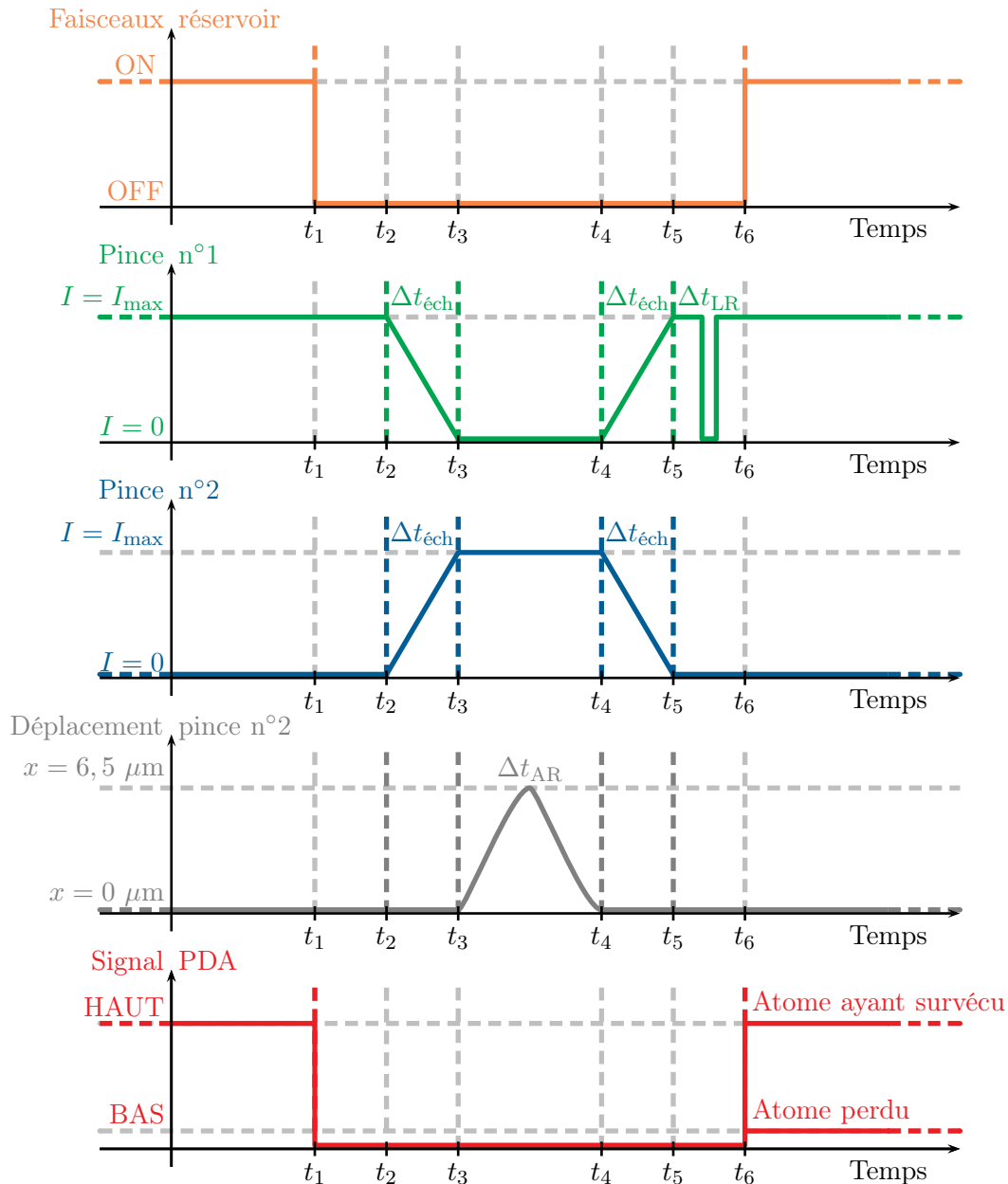


FIGURE IV.7 – Séquence réalisée pour étudier le transfert et le transport d'un atome unique entre deux pinces optiques. On réalise un double transfert entre les pinces n°1 et n°2. Le piège n°2 étant mobile, il effectue à la demande un ou plusieurs allers et retours entre sa position initiale commune avec la pince n°1 et sa position cible commandée par l'opérateur.

superposition spatiale est optimisé à l'entrée comme à la sortie de la chambre à vide, mais nous observons aussi le signal rétro-réfléchi au niveau du miroir concave situé derrière la chambre pour améliorer cette superposition au niveau de la caméra CCD n°2.

Au début de cette expérience, un atome est chargé suivant les méthodes décrites dans le chapitre III dans la pince n°1 dont le faisceau n'est pas réfléchi sur le miroir de la plateforme piézoélectrique et est par conséquent fixe. Le faisceau de la pince n°2 est à ce moment

là éteint. L'intensité lumineuse du faisceau de la pince n°1 est ensuite ramenée à zéro sur une durée $\Delta t_{\text{éch}} \simeq 500 \mu\text{s}$ alors que l'intensité lumineuse du faisceau de la pince n°2 est simultanément modifiée afin de maintenir constante l'intensité lumineuse globale au niveau de l'atome lors de cette phase d'échange. Une fois le transfert réalisé, la pince optique n°2 effectue pendant l'intervalle de temps $\Delta t_{\text{AR}} \simeq 10 \text{ ms}$ un déplacement aller et retour de $13 \mu\text{m}$ au total. L'asservissement de la plateforme est activé au cours de toute cette séquence et, puisqu'il s'agit d'un test, la consigne appliquée au niveau de la commande est un simple signal de type créneau. Revenue à sa position initiale, la pince n°2 est progressivement éteinte en un temps $\Delta t_{\text{éch}}$ identique à celui du premier échange et l'intensité lumineuse de la pince n°1 est ramenée à sa valeur initiale. Là encore, l'intensité globale au cours de la phase d'échange entre les deux pinces est maintenue constante. Enfin, une expérience de lâcher et recapture est lancée sur la pince n°1 pour obtenir à différents temps de lâcher et après répétition sur 100 atomes une valeur de température associée à cette séquence expérimentale.

Pour permettre une exploitation complète de cette expérience, nous réalisons en outre une expérience similaire au cours de laquelle aucun transfert et aucun transport ne sont effectués. Il s'agit donc ici d'une expérience de contrôle permettant de quantifier les effets de chauffage de la manipulation de piège en piège d'un atome piégé.

Cette étude a été menée avant que les techniques de refroidissement par laser de l'atome unique aient été mises en oeuvre sur notre expérience. La température des atomes chargés dans la pince n°1, et ne subissant ni transfert ni transport, est par conséquent élevée et vaut $T = 140 \pm 3 \mu\text{K}$ pour une profondeur de piège $U_0 = 2,75 \text{ mK}$. La température obtenue après transfert et après transport est estimée $T = 144 \pm 3 \mu\text{K}$ et est compatible avec une manipulation adiabatique isotherme de l'atome. Les données expérimentales des deux expériences sont présentées sur la figure IV.8. Une troisième expérience dans laquelle seule la phase de transfert de la pince n°1 vers la pince n°2 puis de la n°2 vers la n°1 a par ailleurs été effectuée. Les données expérimentales sont représentées en vert sur la figure IV.8 et montrent là encore que, dans ces conditions expérimentales, il n'y a pas de chauffage sensible de l'atome lors de ces manipulations.

Il est important de signaler que les temps de transfert et de transport utilisés ici ne sont pas des valeurs limitées par des aspects techniques mais correspondent simplement à des choix expérimentaux nous ayant permis de comparer plusieurs expériences dans des conditions expérimentales similaires. Nous avons en effet obtenu des résultats similaires pour des valeurs de temps de transfert et de transport nettement plus courtes. Nous avons notamment effectué des phases de transfert n'excédant pas $200 \mu\text{s}$ et nous avons répété l'expérience de transport de l'atome pour sept allers et retours consécutifs sans détecter d'effet de chauffage mesurable. Il apparaît donc que les phases de transport et de transfert n'ont pas d'effets sensibles sur la distribution d'énergie des atomes uniques piégés. Nous discuterons plus loin dans ce chapitre de l'aspect adiabatique des phases de transport et de transfert pouvant expliquer de tels résultats.

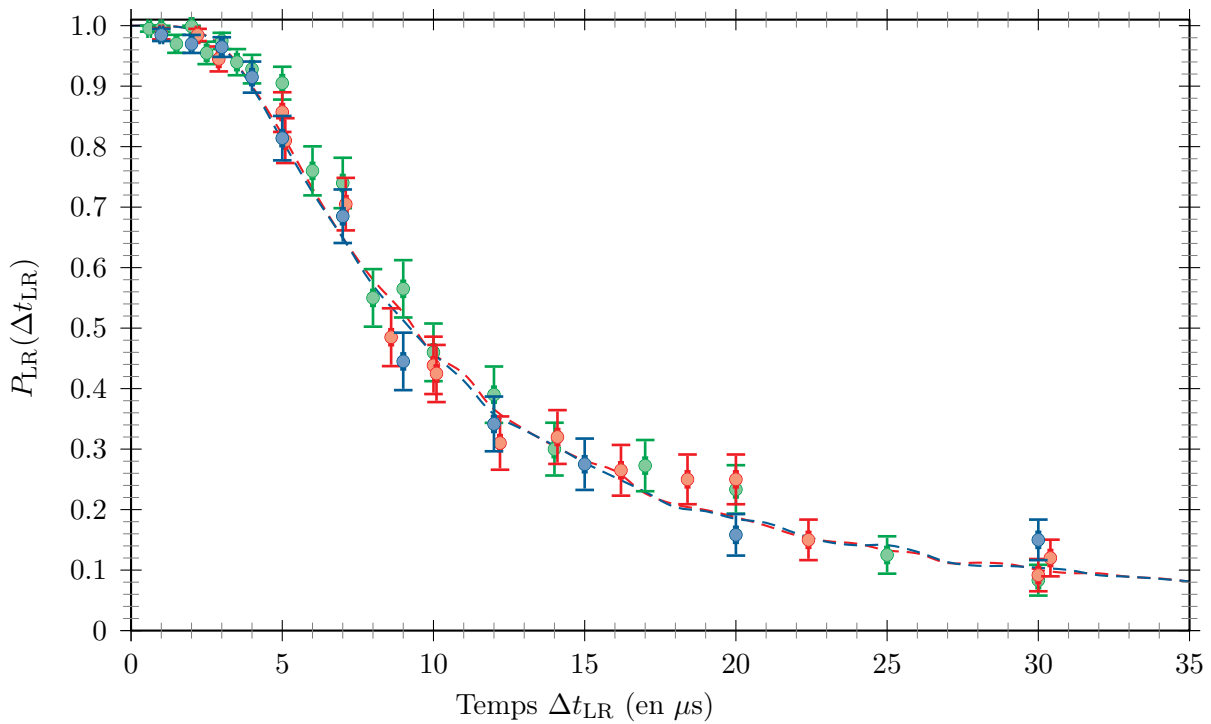


FIGURE IV.8 – Evolution de la probabilité de recapture en fonction du temps de lâcher Δt_{LR} . La profondeur du puits est ici $U \sim 2,75$ mK. En rouge, les résultats pour la seule pince n°1 au repos. En bleu, les résultats après un transfert dans la pince n°2, un déplacement de celle-ci sur $13 \mu m$, puis un transfert vers la pince n°1. En vert les résultats dans le cas d'un transfert sans transport. Les courbes correspondant aux meilleures simulations sont représentées en traits pointillés.

IV.3 Transfert et transport d'un bit quantique

L'étude que nous venons de présenter n'est qu'une étape dans la maîtrise de la manipulation d'atomes dans un registre quantique. Il semble naturel de penser que la sensibilité d'un bit quantique à ce type de manipulations est plus importante que celle d'un atome dont l'état interne n'est pas maîtrisé.

L'étape suivante vers la réalisation d'un protocole d'information quantique par collisions contrôlées consisterait alors à tester le transfert et le transport grâce à notre plateforme sur un bit quantique, mais bien qu'un dispositif de contrôle de l'état interne des atomes uniques soit l'une des implémentations essentielles à venir sur notre expérience, notre dispositif n'en est pas doté au moment où sont menées ces études. C'est pourquoi nous avons entrepris de tester les performances de notre dispositif de déplacement d'un piège dipolaire chargé sur l'expérience historique de notre groupe. Celle-ci manipule quotidiennement des bits quantiques depuis plusieurs années et réalise déjà des portes logiques à un et deux bits quantiques au moyen de faisceaux Raman et de blocage de Rydberg.

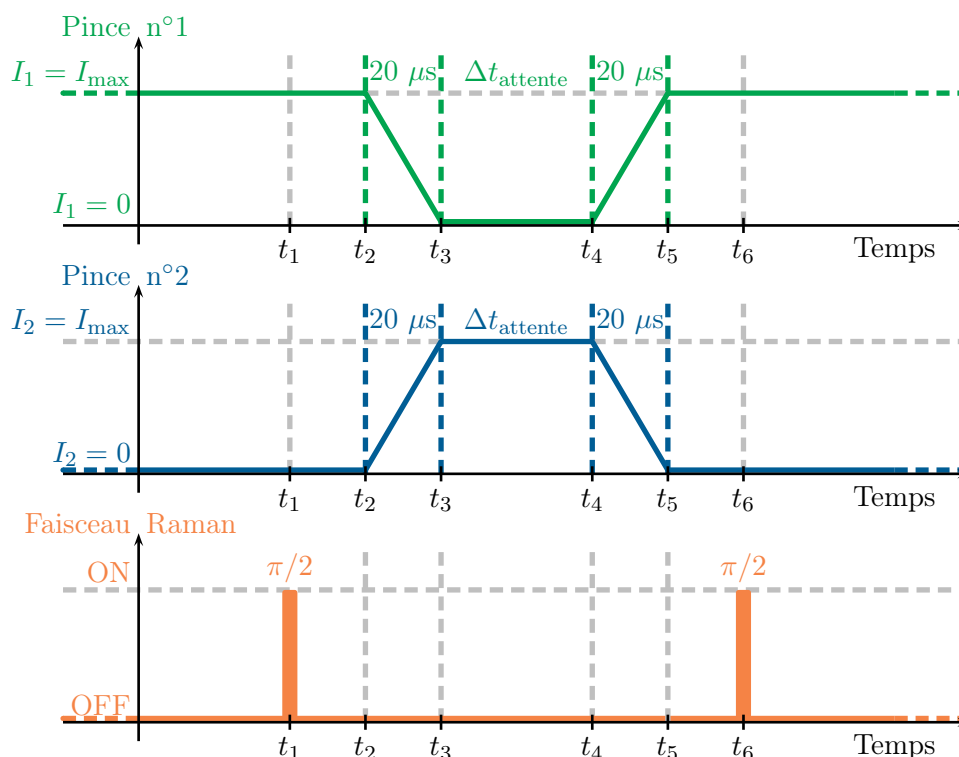


FIGURE IV.9 – Séquence de transfert d'un bit quantique entre deux pinces optiques.

L'étude du transfert et du transport d'un bit quantique dans une micropince optique à laquelle nous faisons référence dans ce paragraphe a donc été obtenue sur un autre système expérimental que le nôtre en étroite collaboration avec Jérôme Beugnon. Ces résultats furent présentés en détail dans la thèse de Jérôme Beugnon [Beugnon, 2007] ainsi que dans l'article [Beugnon et al., 2007]. Nous ne ferons donc ici que rappeler les résultats montrant l'efficacité

du dispositif de déplacement du piège dipolaire.

Dans cette expérience, un atome unique est chargé dans la pince n°1 et initialisé dans l'état interne $|0\rangle = |F = 1, M_F = 0\rangle$ par pompage optique, l'état excité correspondant à l'état interne $|1\rangle = |F = 2, M_F = 0\rangle$ étant séparé de $\omega_{hf} = 6,8$ GHz de l'état $|0\rangle$. Le temps de cohérence obtenu par interférométrie Raman est de $630 \mu s$. La longueur d'onde du laser de piégeage et les puissances laser étant différentes sur cette expérience, la profondeur du puits de potentiel optique et la température associée à la distribution d'énergie des atomes dans le piège sont différentes de celles obtenues sur notre expérience.

IV.3.1 Transfert d'un bit quantique

Comme dans le cas d'atomes non spécifiquement préparés dans un état interne donné, nous avons en pratique réalisé une séquence de double transfert. La figure IV.9 présente la séquence expérimentale réalisée une fois que l'atome a été correctement chargé dans la pince optique n°1 et préparé dans l'état $|0\rangle$ du bit quantique correspondant à $|5S_{1/2}, F = 1, M_F = 0\rangle$. Pour mesurer la température des atomes uniques, une expérience de lâcher et recapture est réalisée après le second transfert. Pour mesurer le temps de cohérence, ce double transfert est réalisé au milieu d'une expérience de franges de Ramsey.

Mesure de température

Lors de l'expérience, en l'absence de tout transfert d'une pince à l'autre, la température mesurée pour les atomes uniques est de $53,4 \pm 1,4 \mu K$.

Après un transfert de la pince n°1 à la n°2 effectué en $20 \mu s$, puis une phase d'attente $\Delta t_{\text{attente}}$ de $300 \mu s$ et un transfert vers la pince n°1 à nouveau en $20 \mu s$, la température mesurée est de $56,3 \pm 1,8 \mu K$ ce qui est compatible avec une absence d'effet thermique ou un très faible chauffage de l'atome et par conséquent d'une modification de l'état vibrationnel de l'atome dans le piège. Bien que cette expérience ait été réalisée avec précision, deux phénomènes peuvent toutefois expliquer un léger chauffage. D'une part les rampes de puissance peuvent être trop rapides ou mal synchronisées, notamment à faible puissance. D'autre part, le recouvrement spatial des deux pièges n'est pas parfait. Un travail plus fin de mode-matching et une réduction de la pente des rampes à basses puissance devraient permettre à l'aide de mesures de température par lâcher et recapture de réduire encore ce taux de chauffage d'ores et déjà très faible.

Mesure de cohérence

La cohérence du bit quantique reste constante même si les deux pincés n'ont pas la même profondeur comme on peut le voir sur la figure IV.10 obtenue pour une temps d'attente $\Delta t_{\text{attente}}$ de $160 \mu s$. Dans le cas où les profondeurs sont volontairement différentes, seul un déphasage apparaît au niveau des franges de Ramsey, dont l'amplitude est identique à celle

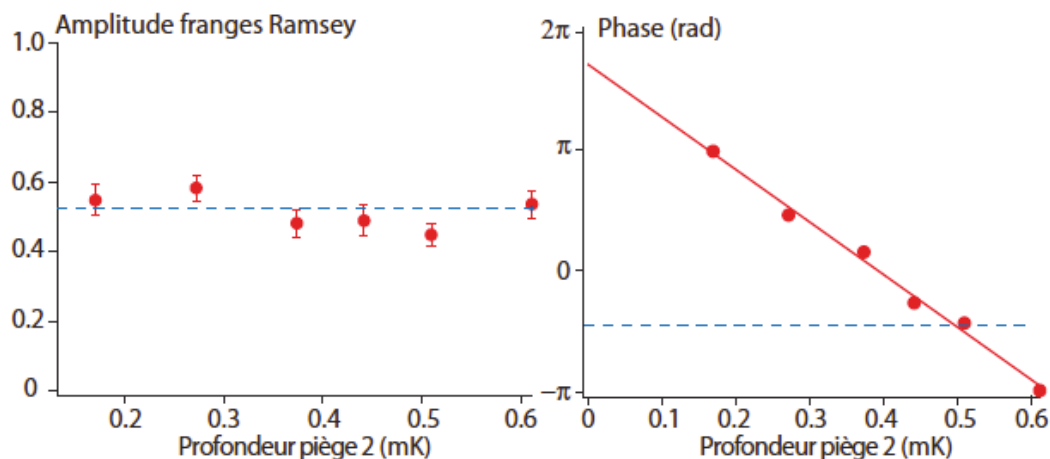


FIGURE IV.10 – Evolution de l'amplitude et de la phase des franges de Ramsey lors du transfert du piège n°1 vers le piège n°2 et vice-versa. A gauche : l'amplitude reste constante et identique à celle sans transfert (ligne pointillée) quelle que soit la profondeur utilisée pour le second piège. A droite : la phase subit un décalage bien ajusté par un modèle théorique prenant en compte le déplacement lumineux différentiel entre l'état fondamental et l'état excité de l'atome.

obtenue en l'absence de transfert. Ce déphasage a pu être correctement modélisé en tenant compte de la différence de potentiel subit par chacun des états internes du bit quantique en fonction de la profondeur du piège.

IV.3.2 Transport d'un bit quantique

Mesure de température

Lors de l'expérience, en l'absence de tout déplacement de la pince mobile, la température mesurée pour les atomes uniques est de $56,0 \pm 1,4 \mu\text{K}$.

Après un transport sur une distance de $360 \mu\text{m}$ consistant en la succession de 20 allers et retours sur une distance de $18 \mu\text{m}$, chaque aller et retour durant 6 ms, la température mesurée est de $54,8 \pm 1,6 \mu\text{K}$. Cette mesure indique que l'on ne détecte pas d'effets sur la température d'un atome unique lors du déplacement du piège qui le contraint avec la précision de nos mesures.

Mesure de cohérence

Pour tester l'effet d'un déplacement sur le temps de cohérence du bit quantique, une technique d'écho de spin est nécessaire. Elle consiste à intercaler au milieu de l'expérience des franges de Ramsey un pulse Raman π comme l'indique la figure IV.11. Grâce à elle, la cohérence du bit quantique est complètement restaurée après application du second pulse $\pi/2$ de la technique d'interférométrie Ramsey. Pour un décalage de 6 ms et donc un seul aller et retour, l'amplitude du signal d'écho de spin est de 60%, identique au signal obtenu sans

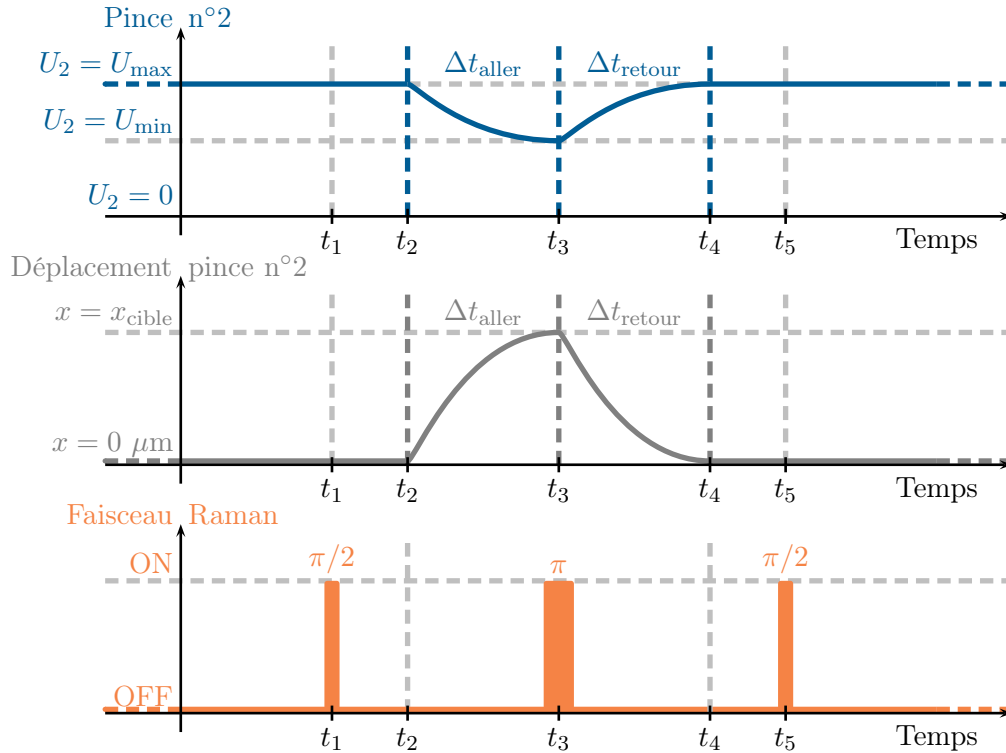


FIGURE IV.11 – Séquence d'écho de spin pour un déplacement de la pince mobile entre sa position initiale centrée et sa position cible décentrée par rapport à l'axe optique de l'expérience d'une distance x_{cible} . La durée des pulses Raman n'est pas à l'échelle. On a pris ici $\Delta t_{\text{aller}} = \Delta t_{\text{retour}} = 3$ ms alors que les impulsions Raman $\pi/2$ et π durent respectivement $2 \mu\text{s}$ et $4 \mu\text{s}$.

déplacement du piège, et reste constante quelque soit l'amplitude du mouvement sur une plage de position $x_{\text{cible}} = \pm 8 \mu\text{m}$.

Là encore, seul un décalage au niveau de la phase des franges apparaît suivant l'amplitude du déplacement. Ce déphasage résulte de l'asymétrie de la trajectoire effectuée par la pince. Alors qu'à l'aller, la pince est en moyenne plus éloignée de l'axe optique, elle est au contraire au retour en moyenne plus proche de l'axe optique. La profondeur du piège dipolaire varie très légèrement avec ce déplacement en raison de la présence de légères aberrations optiques hors d'axe. Il en résulte que le déplacement lumineux différentiel moyen durant chacune des phases du déplacement est légèrement différent et entraîne un décalage des franges. La prise en compte de ce phénomène permet d'ajuster correctement un modèle théorique à nos données expérimentales.

IV.3.3 Adiabaticité de la phase de transport

Il n'est pas étonnant de trouver que la température avec ou sans déplacement de la pince mobile est compatible avec l'absence d'échauffement de l'atome piégé. En effet, on peut considérer que l'échelle de temps sur laquelle a lieu le mouvement est suffisamment lente puisqu'ici la période des oscillations d'un atome selon l'axe longitudinal, axe d'évolution la plus lente, dans le piège est de $12 \mu\text{s}$. Sur cette échelle de temps, l'atome semble insensible au déplacement

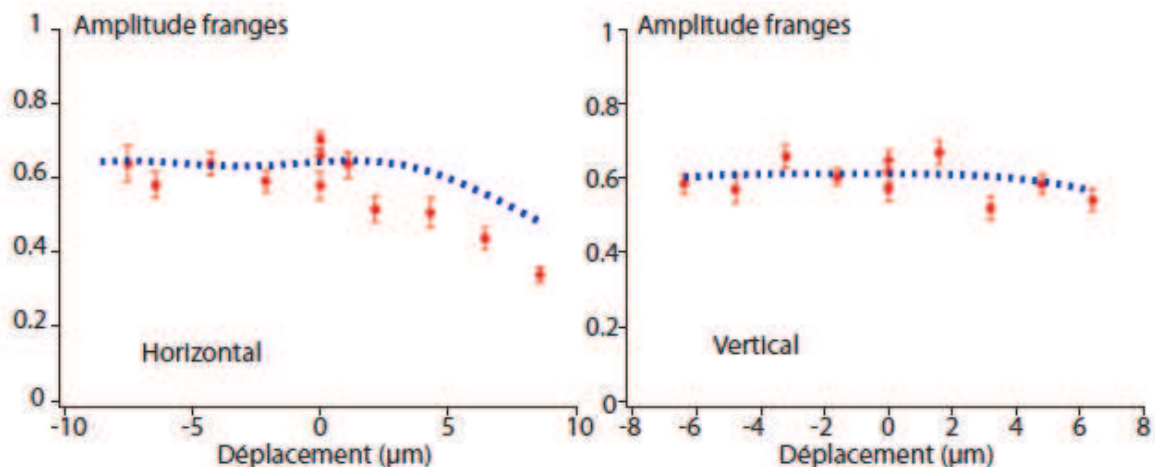


FIGURE IV.12 – Amplitude des franges par la technique d'écho de spin. En rouge, les données expérimentales. En bleu, les modélisations théoriques tenant compte d'un effet de déplacement lumineux variable suivant la position du piège. A gauche : évolution pour un déplacement horizontal. A droite : évolution pour un déplacement vertical.

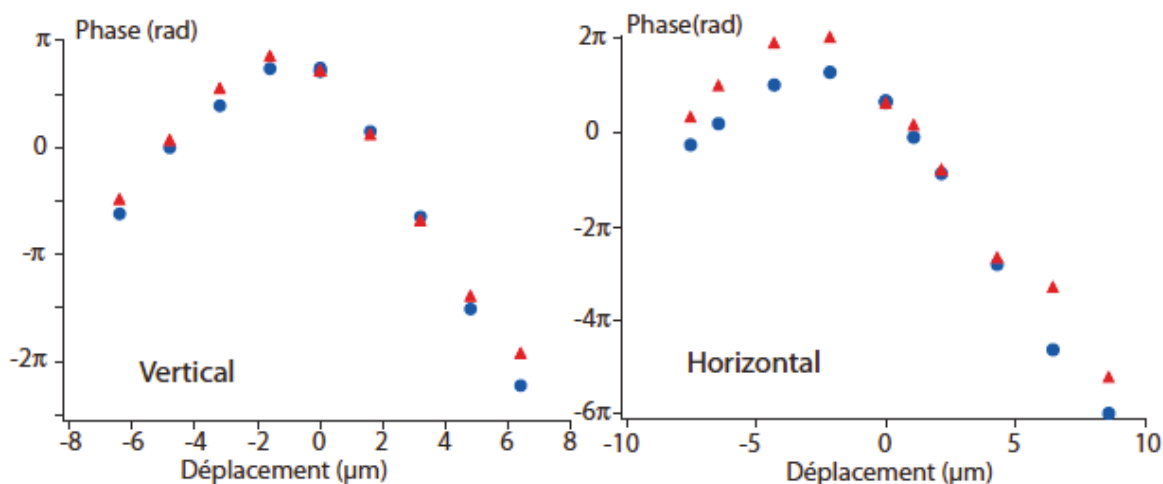


FIGURE IV.13 – Déphasage des franges d'écho de spin. Les données expérimentales sont représentées par des triangles rouges et les modélisations numériques par des disques bleus. A gauche : pour un déplacement horizontal. A droite : pour un déplacement vertical.

du piège.

Pour assurer le caractère adiabatique de la phase de transport, il est en outre nécessaire de vérifier l'inégalité suivante :

$$ma\sigma \ll \hbar\omega \quad (\text{IV.1})$$

dans laquelle m représente la masse d'une atome de rubidium, a l'accélération maximale subit par l'atome au cours du transport, σ la taille du paquet d'onde atomique dans l'état fondamental du piège, et ω la fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège [Browaeys et al., 2005, Hecker-Denschlag et al., 2002, Ashcroft and Mermin, 1976]. Un

simple raisonnement par ordre de grandeurs dans lequel on peut raisonnablement prendre $m \sim 10^{-25}$ kg, $\sigma \sim 10^{-8}$ m, et $\omega \sim 10^5$ rad.s⁻¹ permet d'estimer l'accélération maximale qu'il faudrait atteindre pour violer le critère d'adiabaticité à la valeur $a_{\max} \sim 10^4$ m.s⁻². Or, sur notre expérience, l'accélération maximale mesurée étant inférieure à 10 m.s⁻², la condition d'adiabaticité est largement vérifiée.

IV.3.4 Conclusion

L'étude que nous venons de menée dans la partie IV a permis de mettre en lumière plusieurs propriétés de notre technique de transfert et de transport.

Nous avons pu observer dans diverses situations expérimentales que le transfert d'un piège à l'autre d'un bit quantique comme son transport sur des distances typiques de registres quantiques n'avaient aucun effet sur sa distribution d'énergie dans le piège, et donc sur le niveau vibrationnel moyen qu'il occupe.

Nous avons en outre montré que la cohérence d'un tel bit quantique était stable durant ces expériences et que par conséquent l'information stockée dans l'atome restait préservée et utilisable dans son processus de calculs quantiques.

Nous avons enfin vérifié que ces expériences n'entraînaient aucune modification non reproductible sur l'état interne des atomes stockant l'information souhaitée. Tout déphasage observé a pu être compris et modélisé correctement. Il semble donc que si de tels effets devaient apparaître lors d'opérations entre bits quantiques, nous disposions de tous les outils pour pouvoir les compenser.

L'ensemble de ces résultats est donc un grand pas en avant dans la réalisation pratique de registre quantiques utiles à base d'atomes neutres et offrent une alternative à d'autres systèmes de transport de qubits d'atomes neutres [Miroshnychenko et al., 2006, Kuhr et al., 2003, Mandel et al., 2003a].

Chapitre V

Conclusion générale

Sommaire

V.1	Un dispositif moderne, pratique et multifonctions	176
V.2	Régime de chargement fort - Etude de micronuages denses	176
V.2.1	Objectifs et enjeux	176
V.2.2	Nombre d'atomes piégés	178
V.3	Evaporation, condensation, qubit : le futur	180

V.1 Un dispositif moderne, pratique et multifonctions

Tout au long de ce manuscrit, j'ai essayé de montrer les diverses facettes de notre nouveau dispositif de piégeage d'atomes neutres uniques au moyen d'une pince optique de taille micrométrique. De sa conception à sa réalisation, nous avons pu tester sa facilité de mise en oeuvre, grâce à l'emploi d'une seule lentille asphérique, moulée, limitée par diffraction, et fonctionnant sous ultra-vide. Nous avons mis en évidence ses performances étonnantes, grâce à son ouverture numérique particulièrement importante.

Au moyen d'expériences en régime d'atomes uniques, nous avons pu étudié par la technique de lâcher et recapture aussi bien les conditions de piégeage de ces atomes à travers la détermination de leur distribution d'énergie que les possibilités de déplacement d'une pince et de transfert entre pinces sans chauffage ni perte de cohérence quantique. Nous avons ainsi pu montrer que la distribution d'énergie d'atomes uniques suivait la loi de Maxwell-Boltzman et avons été capables de refroidir des atomes uniques à des températures inférieures à $2 \mu\text{K}$ sans pertes d'atomes. Par ailleurs, grâce à un système d'imagerie capable de détecter les photons individuellement, nous avons été en mesure de confirmer par une méthode indépendante, l'imagerie par temps de vol, ces mesures de température. Toujours grâce aux atomes uniques, nous avons caractérisé nombre de paramètres expérimentaux allant de la taille du col laser à la résolution du système d'imagerie.

V.2 Régime de chargement fort - Etude de micronuages denses

Les propriétés du piégeage d'atomes uniques étant bien comprises, les derniers mois de cette thèse de doctorat ont été consacrés à l'étude du régime de chargement fort dans lequel plus d'un atome se trouve à l'intérieur du piège simultanément.

Bien que très prometteur, seuls quelques résultats ont été complètement interprétés au moment où s'achève ces études doctorales. C'est pourquoi nous avons choisi de ne pas présenter dans ce manuscrit l'état d'avancement de nos recherches. Nous allons donc tout au plus présenter dans cette conclusion les principaux enjeux de notre travail en évoquant très brièvement les premiers résultats expérimentaux, les difficultés rencontrées et celles à résoudre dans le futur ainsi que les principales orientations à prendre dans la poursuite de ce travail.

V.2.1 Objectifs et enjeux

Si l'étude approfondie du régime d'atomes uniques se révèle extrêmement riche en termes d'applications dans le monde de l'information quantique, l'étude du régime de chargement fort, dans lequel plusieurs atomes cohabitent simultanément à l'intérieur du piège, s'avère non moins intéressante à plusieurs points de vue.

L'intérêt du régime multiatomique réside pour notre expérience dans la très forte focalisa-

tion de son faisceau et par conséquent dans le volume extrêmement restreint dans lequel sont piégés les atomes. Nos premiers résultats indiquent notamment que la densité atomique ρ_{at} atteinte dans la micropince optique présentée dans ce manuscrit avoisine :

$$\rho_{at} \sim 10^{14} \text{ at.cm}^{-3} \quad (\text{V.1})$$

ce qui correspond à des densités extrêmement élevées. On a donc affaire à des nuages ultradenses dont les propriétés structurales et dynamiques seraient particulièrement intéressantes à étudier [Sokolov et al., 2009].

Avec de telles densités, atteindre l'état condensé de Bose-Einstein d'un petit nombre d'atomes semble devenir un objectif réalisable. Les densités atomiques envisagées sont si élevées que même à partir de nuages relativement chauds, la densité dans l'espace des phases peut être initialement suffisamment élevée pour laisser croire à l'efficacité d'un refroidissement évaporatif.

Pour un piège de taille donnée et de longueur d'onde donnée, l'expression de la densité dans l'espace des phases fait apparaître le rôle crucial du terme η , rapport de la profondeur du piège sur la température des atomes piégés, ainsi que celui du nombre d'atomes piégés.

Les valeurs simulées de densité dans l'espace des phases semblent se situer entre 10^{-4} et 10^{-3} malgré des températures parfois supérieures à 1 mK et elles se situent nettement au-dessus des valeurs initiales utilisées dans les expériences classiques de condensation de Bose-Einstein de l'atome de rubidium ($D \sim 10^{-6} - 10^{-5}$). Les situations expérimentales ne sont toutefois pas comparables car ces expériences peuvent profiter du régime d'emballement qui ne peut exister dans le cas d'un refroidissement évaporatif sur un dispositif tout optique comme le nôtre. La comparaison reste cependant possible avec d'autres expériences, comme par exemple [Barrett et al., 2001, Clément et al., 2009, Brantut, 2009], où il est courant de partir de densités dans l'espace des phases de l'ordre de $D \sim 10^{-3}$. Dans ces expériences, la condensation est atteinte après que 90% des atomes aient été perdus en raison des diverses sources de collisions inélastiques et de pertes ayant eu lieu au cours du processus d'évaporation et permettant une thermalisation à une température sub-critique. Appliqué à un système tel que le nôtre, il pourrait s'agir d'un condensat ne renfermant qu'une dizaine d'atomes dont les propriétés seraient essentiellement gouvernées par les fluctuations [Chuu et al., 2005, Itah et al., 2010, Whitlock et al., 2009].

Enfin, si la condensation de Bose-Einstein est atteinte, un tel dispositif peut devenir un réservoir d'atomes dans l'état vibrationnel fondamental pour un système de pinces optiques à atomes uniques. Il pourrait s'agir d'une alternative intéressante aux autres techniques plus couramment utilisées vers la réalisation de portes logiques à deux bits quantiques par collisions contrôlées ultrafroides.

V.2.2 Nombre d'atomes piégés

Ce paramètre essentiel du régime multi-atomique a été particulièrement étudié au cours des derniers mois de ce travail doctoral. Le nombre d'atomes obtenus a été corroboré par une mesure à la PDA et à l'ICCD.

A la photodiode à avalanche

Pour déterminer le nombre d'atomes piégés dans la micropince optique, il est possible de s'appuyer directement sur le signal de fluorescence recueilli à la photodiode à avalanche. La séquence expérimentale se déroule en trois temps. Dans une première phase, le réservoir d'atomes froids de la mélasse ou du piège magnéto-optique est constitué. Une fois le régime stationnaire atteint, le faisceau du micropiège est allumé et le chargement peut avoir lieu. Enfin, le piège dipolaire est coupé ce qui revient à augmenter le taux de fluorescence de ces atomes puisque le déplacement lumineux dû au piège devient nul. En réalisant d'une part cette séquence expérimentale en régime multiatomique puis en comparant son résultat à celui obtenu lorsque la séquence est simplement déclenchée sur la détection d'un atome unique, nous pouvons en déduire un nombre d'atomes piégés.

Une optimisation longue et méticuleuse nous a conduit à une estimation à la PDA du nombre d'atomes piégés autour d'une valeur :

$$N_{at} = 800 \pm 300$$

A la caméra intensifiée

Afin de vérifier les valeurs obtenues à la PDA, nous avons complété notre étude en mettant à nouveau à profit notre caméra intensifiée. Nous avons à cet effet réalisé successivement deux expériences de fluorescence, dans les mêmes conditions expérimentales, la première en régime d'atomes uniques et la seconde en régime multiatomique. Pour ces expériences, les séquences temporelles sont identiques à celles utilisées pour obtenir les résultats à la PDA tant en régime multiatomique qu'en régime monoatomique. Chaque séquence est déclenchée lorsque le signal à la PDA dépasse un seuil fixé. En régime d'atomes uniques, il s'agit du seuil de détection de ces atomes. En régime multiatomique, il s'agit d'une valeur ajustable arbitrairement par l'opérateur. L'acquisition de la caméra est quant à elle déclenchée quelques secondes avant que la série de séquences soit lancée. La figure V.1 présente deux images obtenues en suivant cette démarche. Chacune image s'intéresse à une zone de 232×232 pixels centrée sur le point de focalisation du piège dipolaire, soit un champ d'environ $\pm 50 \mu\text{m}$.

L'image a) correspond à l'accumulation d'une série de 7000 séquences réalisées en régime d'atomes uniques. Suivant la stabilité de l'expérience, et notamment du verrouillage en fréquences du banc laser, et compte tenu des fluctuations journalières du taux de chargement du piège dipolaire, une telle expérience peut nécessiter jusqu'à 4 heures d'accumulation. Le rapport pic sur fond de l'image brute est de 2,2 et est essentiellement limité par la lumière parasite du faisceau sonde diffusée dans la chambre à vide et captée par le système d'imagerie.

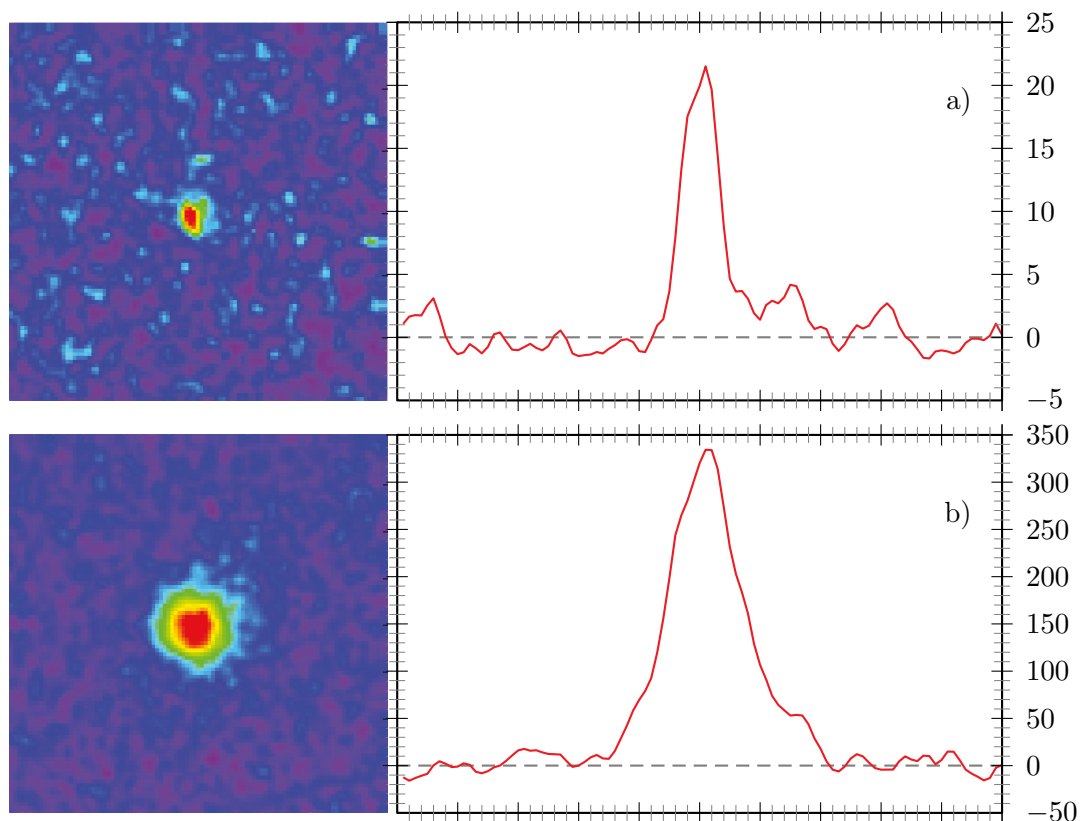


FIGURE V.1 – Signaux reçus à la caméra intensifiée en régime d’atomes uniques (a) et en régime multiatomique (b), après soustraction du fond parasite par analyse d’image.

Il s’agit pour l’heure d’une limitation technique de notre dispositif dont il semble possible de restreindre les effets à plus long terme.

L’image b) résulte quant à elle de l’addition de trois images de fluorescence en régime multiatomique provenant de trois séries de mesure successives. Chacune d’entre elles correspond à l’accumulation du signal de fluorescence sur 250 séquences et ne nécessite pas plus de 15 minutes pour être menée à bien. Le rapport pic sur fond de l’image brut est là encore de l’ordre de 2, mais est cette fois-ci essentiellement limité par la lumière de fluorescence des atomes provenant du réservoir.

Pour chacune des deux images, le gain de l’intensificateur est placé sur la position 9 de la commande de façon à réduire le plus possible les temps d’accumulation. Le signal d’atomes uniques étant nettement plus faible que celui du régime multiatomique, nous avons choisi d’utiliser la légère polarisation de la lumière de fluorescence des atomes piégés pour renvoyer la plus grande quantité de signal vers l’ICCD après le cube séparateur de polarisation du banc d’imagerie. Ceci permet de maximiser le signal à l’ICCD mais à pour effet secondaire de réduire le signal reçu à la PDA et par conséquent de rendre la détection des atomes uniques plus délicate. La probabilité de recapture mesurée dans ces conditions, et sans application du pulse sonde, n’est plus en effet que de 80%.

Notre analyse montre que le nombre moyen d'atomes chargés dans la micropince est difficile à évaluer. On peut cependant raisonnablement estimer que $N_{at} = 550 \pm 150$, valeur en accord avec celle obtenue à la PDA.

V.3 Evaporation, condensation, qubit : le futur

D'autres propriétés atomiques ont été testées lors de la dernière année de cette thèse. L'état fin dans lequel les atomes sont piégés, mais aussi le taux de pertes, à deux et trois corps, ont fait l'objet d'une étude approfondie qui demande encore un effort important de modélisation et d'interprétation de manière à extraire des informations fiables sur la densité du nuage. Au cours de cette étude, nous avons en outre mis en place une macropince optique, de col laser $w = 10 \mu\text{m}$, afin d'améliorer le chargement de la micropince. Nous avons aussi introduit un montage par absorption et nous avons commencé à implémenter un système de préparation de l'atome dans un état interne hyperfin donné.

En conclusion, qu'il s'agisse en effet du piégeage d'atomes uniques dans une micropince optique, de l'étude approfondie des mécanismes de refroidissement de ces atomes à l'intérieur du piège, du déplacement de la micropince chargée d'un atome unique ou de l'étude du chargement du plus grand nombre d'atomes possible dans cette pince pour obtenir des micronuages extrêmement denses, mes études doctorales m'auront permis d'effleurer les très larges possibilités qu'offre notre dispositif de focalisation et sa lentille asphérique, car il y en a bien d'autres.

Il me semble qu'à court terme la mise en oeuvre d'une séquence expérimentale d'évaporation forcée efficace soit tout à fait réalisable. Nous avons d'ores et déjà commencé cette optimisation en nous fondant sur les travaux théoriques établis par O'Hara sur l'évaporation dans des différents types de pièges, publié dans la référence [O'hara et al., 2001]. Nos résultats préliminaires semblent très encourageants en la matière. Si cet objectif est atteint, notre dispositif offrira une alternative nouvelle aux différents systèmes tout optique de condensation de Bose-Einstein [Gericke et al., 2001, Barrett et al., 2001, Kinoshita et al., 2005, Hung et al., 2008, Clément et al., 2009].

Si l'évaporation semble efficace, il pourrait s'avérer utile d'améliorer encore la densité initiale dans l'espace des phases en augmentant encore le nombre d'atomes piégés. Ceci pourrait être rendu possible en utilisant la macropince comme un large réservoir d'atomes piégés à transvaser dans notre micropince. La figure V.2 montre notre première optimisation de la superposition des deux pièges en vue d'une optimisation du chargement.

Nos premières mesures font état d'un doublement du nombre d'atomes piégés dans la micropince. La durée de vie des atomes chargés est cependant réduite et devient particulièrement courte ($< 1 \text{ ms}$) et il convient donc d'étudier plus précisément l'origine des mécanismes de pertes. L'interaction lumière-matière est d'ailleurs à cet égard un frein dans l'analyse de nos

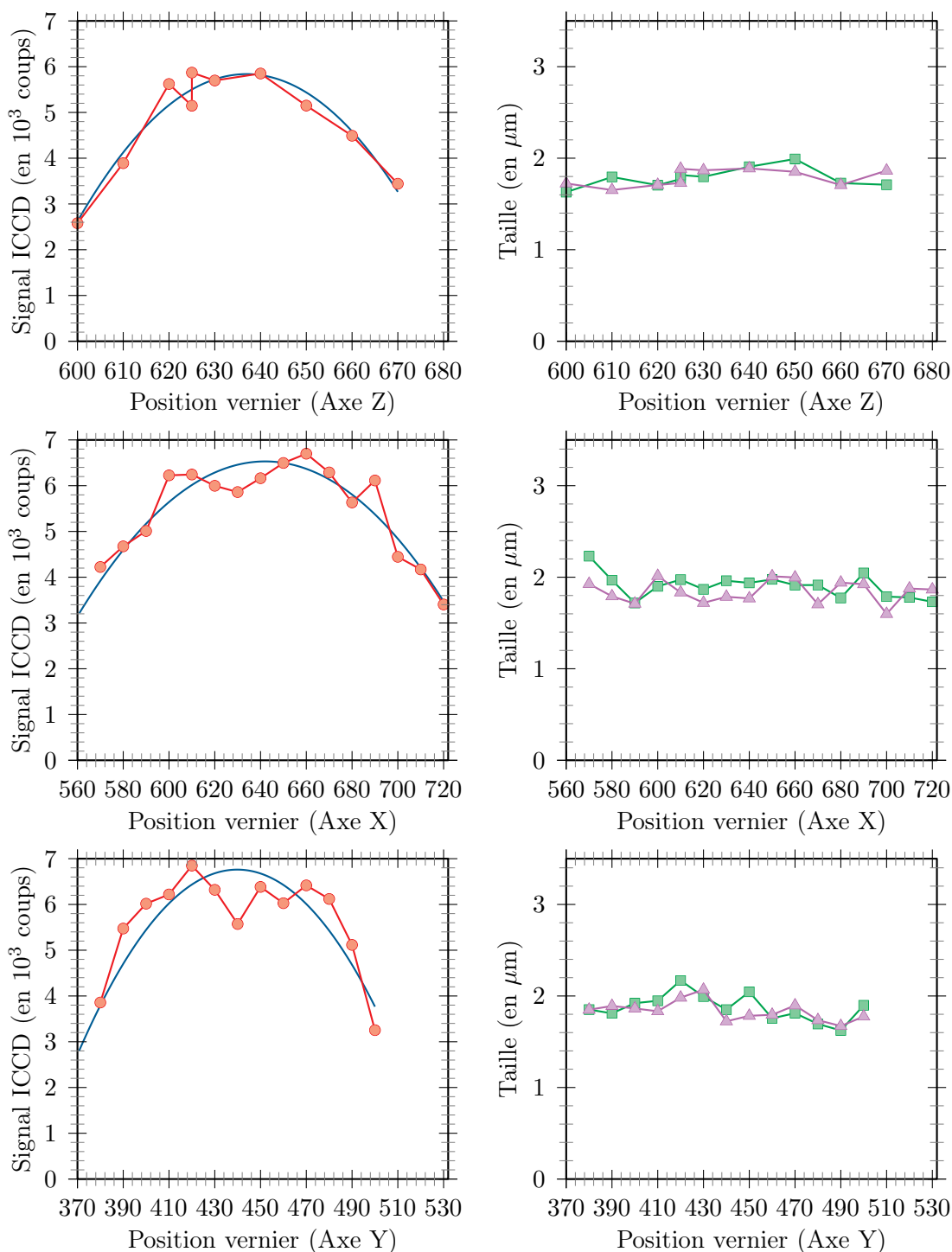


FIGURE V.2 – Optimisation du recouvrement spatial entre les deux pinces. Le point de focalisation de la macropinçe est déplacé grâce au support de fibre (axe Z) et des actuateurs de la plateforme mobile (axes X et Y) sans que le volume de piégeage ne varie. Une fois chargée, la macropinçe est réduite tandis que la micropinçe est simultanément allumée. On détecte alors le signal de fluorescence à l'ICCD. Ce signal (à gauche) présente un maximum alors que la taille du nuage (à droite, X en carrés verts, Y en triangles violets) reste stable au cours de ces expériences.

données. Les collisions assistées par la lumière et la photoassociation sont deux phénomènes dans lesquels la puissance du pulse sonde entre en jeu et peut perturber la mesure.

Si les difficultés rencontrées par imagerie de fluorescence s'avéraient trop délicates être surpassées, nous pourrions utiliser un dispositif d'imagerie par absorption que nous venons d'installer sur notre banc. Ce type d'imagerie présente l'avantage de n'éclairer le nuage qu'avec de très faibles puissances optiques et d'interagir plus faiblement avec les atomes tout en permettant une exploitation rapide des résultats [Szczepkowski et al., 2009]. Les figures V.4 présentent les premiers étalonnages obtenus au moyen de ce système. L'étude par absorption peut aussi s'avérer utile pour étudier les propriétés de futurs nuages ultra-froids par interférométrie de phase et en particulier d'éventuels condensats de Bose-Einstein, auxquels nous espérons aboutir à court ou moyen terme.

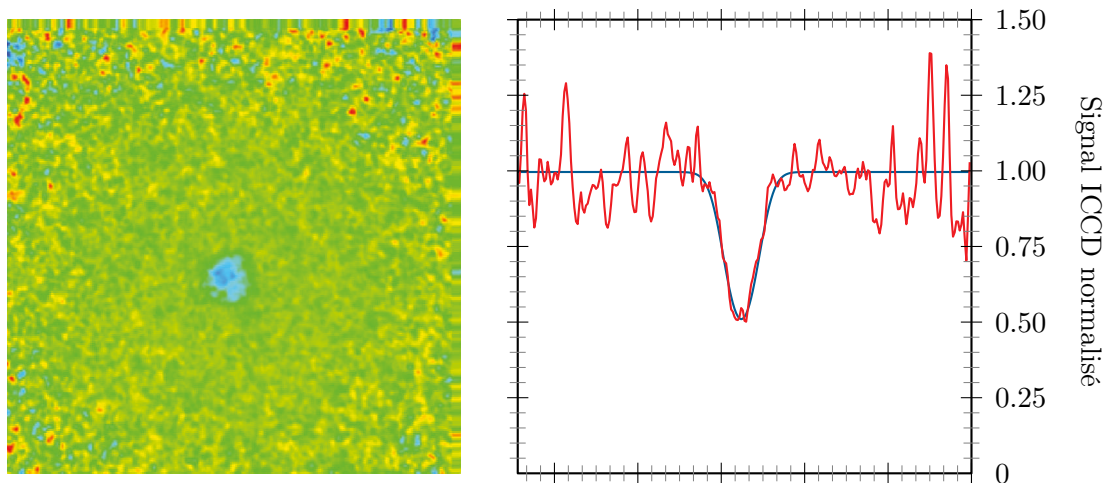


FIGURE V.3 – *A gauche : image en absorption après soustraction du fond et comparaison à l'image sans atomes. A droite : coupe selon l'axe X de l'image de gauche (en rouge). En bleu, ajustement du signal par une fonction gaussienne 2D.*

A court terme aussi, la préparation de nos atomes uniques dans un état interne hyperfin semble tout à fait réalisable. Nous jouissons en effet en la matière du savoir et des techniques de l'expérience historique du groupe piégeant des atomes uniques. La seconde direction vers laquelle il pourrait alors être intéressant de se tourner est la préparation de bits quantiques dans l'état vibrationnel fondamental du micropiège. Cela pourrait être réalisé en utilisant les microcondensats évoqués précédemment [Mohring et al., 2005] ou par d'autres techniques.

L'objectif à plus long terme serait alors de réaliser des portes logiques à deux qubits par collisions ultrafroides et d'imaginer un réseau de micropinces chargées de qubits initialisés et prêts à interagir les uns avec les autres. Tout cela, c'est pour demain.

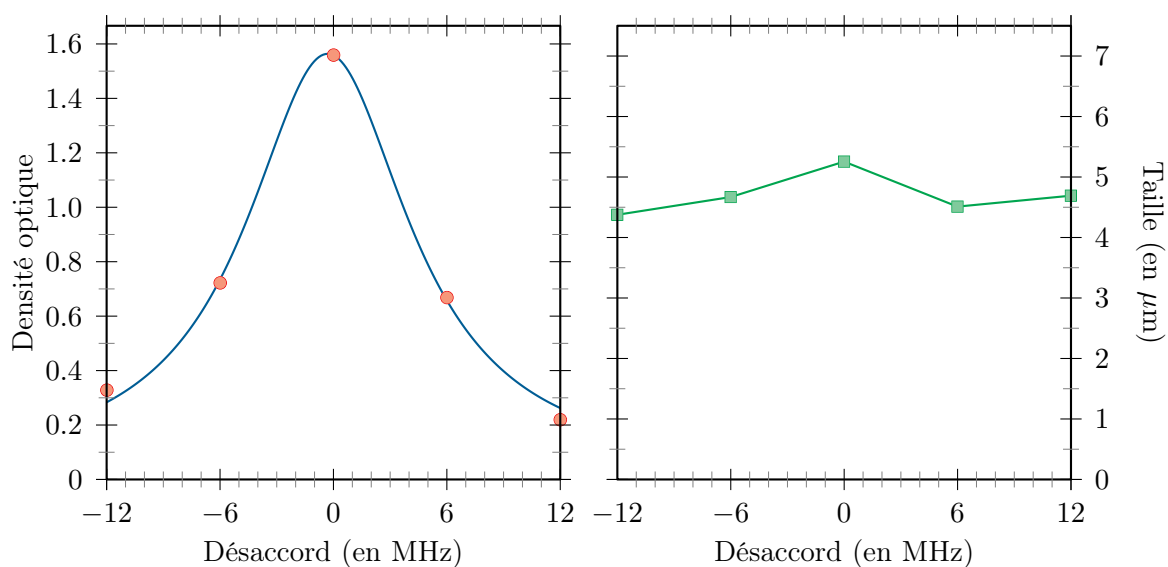


FIGURE V.4 – A gauche : densité optique au centre du nuage en fonction de la fréquence de la sonde. Les données sont représentées par des disques rouges. En bleu, un ajustement lorentzien du signal. A droite : évolution de la taille du nuage en fonction de la fréquence de la sonde.

Chapitre VI

Annexes

Sommaire

VI.1 Efficacité de collection de l'objectif photographique	186
VI.2 Caractérisation et étalonnage de la caméra intensifiée	188
VI.2.1 Principe de fonctionnement et système optique	188
VI.2.2 Etalonnage en régime muti-photonique	189
VI.2.3 Etalonnage en régime mono-photonique	192

VI.1 Efficacité de collection de l'objectif photographique

Pour déterminer l'efficacité de collection de la caméra CCD_2 , paramètre nécessaire pour estimer le nombre d'atomes du réservoir, nous avons d'abord déterminé l'ouverture numérique de son objectif et sa distance focale dans les conditions normales d'utilisation mais en dehors de la table optique d'expérimentation. L'objectif photographique est un objectif commercial *Nikon - type Nikkor 28-105 mm* d'ouverture variable monté directement sur la caméra CCD_2 .

A partir d'une image du nuage prise avec cette caméra, et connaissant à la fois la taille d'un pixel de la caméra $d_{\text{pixel}} = 6,45 \mu\text{m}$ (données constructeur) et l'espacement mécanique réel des deux montures de lentilles asphériques $d_{\text{lentilles}} = 12 \pm 1 \text{ mm}$ (mesure expérimentale), nous avons déterminé le grandissement transverse G_T de la conjugaison ($A \rightarrow A'$) entre le plan atomique observé et le plan de la caméra (cf. figure VI.1). La valeur que nous avons obtenue est $G_T = 0,37 \pm 0,02$ pour la focale maximale de 105 mm que nous utilisons en pratique.

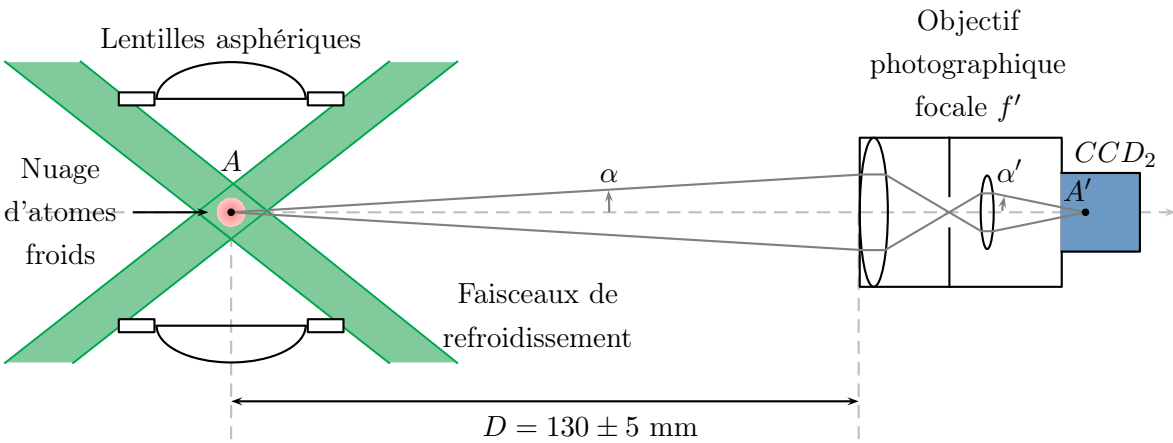
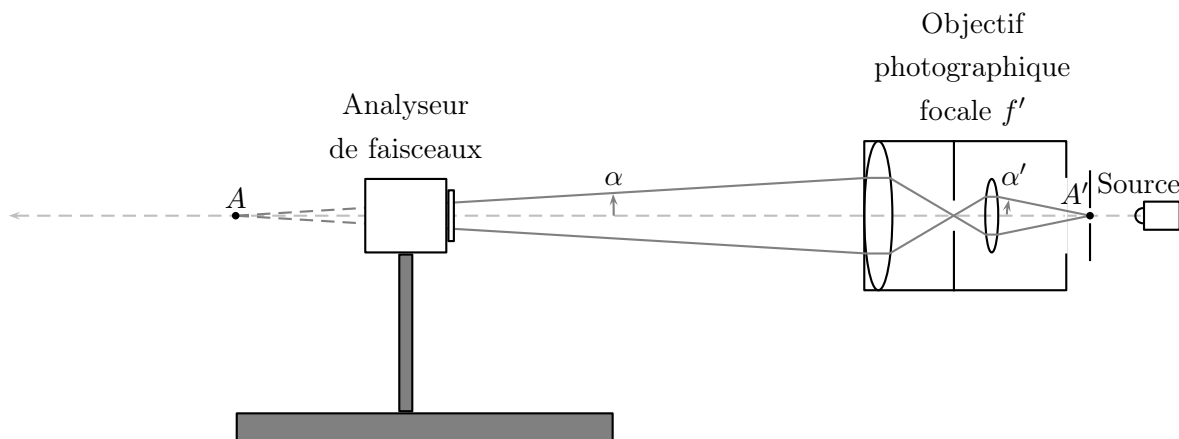


FIGURE VI.1 – Observation du réservoir d'atomes froids par la caméra Pixelfly.

Nous avons ensuite estimé la distance D entre la face de sortie de notre objectif et le nuage d'atomes froids. L'image de la figure II.18 comme celles de l'ensemble de nos expériences, a été acquise avec un nombre d'ouverture $N_0 = 8$ pour une focale $f' = 28 \text{ mm}$, ce qui équivaut à $N'_0 = 10,3$ pour une focale $f' = 105 \text{ mm}$ selon les données constructeur de l'objectif. Mais ces valeurs correspondent à une conjugaison " ∞ -foyer" dans laquelle nous ne nous plaçons pas en pratique.

Pour mesurer précisément ce nombre d'ouverture dans notre configuration, nous avons appliqué deux méthodes différentes.

Dans la première, nous avons éclairé par l'arrière (côté A' figure VI.2) un point source de telle sorte que le grandissement soit égal à G_T . Dans ces conditions, l'objectif est éclairé par un cône de lumière de demi-angle α' et la lumière se focalise au point A avec un demi-angle α . En mesurant à une distance connue de A la taille du cône de lumière α , nous avons estimé α'



et en avons déduit le nombre ouverture réel N'_{mes} pour cette conjugaison grâce à la relation :

$$N'_{\text{mes}} = \frac{1}{2\alpha} G_T \quad (\text{VI.1})$$

Nos résultats sont résumés dans le tableur qui suit :

N_0	N'_0	α (en rad)	N'_{mes}
3,5	4,5	$3,4 \cdot 10^{-2}$	5,4
5,6	7,2	$2,2 \cdot 10^{-2}$	8,4
8	10,3	$1,5 \cdot 10^{-2}$	12,3
11	14,1	$1,0 \cdot 10^{-2}$	18,5
16	20,6	$6,8 \cdot 10^{-3}$	27,2
22	28,3	$4,4 \cdot 10^{-3}$	42

La seconde méthode a consisté à éclairer l'objectif photographique, dans un sens puis dans l'autre, avec un faisceau collimaté. En pointant les pupilles d'entrée et de sortie, nous avons pu déterminer le grandissement pupillaire $G_P = \frac{\Phi_{\text{PS}}}{\Phi_{\text{PE}}}$ du système, rapport des diamètres des pupilles de sortie Φ_{PS} et d'entrée Φ_{PE} de l'objectif photographique. Or celui-ci permet de remonter à l'angle α' connaissant le grandissement transverse G_T par la relation :

$$\frac{1}{2\alpha'} = N'_0 \left(1 + \left| \frac{G_T}{G_P} \right| \right)$$

Pour $N_0 = 8$, nous avons mesuré $G_P = 1,15$ ce qui correspond à :

$$N'_{\text{mes}} = 13,6 \quad \text{et} \quad \alpha = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$$

Ces résultats sont à comparer avec ceux de la première méthode pour laquelle nous avons trouvé :

$$N'_{\text{mes}} = 12,3 \quad \text{et} \quad \alpha = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$$

Les deux méthodes sont donc en bon accord, et en prenant $\alpha = 1,45 \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$ rad, nous obtenons les valeurs suivantes pour l'angle solide de collection Ω et l'efficacité de collection η :

$$\Omega = \pi\alpha^2 = (6,65 \pm 0,45) \times 10^{-4} \text{ srad} \quad \text{soit} \quad \eta = \frac{\Omega}{4\pi} = (5,30 \pm 0,36) \times 10^{-5}$$

VI.2 Caractérisation et étalonnage de la caméra intensifiée

VI.2.1 Principe de fonctionnement et système optique

L'intensificateur que nous utilisons est un appareil de la marque *Hamamatsu*, modèle *C096-22MGaAs*, fonctionnant sur le principe d'un photomultiplicateur. Un photon frappant la face d'entrée de l'intensificateur va entraîner l'arrachement d'un électron dans un micro-canal. Cet électron va lui-même produire une gerbe d'électrons. Après amplification, cette gerbe vient frapper un écran de phosphore dont on forme l'image sur le plan de la caméra CCD grâce à une lentille relai en configuration "2f-2f".

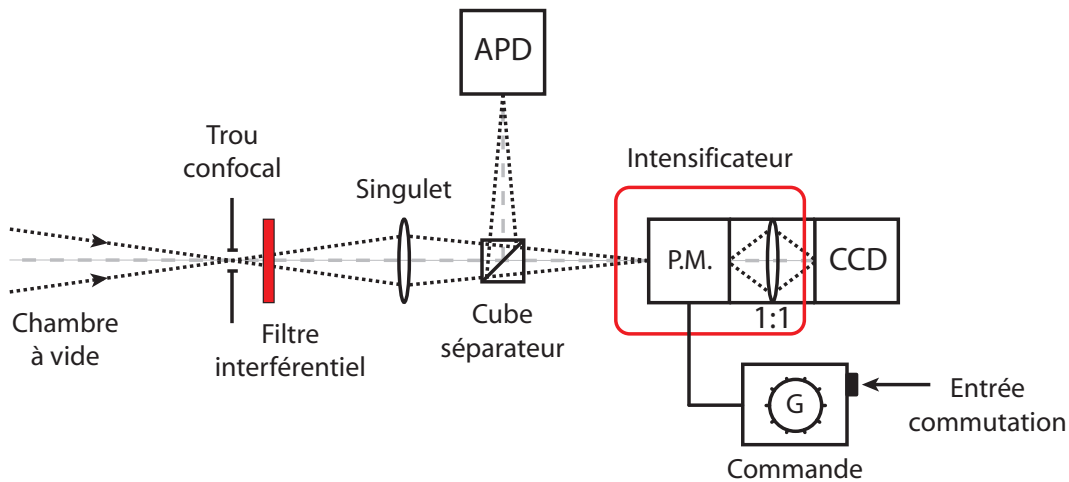


FIGURE VI.3 – Insertion de l'intensificateur dans le système optique.

L'amplification du signal se fait en appliquant une différence de potentiel aux bornes des micro-canaux et le gain appliqué est contrôlé par l'intermédiaire d'un boîtier externe de commande potentiométrique dont la position, et donc la valeur, sont notée G . Un signal de type TTL peut être appliqué sur ce boîtier de contrôle pour pouvoir très rapidement commuter la différence de potentiel appliquée entre les valeurs $U = 0$ et $U = E(G)$. Les caractéristiques générales de cet appareil sont décrites à la référence [Ham,].

Cette dernière possibilité transforme alors l'ensemble ICCD = {intensificateur + CCD} en un système d'acquisition d'images ultra-rapide, à fort gain et à très bas niveau de bruit. Cet obturateur électronique permet en particulier d'éviter la détection de toute lumière parasite en dehors des fenêtres d'observations souhaitées, c'est-à-dire en dehors de la durée τ du pulse sonde auquel sera superposé l'acquisition de l'ICCD. Il est ainsi possible d'accumuler sur

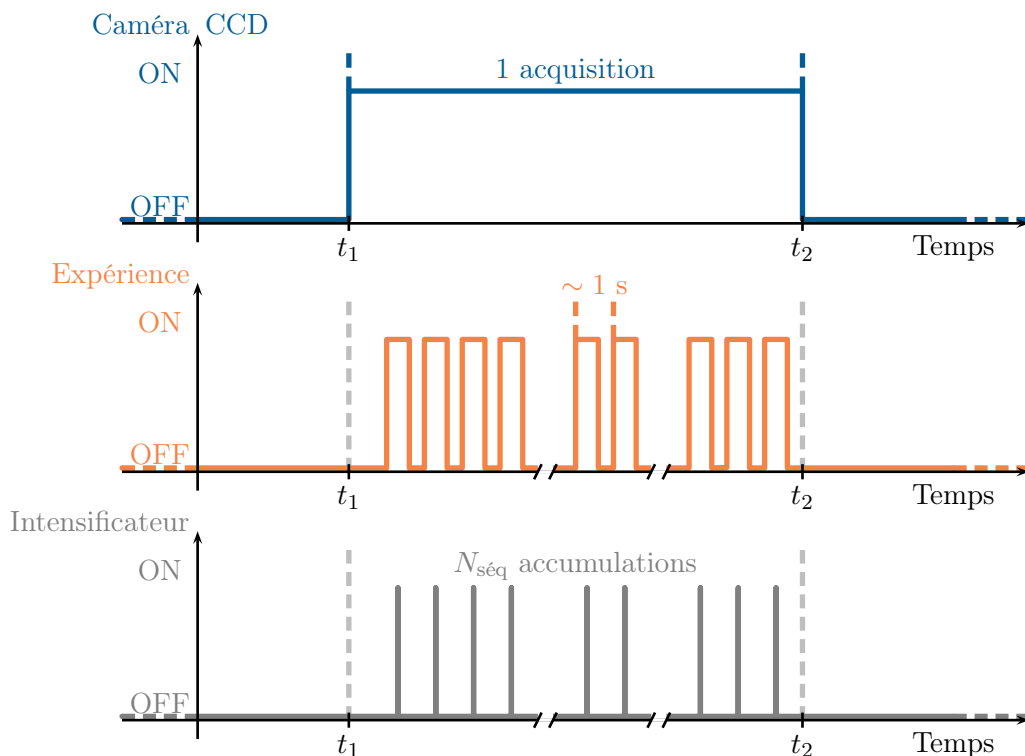


FIGURE VI.4 – Utilisation de l'intensificateur comme obturateur électronique ultra-rapide.

une seule image de la caméra (cf. Fig.VI.4) le signal intégré sur un grand nombre $N_{\text{séq}}$ de réalisations de la même expérience sans qu'un signal parasite non simultané avec le flash du pulse sonde ne vienne dégrader le rapport signal sur bruit.

VI.2.2 Etalonnage en régime multi-photonique

En pratique, l'amplification de l'intensificateur est ajustable manuellement grâce à un potentiomètre gradué de 0 à 10 qui permet de faire varier le gain de l'électronique. Il est nécessaire d'étalonner cette amplification pour déterminer de façon absolue sur chaque image le nombre de photons émis par les atomes d'un échantillon donné et détecté par la caméra intensifiée. Ceci a d'abord été réalisé en répétant un grand nombre de fois la séquence expérimentale présentée sur la figure VI.5 en se basant sur la fluorescence d'un échantillon multi-atomique chargé dans notre pince optique. Nous verrons dans la partie suivante qu'un étalonnage complémentaire peut être obtenu en calfeutrant la face d'entrée du système d'imagerie et en enregistrant simplement les coups dus à de la lumière parasite ou à l'auto-génération d'électron dans les microcanaux de l'intensificateur.

La première expérience d'étalonnage est donc conduite en régime multi-atomique dont on décrira les conditions de fonctionnement dans la partie V.2. Cette méthode présente l'avantage d'obtenir un signal analysable en un minimum de temps et de façon reproductible. Nous verrons cependant qu'elle entraîne un élargissement de la taille des événements détectés, ce qui peut être problématique, notamment lors de l'étude de temps de vol. Les séquences présen-

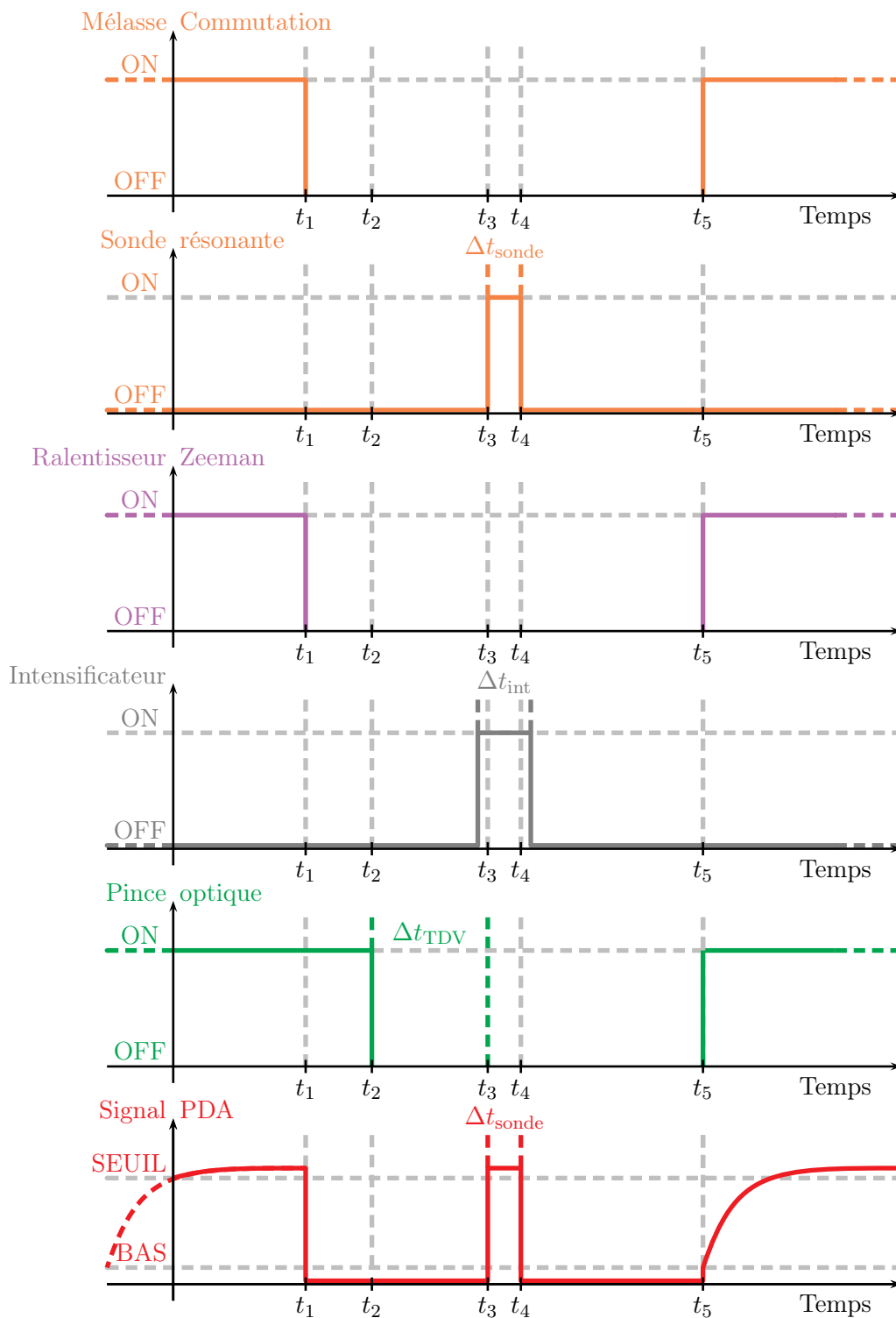


FIGURE VI.5 – Séquence réalisée pour étudier le gain de l'intensificateur.

tées sur la figure VI.5 sont déclenchées informatiquement lorsque la fluorescence du réservoir d'atomes froids atteint quasiment sa valeur maximale. Le taux de répétition des séquences est donc proche du temps caractéristique de formation du réservoir d'atomes froids, soit environ

une seconde. Lorsque l'échantillon atomique est flashé après un court temps de vol, la probabilité qu'un pixel reçoive plusieurs photons consécutivement, issus de deux atomes situés selon le même axe d'observation de la caméra, devient grande. Nous dirons donc qu'il s'agit d'un régime multi-photonique.

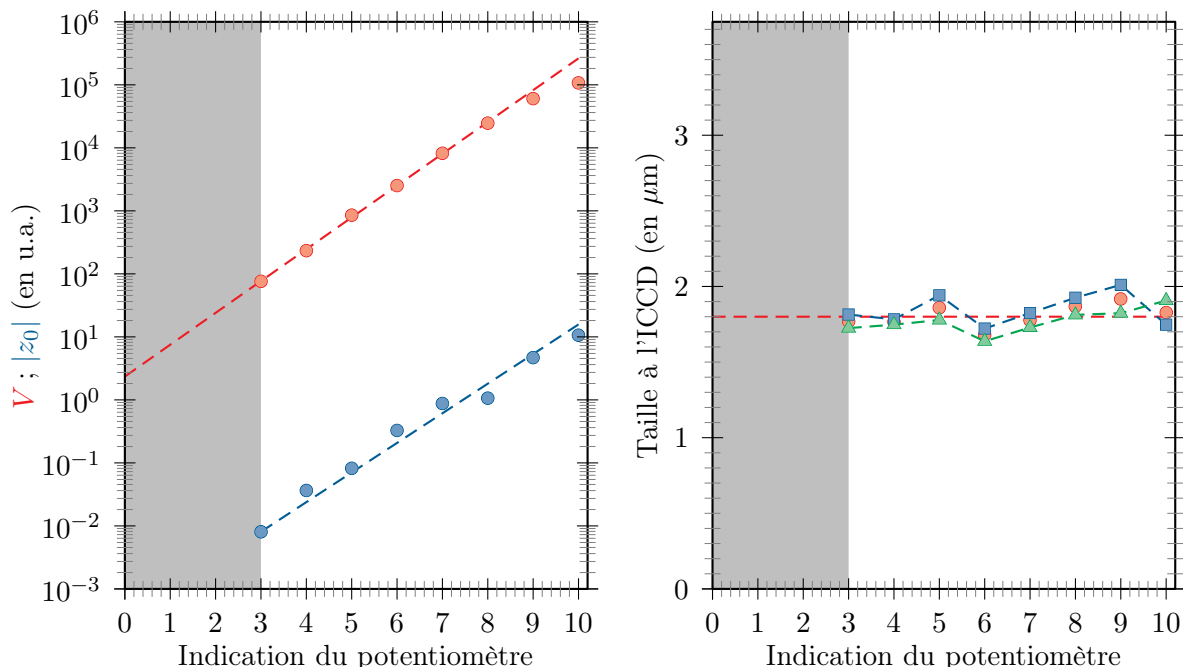


FIGURE VI.6 – A gauche : calibration du gain à l'ICCD en fonction de l'indication du potentiomètre de l'intensificateur. A droite : évolution de σ_x (rectangle bleu) et σ_y (triangle vert) ainsi eu de leur moyenne (cercle rouge).

La figure VI.6 présente les résultats expérimentaux obtenus en régime multiphotonique lorsque l'on modifie la position du potentiomètre de l'intensificateur. Pour chaque point expérimental, nous avons étudié le signal de fluorescence atomique moyen détecté à la caméra CCD par séquence. Il a été obtenu en divisant dans un premier temps le signal reçu sur chaque pixel de la caméra CCD par le nombre total $N_{\text{séq}}$ de séquences effectuées. Typiquement, $N_{\text{séq}}$ est de l'ordre de 100 de façon à ce que le rapport signal sur bruit soit correct. Nous obtenons ainsi une grandeur correspondant au signal moyen détecté par séquence. Nous l'avons ensuite ajusté par une fonction de Gauss à deux dimensions rendant les valeurs des paramètres A , qui désigne l'amplitude la fonction de Gauss, z_0 , représentant le niveau de bruit de fond de l'image et (x_0, y_0) , caractérisant la position du micro-nuage dans le plan de la caméra. Nous obtenons en outre les valeurs des paramètres σ_x et σ_y correspondant aux tailles caractéristiques à $\exp(-\frac{1}{2})$ selon les deux axes de la caméra.

Comme on pouvait s'y attendre, la position du signal reste la même quelque soit l'indication du potentiomètre. Nous n'avons pas détecté de variations supérieures à 1 pixel pour les valeurs de x_0 et y_0 et ne les avons donc pas représentées sur la figure VI.6. Le graphe de gauche présente en revanche l'évolution du niveau de fond z_0 . La valeur de z_0 provient de trois contributions d'importance et de nature différentes. La première est le bruit de lecture de

la caméra CCD qui est indépendant de l'état de l'intensificateur et devient donc négligeable lorsque l'amplification devient très importante. La seconde contribution est le fond de lumière parasite due au faisceau résonnant de la sonde à 780 nm alors que la troisième provient de la fluorescence des atomes du réservoir au voisinage du piège dipolaire. Il s'agit dans les deux cas de signaux optiques qui vont donc être amplifiés au niveau de l'intensificateur. Puisque la sonde utilisée est verticale et par conséquent orthogonale à l'axe d'observation de la caméra intensifiée, la contribution de la lumière parasite est négligeable devant celle de la fluorescence des atomes du réservoir. C'est donc cette troisième contribution qui est prépondérante dans le facteur z_0 . Grâce à la donnée de A , σ_x et σ_y , nous avons déduit le signal de fluorescence total V , reçu en moyenne par séquence, en sommant les contributions de chaque pixel de l'image. Le résultat obtenu est en parfait accord avec le calcul direct de V à partir de l'ajustement gaussien par la relation $V = 2\pi \times A \times \sigma_x \times \sigma_y$.

Le graphe de gauche de la figure VI.6 présente sur une échelle logarithmique l'évolution de V et de $|z_0|$. Naturellement, le comportement de ces deux grandeurs vis-à-vis de la position du potentiomètre est similaire. Nous avons ajusté chacune des deux courbes par une fonction affine jusqu'à la position 9 du boîtier externe. Nous avons ainsi pu extraire une valeur du gain par division $G_{\text{div}} \simeq 3$. Pour des positions du potentiomètre au delà de 9, l'amplification commence à saturer et la probabilité de détection d'évènements parasites comme l'auto-génération d'électrons devient importante. Pour des positions en deçà 3, le temps d'acquisition est trop long et le bruit trop important pour qu'un résultat exploitable puisse être obtenu dans un laps de temps raisonnable.

Le graphe de droite de la figure VI.6, représentant les tailles caractéristiques de l'échantillon atomique détecté en fonction de la position du potentiomètre, montre qu'il n'y a pas d'effet d'élargissement dû à la variation d'amplification de l'intensificateur. Quel que soit le gain utilisé, les tailles σ_x et σ_y restent constantes et égales à $1,82 \pm 0,18 \mu\text{m}$. Nous pouvons cependant remarquer que ces tailles sont nettement supérieures à la valeur $\sigma_0 = 1,2 \mu\text{m}$ obtenue pour une image par temps de vol d'atomes uniques (cf. III.5.2) pour laquelle le nombre de coups détectés par pixel est nettement plus faible. Il semble donc qu'un effet d'élargissement intervienne en régime multiphotonique. C'est pourquoi nous avons étalonné l'intensificateur en suivant une seconde démarche expérimentale se déroulant en régime mono-photonique.

VI.2.3 Etalonnage en régime mono-photonique

Le principe de cette méthode d'étalonnage consiste à calfeutrer la face d'entrée de la caméra intensifiée de manière à réduire drastiquement le nombre d'évènements détectés pendant une acquisition. Pour être efficace, il faut trouver un compromis entre le nombre d'évènements enregistrés, le caractère mono-photonique du régime d'accumulation de ces évènements et la durée raisonnable du temps d'acquisition de ces événements. L'objectif est que l'acquisition soit suffisamment courte et le flux de photons suffisant faible pour que la probabilité que deux photons impactent successivement le même pixel soit très faible mais que plusieurs centaines de photons viennent frapper la caméra en quelques secondes. Pour les données expérimentales (comme celles de la figure VI.7) que nous interpréterons dans cette partie, la durée de

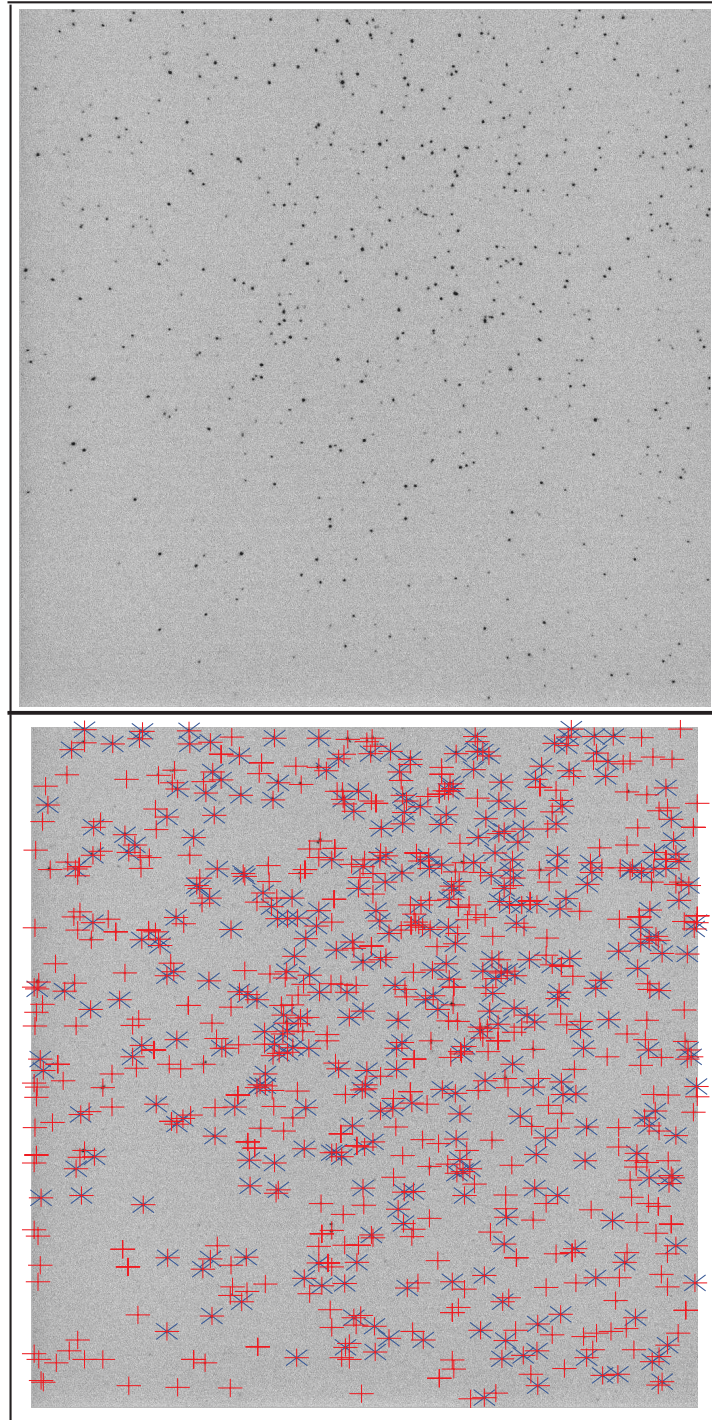


FIGURE VI.7 – Image à l'ICCD en régime monophotonique. En haut : les différents impacts apparaissent plus ou moins noirs suivant leur intensité. En bas : les croix rouges représentent les 800 premiers évènements détectés par l'algorithme d'analyse d'images. Les croix bleues s'intéressent aux seuls évènements qui sont considérés hors du bruit de fond de l'image.

l'acquisition était de 5 s.

Comme en régime multiphotonique, notre objectif est d'une part de déterminer le niveau

d'amplification de l'intensificateur suivant sa position mais surtout d'autre part de mesurer la taille d'un évènement détecté lors d'acquisition et de vérifier que celui-ci est indépendant de l'amplification appliquée à l'ICCD. Nous cherchons en outre ici à étudier la distribution statistique en amplitude des évènements et à savoir s'il existe un moyen de filtrer une image en ne conservant que les signaux provenant de la détection d'un photon. Nous avons pour cela développé un algorithme d'analyse d'images dont on présente ici le principe et les résultats qu'il nous a permis d'extraire.

Algorithme d'analyse d'images :

Etape 1 : L'image acquise à l'ICCD est d'abord chargée dans notre fichier d'analyse puis les valeurs de chaque pixel sont ordonnées dans un même vecteur suivant le numéro du pixel. Nous avons représenté en haut sur la figure VI.7 une image typique acquise en position 7 de l'intensificateur.

Etape 2 : Dans un deuxième temps, nous soustrayons à l'image le niveau de fond correspondant à la non-homogénéité du bruit de lecture de la caméra. Le bruit de fond devient alors un bruit blanc sur la totalité des 1048576 pixels de la caméra.

Etape 3 : Dans un troisième temps, une analyse statistique du vecteur image sans fond permet de déterminer la position $(x_{\maxloc}, y_{\maxloc})$ du pixel portant le signal de plus grande amplitude.

Etape 4 : A partir de cette position centrale, nous cherchons selon les deux directions de l'espace les deux positions respectivement (x_{\min}, y_{\min}) et (x_{\max}, y_{\max}) pour lesquelles la valeur du vecteur de l'image sans fond s'annule.

Etape 5 : Une fois cette zone de signal définie, on définit une zone d'étude 2×2 fois plus grande en élargissant la zone d'intérêt à $2(x_{\min} + x_{\max})$ et $2(y_{\min} + y_{\max})$. En régime mono-photonique, la probabilité qu'un deuxième évènement se trouve dans cette région est relativement faible mais reste non nulle ($\sim 3\%$). Les quelques cas particuliers sont vite détectés par notre algorithme et peuvent être analysés a posteriori comme nous le verrons plus loin.

Etape 6 : Nous ajustons ensuite le signal sur la zone d'étude précédente par une fonction de Gauss à deux dimensions dont on détermine l'amplitude A , les tailles σ_x et σ_y ainsi que le volume $V = 2\pi A\sigma_x\sigma_y$ et la position du pixel central d'origine correspondant à l'ajustement $(x_{0,\text{ajust}}, y_{0,\text{ajust}})$.

Etape 7 : Ces données sont stockées et l'amplitude associée à chacun des pixels de la zone d'étude est mise à zéro.

Etape 8 : On peut alors rechercher à nouveau le pixel de plus grande amplitude, qui correspond au deuxième plus haut signal de l'image. En itérant les étapes précédentes jusqu'à arriver au niveau de fond de l'image, on peut ainsi étudier les propriétés de tous évènements détectés par l'algorithme. On représente alors, comme cela a été fait sur la figure VI.8, les différentes grandeurs utiles pour notre exploitation. Parmi celles-ci, la valeur des résidus correspond à l'écart quadratique moyen rapporté à l'amplitude du signal

entre les résultats de chaque ajustement et les données brutes sur la zone d'étude de l'évènement considéré.

Etape 9 : On remarque sur les graphes de la figure VI.8 qu'au delà d'un certain numéro d'évènement, le bruit sur les résultats devient très important. Il s'agit de la signature que le niveau de fond est atteint par l'algorithme et que les évènements détectés au-delà de ce seuil n'en sont pas. Pour le vérifier, nous avons étudié la probabilité de trouver un évènement possédant un nombre de coups donnés. Les résultats typiques obtenus pour une image acquise à gain 7 et une autre à gain 10 sont représentés sur la figure VI.9. Ces deux courbes mettent en évidence un niveau de seuil au-dessus duquel un évènement identifié par l'algorithme est bien le résultat de la détection d'un photon au niveau de la puce de la caméra CCD. Il est donc possible de discriminer un "vrai" évènement d'un "faux" évènement.

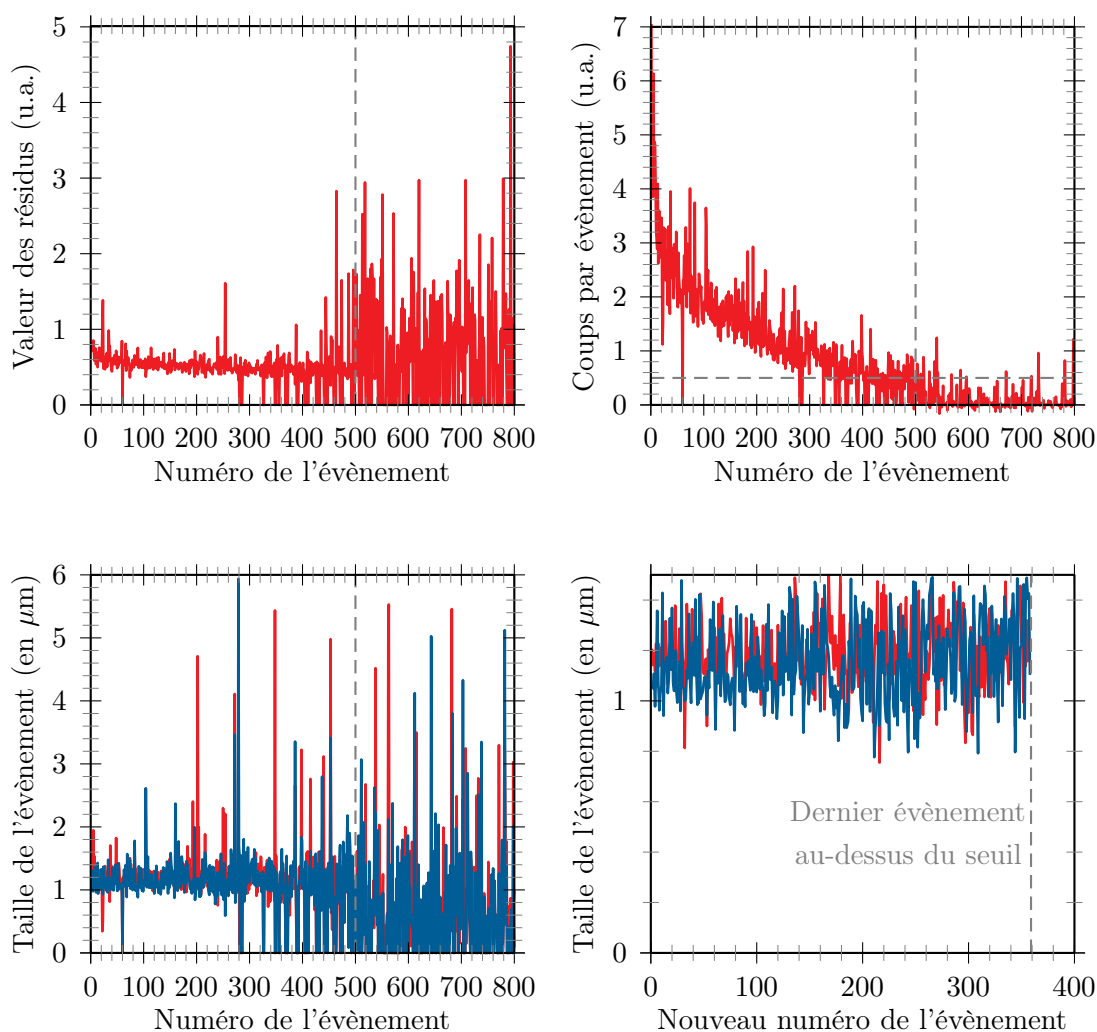


FIGURE VI.8 – Analyse des images en régime mono-photonique. a) Résidus après ajustement pour chaque évènement détecté. b) Nombre total de coups détectés en fonction de l'évènement. c) Tailles caractéristiques de chaque évènement après ajustement. d) Tailles des évènements ayant un nombre de coups total supérieur à 500.

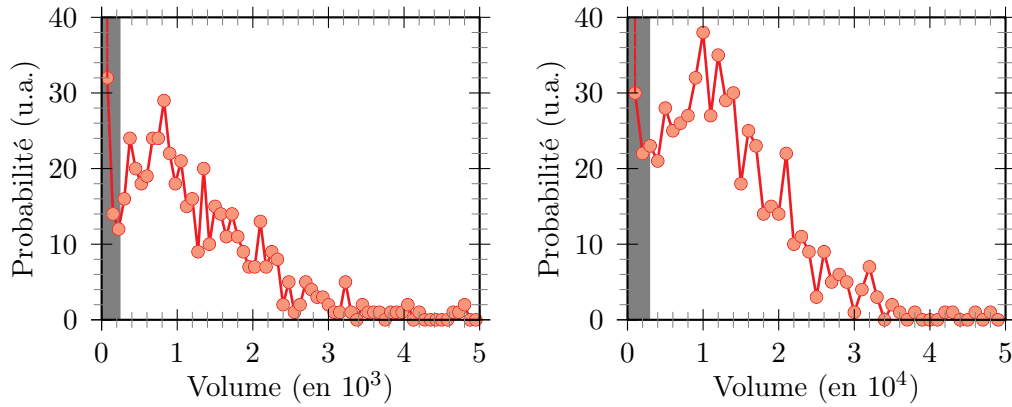


FIGURE VI.9 – Histogramme de la probabilité d’obtenir un évènement en fonction du nombre de coups total que représente l’évènement. A gauche) résultat obtenu en position 7. A droite) En position 10.

Etape 10 : Une fois ce seuil obtenu pour chaque valeur de gain, l’algorithme ne garde que les "vrais" évènements et s’intéresse à leurs tailles. Parmi ceux-ci, 3% environ présentent une taille anormalement élevée, résultat de la contribution de deux évènements dans la même région. En réexaminant ces quelques cas (de l’ordre d’une dizaine par image), on peut réajuster le signal si chaque évènement est bien séparé. Dans le cas inverse, l’algorithme les met de côté et n’en tient pas compte dans ses analyses statistiques. De la même façon, 2% des évènements ont une taille anormalement faible (un seul pixel est allumé). Là encore, l’ajustement gaussien n’en tient pas compte dans la suite de l’étude.

Etape 11 : Les tailles et le volume de "vrais" évènements restants sont triés dans de nouveaux vecteurs puis une étude statistique est lancée. Sur l’image du bas de la figure VI.7, des croix bleues pointent les "vrais" évènements gardés pour l’analyse que l’on peut ainsi comparer à l’oeil à l’ensemble de tous les évènements détectés initialement et représentés avec des croix rouges. Sur la figure VI.8 en bas à droite, on peut noter que la répartition des tailles σ_x et σ_y est comme on pouvait s’y attendre bien uniforme. L’algorithme d’analyse d’images en tire alors la valeur moyenne ainsi que l’écart-type à cette moyenne avec une bonne précision. De la même manière, nous déterminons la valeur moyenne du nombre de coups d’un "vrai" évènement ainsi que l’écart-type à cette moyenne. Compte tenu de la forme du signal de la figure VI.9, il n’est pas étonnant de trouver un écart-type de l’ordre de grandeur de la valeur moyenne.

Etape 12 : La dernière étape de notre analyse d’images consiste à rassembler les résultats précédents pour les différentes positions du gain de l’amplificateur. C’est ce qui est fait sur la figure VI.10. Grâce à cette étude, nous avons montré que notre dispositif élargit la taille d’un évènement par rapport à une situation sans intensificateur (cf. chapitre 1 et 2). Un "vrai" évènement possède ici en moyenne des tailles $\sigma_x = 1,20 \pm 0,10$ pixels et $\sigma_y = 1,11 \pm 0,11$ pixels. Les évènements présentent donc une légère asymétrie correspondant à une ellipticité d’environ 7%. Quant à l’amplification, elle est à nouveau bien ajustée par une loi affine sur une échelle logarithmique comme ce fut le cas

avec la méthode du régime multiphotonique. On notera en particulier qu'à gain 9, un évènement représente en moyenne $6,7 \pm 4,6 \cdot 10^3$ coups à l'ICCD.

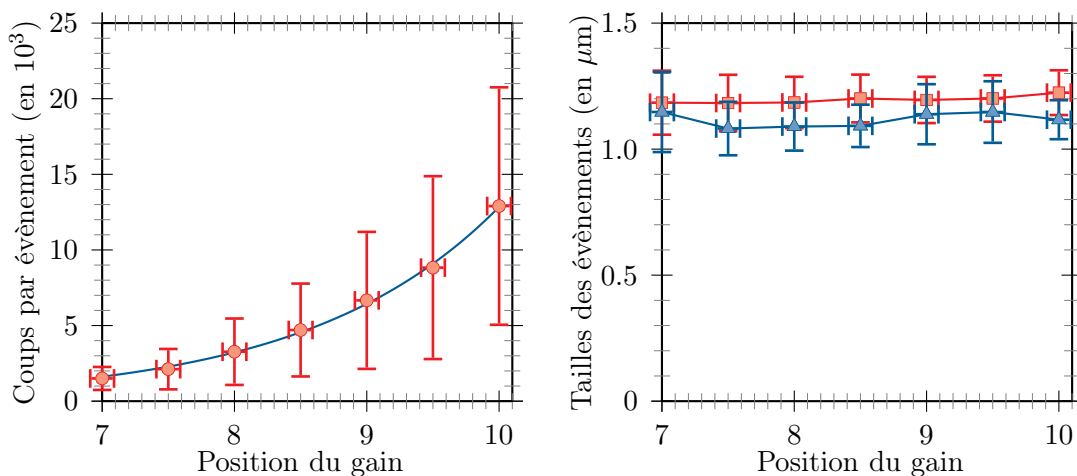


FIGURE VI.10 – *A gauche : amplification moyenne en fonction du gain de l'intensificateur. Les barres d'erreurs proviennent de l'analyse statistique des coups reçus à l'ICCD par évènement et apparaissent être proportionnelles au nombre de coups moyen par évènement. A droite : tailles caractéristiques moyennes des évènements en fonction du gain de l'intensificateur. Les fluctuations en fonction du gain sont très faibles ($< 2,5\%$) mais les évènements présentent une légère asymétrie d'environ 7%.*

Bien que déjà très satisfaisante dans ces résultats, la méthode que nous venons de décrire est fastidieuse à mettre en oeuvre et ne permet pas encore de remonter de façon précise à la valeur de l'efficacité de détection de l'intensificateur η_{ICCD} . Une étude plus efficace s'avère nécessaire. Elle devra notamment s'attacher à étudier la réponse de ce dispositif à la longueur d'onde précise des photons de fluorescence soit $\lambda_{\text{fluo}} = 780 \text{ nm}$, paramètre très important pour nos expériences et dont nous n'avons pas encore tenu compte dans notre étude. Une partie de ce travail a déjà été menée sur notre expérience par Andreas Fuhrmanek à la suite de ces travaux [Fuhrmanek, 2011] et s'appuie sur les modèles de photomultiplication électroniques [Matsuo et al., 1985] et d'analyse de signaux de faible amplitude [Basden et al., 2003].

Grâce à ces résultats certes préliminaires, l'étude en température d'atomes uniques par la méthode des temps de vol semble néanmoins tout à fait possible puisque nous avons pu faire apparaître au cours de notre étude un critère de détection de photons individuels. Notre dispositif peut ainsi être considéré comme une matrice de capteurs sensibles au photon unique.

Bibliographie

- [Cod,] *Code V 9.60, Optical Research Associates, 3280 East Foothill Boulevard, Suite 300, Pasadena, CA 91107-3103, USA ; <http://www.opticalres.com>.*
- [Ham,] *Hamamatsu Photonics K.K., Image Intensifier Unit : C9016-22, 325-6 Sunayama-cho, Naka-ku, Hamamatsu 430-8587, Japan.*
- [Lig,] *LightPath Technologies Inc., Model 350-240B, 2603 Challenger Tech Court, Suite 100, Orlando, FL 32826, USA ; <http://www.lightpath.com>.*
- [Mel,] *Melles Griot, Triplet modèle : 09 LAM 126, Doublet modèle : 01 LAO 226, Singulet modèle : 01 LDX 141, 55 Science Parkway, Rochester, NY 14620, USA ; <http://www.mellesgriot.com>.*
- [Opt,] *Optikos Corporation, 107 Audubon Road, Bldg. 3, Wakefield, MA 01880, USA ; <http://www.optikos.com/resources/articles/>.*
- [Akkermans et al., 2008] Akkermans, E., Gero, A., and Kaiser, R. (2008). Photon localization and dicke superradiance in atomic gases. *Physical Review Letters*, 101(10) :103602–.
- [Albiez et al., 2005] Albiez, M., Gati, R., Fölling, J., Hunsmann, S., Cristiani, M., and Oberthaler, M. (2005). Direct observation of tunneling and nonlinear self-trapping in a single bosonic Josephson junction. *Physical Review Letters*, 95(1) :010402.
- [Alt, 2002] Alt, W. (2002). An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 113(3) :142–144.
- [Alt et al., 2003] Alt, W., Schrader, D., Kuhr, S., Müller, M., Gomer, V., and Meschede, D. (2003). Single atoms in a standing-wave dipole trap. *Physical Review A*, 67(3) :033403–.
- [Anderlini et al., 2007] Anderlini, M., Lee, P., Brown, B., Sebby-Strabley, J., Phillips, W., and Porto, J. (2007). Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice. *Nature*, 448(7152) :452–456.
- [Ashcroft and Mermin, 1976] Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D. (1976). *Solid state physics*. Saunders, Philadelphia, Pa.
- [Bagnato et al., 1987] Bagnato, V., Pritchard, D. E., and Kleppner, D. (1987). Bose-einstein condensation in an external potential. *Physical Review A*, 35(10) :4354–4358.
- [Bakr et al., 2009] Bakr, W., Gillen, J., Peng, A., Fölling, S., and Greiner, M. (2009). A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 462(7269) :74–77.

- [Bali et al., 1999] Bali, S., O'Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., and Thomas, J. E. (1999). Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss. *Physical Review A*, 60(1) :R29–R32.
- [Barenco et al., 1995] Barenco, A., Bennett, C. H., Cleve, R., DiVincenzo, D. P., Margolus, N., Shor, P., Sleator, T., Smolin, J. A., and Weinfurter, H. (1995). Elementary gates for quantum computation. *Physical Review A*, 52(5) :3457–3467.
- [Barrett et al., 2001] Barrett, M., Sauer, J., and Chapman, M. (2001). All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. *Physical Review Letters*, 87(1) :010404.
- [Basden et al., 2003] Basden, A. G., Haniff, C. A., and Mackay, C. D. (2003). Photon counting strategies with low-light-level CCDs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345(3) :985–991.
- [Benhelm et al., 2008] Benhelm, J., Kirchmair, G., Roos, C., and Blatt, R. (2008). Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions. *Nature Physics*, 4(6) :463–466.
- [Bergamini et al., 2004] Bergamini, S., Darquié, B., Jones, M., Jacubowicz, L., Browaeys, A., and Grangier, P. (2004). Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(11) :1889–1894.
- [Bergquist et al., 1986] Bergquist, J., Hulet, R., Itano, W., and Wineland, D. (1986). Observation of quantum jumps in a single atom. *Physical Review Letters*, 57(14) :1699–1702.
- [Beugnon, 2007] Beugnon, J. (2007). *Contrôle de l'état interne d'un atome unique piégé et expériences d'interférences à deux photons : vers l'information quantique avec des atomes neutres*.
- [Beugnon et al., 2006] Beugnon, J., Jones, M., Dingjan, J., Darquié, B., Messin, G., Browaeys, A., and Grangier, P. (2006). Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms. *Nature*, 440(7085) :779–782.
- [Beugnon et al., 2007] Beugnon, J., Tuchendler, C., Marion, H., Gaetan, A., Miroshnychenko, Y., Sortais, Y., Lance, A., Jones, M., Messin, G., Browaeys, A., and Grangier, P. (2007). Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers. *Nat Phys*, 3(10) :696–699.
- [Bevington and Robinson, 2003] Bevington, P. R. and Robinson, D. K. (2003). *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. McGraw-Hill.
- [Birkel and Fortágh, 2007] Birkel, G. and Fortágh, J. (2007). Micro traps for quantum information processing and precision force sensing. *Laser and Photonics Review*, 1(1) :12–23.
- [Bloch et al., 2008] Bloch, I., Dalibard, J., and Zwerger, W. (2008). Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3) :885–964.
- [Born and Wolf, 1999] Born, M. and Wolf, E. (1999). *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press.
- [Brantut, 2009] Brantut, J. (2009). *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux : I. Condensat de Bose-Einstein "tout-optique" dans le régime d'emballlement ; II.*

- Trampoline à atomes froids : gravimètre et interféromètre atomique ; III. Condensat de Bose-Einstein dans un désordre à deux dimensions.*
- [Brantut et al., 2008] Brantut, J. P., Clément, J. F., de Saint Vincent, M. R., Varoquaux, G., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T., and Bouyer, P. (2008). Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms. *Physical Review A*, 78(3) :031401–.
- [Brennen et al., 1999] Brennen, G., Caves, C., Jessen, P., and Deutsch, I. (1999). Quantum logic gates in optical lattices. *Physical Review Letters*, 82(5) :1060–1063.
- [Briegel et al., 2000] Briegel, Calarco, T., Jaksch, D., Cirac, J., and Zoller, P. (2000). Quantum computing with neutral atoms. *Journal of Modern Optics*, 47(2) :415–451.
- [Brink and Satchler, 1994] Brink, D. M. and Satchler, G. R. (1994). *Angular momentum*. Clarendon Press, Oxford.
- [Browaeys et al., 2007] Browaeys, A., Beugnon, J., Tuchendler, C., Marion, H., Gaëtan, A., Miroshnychenko, Y., Darquié, B., Dingjan, J., Sortais, Y. R. P., Lance, A. M., Jones, M. P. A., Messin, G., and Grangier, P. (2007). Recent progress on the manipulation of single atoms in optical tweezers for quantum computing.
- [Browaeys et al., 2005] Browaeys, A., Häffner, H., Mckenzie, C., Rolston, S., Helmerson, K., and Phillips, W. (2005). Transport of atoms in a quantum conveyor belt. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 72(5).
- [Bucker et al., 2009] Bucker, R., Perrin, A., Manz, S., Betz, T., Koller, C., Plisson, T., Rottmann, J., Schumm, T., and Schmiedmayer, J. (2009). Single-particle-sensitive imaging of freely propagating ultracold atoms. *New Journal of Physics*, 11(10) :103039.
- [Burt et al., 1997] Burt, E., Ghrist, R., Myatt, C., Holland, M., Cornell, E., and Wieman, C. (1997). Coherence, correlations, and collisions : What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay. *Physical Review Letters*, 79(3) :337–340.
- [Cabrillo et al., 1999] Cabrillo, C., Cirac, J., Fernández, G., and Zoller, P. (1999). Creation of entangled states of distant atoms by interference. *Physical Review A*, 59(2) :1025–1033.
- [Calarco et al., 2000a] Calarco, T., Briegel, H. J., Jaksch, D., Cirac, J. I., and Zoller, P. (2000a). Entangling neutral atoms for quantum information processing. *Journal of Modern Optics*, 47(12) :2137–2149.
- [Calarco et al., 2004] Calarco, T., Dorner, U., Julienne, P. S., Williams, C. J., and Zoller, P. (2004). Quantum computations with atoms in optical lattices : Marker qubits and molecular interactions. *Physical Review A*, 70(1) :012306–.
- [Calarco et al., 2000b] Calarco, T., Hinds, E., Jaksch, D., Schmiedmayer, J., Cirac, J., and Zoller, P. (2000b). Quantum gates with neutral atoms : Controlling collisional interactions in time-dependent traps. *Physical Review A*, 61(2) :022304.
- [Castin et al., 1989] Castin, Y., Wallis, H., and Dalibard, J. (1989). Limit of Doppler cooling. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2046–2057.
- [Cerf and Grangier, 2007] Cerf, N. J. and Grangier, P. (2007). From quantum cloning to quantum key distribution with continuous variables : a review. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(2) :324–334.

- [Chiaverini et al., 2005] Chiaverini, J., Britton, J., Leibfried, D., Knill, E., Barrett, M., Blakstad, R., Itano, W., Jost, J., Langer, C., Ozeri, R., Schaetz, T., and Wineland, D. (2005). Implementation of the semiclassical quantum Fourier transform in a scalable system. *Science*, 308(5724) :997–1000.
- [Chu et al., 1985] Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J., Cable, A., and Ashkin, A. (1985). Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, 55(1) :48–51.
- [Chuu et al., 2005] Chuu, C., Schreck, F., Meyrath, T., Hanssen, J., Price, G., and Raizen, M. (2005). Direct observation of sub-poissonian number statistics in a degenerate bose gas. *Physical Review Letters*, 95(26) :260403.
- [Clément et al., 2009] Clément, J. F., Brantut, J. P., Robert-de Saint-Vincent, M., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T., and Bouyer, P. (2009). All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Physical Review A*, 79(6) :061406–.
- [Cline et al., 1994] Cline, R., Miller, J., Matthews, M., and Heinzen, D. (1994). Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering. *Optics Letters*, 19(3) :207–209.
- [Cohen-Tannoudji et al., 2001] Cohen-Tannoudji, C., Dupont-Roc, J., and Grynberg, G. (2001). *Processus d'interaction entre photons et atomes*. EDP Sciences.
- [Condon and Shortley, 1999] Condon, E. U. and Shortley, G. H. (1999). *The theory of atomic spectra*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Cozzini et al., 2006] Cozzini, M., Calarco, T., Recati, A., and Zoller, P. (2006). Fast Rydberg gates without dipole blockade via quantum control. *Optics Communications*, 264(2) :375–384.
- [Dalfovo et al., 1999] Dalfovo, F., Giorgini, S., Pitaevskii, L., and Stringari, S. (1999). Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Reviews of Modern Physics*, 71(3) :463–512.
- [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989] Dalibard, J. and Cohen-Tannoudji, C. (1989). Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2023–2045.
- [Darquié, 2005] Darquié, B. (2005). *Manipulation d'atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission contrôlée de photons par un atome unique*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay.
- [Darquié et al., 2005] Darquié, B., Jones, M., Dingjan, J., Beugnon, J., Bergamini, S., Sortais, Y., Messin, G., Browaeys, A., and Grangier, P. (2005). Controlled single-photon emission from a single trapped two-level atom. *Science*, 309(5733) :454–456.
- [Dehmelt, 1990] Dehmelt, H. (1990). Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Reviews of Modern Physics*, 62(3) :525–530.
- [Deutsch et al., 2000] Deutsch, I., Brennen, G., and Jessen, P. (2000). Quantum computing with neutral atoms in an optical lattice. *Fortschr. Phys.*, 48(9-11) :925–943.
- [Diedrich et al., 1989] Diedrich, F., Bergquist, J., Itano, W., and Wineland, D. (1989). Laser cooling to the zero-point energy of motion. *Physical Review Letters*, 62(4) :403–406.

-
- [Divincenzo, 2000] Divincenzo, D. (2000). The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, 48(9-11) :771–783.
- [DiVincenzo, 1995] DiVincenzo, D. P. (1995). Two-bit gates are universal for quantum computation. *Physical Review A*, 51(2) :1015–1022.
- [Dorner et al., 2005] Dorner, U., Calarco, T., Zoller, P., Browaeys, A., and Grangier, P. (2005). Quantum logic via optimal control in holographic dipole traps. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 7(10) :S341.
- [Dotsenko et al., 2005] Dotsenko, I., Alt, W., Khudaverdyan, M., Kuhr, S., Meschede, D., Miroshnychenko, Y., Schrader, D., and Rauschenbeutel, A. (2005). Submicrometer position control of single trapped neutral atoms. *Physical Review Letters*, 95(3) :033002.
- [Drewsen et al., 1994] Drewsen, M., Laurent, P., Nadir, A., Santarelli, G., Clairon, A., Castin, Y., Grison, D., and Salomon, C. (1994). Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap. *Applied Physics B*, 59(3) :283–298.
- [Dumke et al., 2002] Dumke, R., Volk, M., Mütter, T., Buchkremer, F., Birkl, G., and Ertmer, W. (2002). Micro-optical realization of arrays of selectively addressable dipole traps : A scalable configuration for quantum computation with atomic qubits. *Physical Review Letters*, 89(9) :097903.
- [Engler et al., 2000] Engler, H., Weber, T., Mudrich, M., Grimm, R., and Weidemüller, M. (2000). Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasidelectrostatic dipole trap. *Physical Review A*, 62(3) :031402–.
- [Förster et al., 2006] Förster, L., Alt, W., Dotsenko, I., Khudaverdyan, M., Meschede, D., Miroshnychenko, Y., Reick, S., and Rauschenbeutel, A. (2006). Number-triggered loading and collisional redistribution of neutral atoms in a standing wave dipole trap. *New Journal of Physics*, 8(10) :259.
- [Fedichev et al., 1996] Fedichev, P., Reynolds, M., and Shlyapnikov, G. (1996). Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level. *Phys. Rev. Lett.*, 77(14).
- [Foot, 2005] Foot, C. J. (2005). *Atomic physics*. Oxford University Press, Oxford.
- [Frese et al., 2000] Frese, D., Ueberholz, B., Kuhr, S., Alt, W., Schrader, D., Gomer, V., and Meschede, D. (2000). Single atoms in an optical dipole trap : Towards a deterministic source of cold atoms. *Physical Review Letters*, 85(18) :3777–3780.
- [Fuhrmanek, 2011] Fuhrmanek, A. (2011). *From single to many atoms in a microscopic optical dipole trap*.
- [Fuhrmanek et al., 2010] Fuhrmanek, A., Lance, A., Tuchendler, C., Grangier, P., Sortais, Y., and Browaeys, A. (2010). Imaging a single atom in a time-of-flight experiment. *New J. Phys.*, 12(5) :053028.
- [Gaëtan, 2010] Gaëtan, A. (2010). *Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg*. EDP Sciences.
- [Gaetan et al., 2009] Gaetan, A., Miroshnychenko, Y., Wilk, T., Chotia, A., Viteau, M., Comparat, D., Pillet, P., Browaeys, A., and Grangier, P. (2009). Observation of collective excitation of two individual atoms in the rydberg blockade regime. *Nat Phys*, 5(2) :115–118.
-

- [Gallagher and Pritchard, 1989] Gallagher, A. and Pritchard, D. E. (1989). Exoergic collisions of cold Na^*-Na . *Physical Review Letters*, 63(9) :957–960.
- [Gensemer et al., 2000] Gensemer, S. D., Gould, P. L., Leo, P. J., Tiesinga, E., and Williams, C. J. (2000). Ultracold ^{87}Rb ground-state hyperfine-changing collisions in the presence and absence of laser light. *Physical Review A*, 62(3) :030702–.
- [Gensemer et al., 1997] Gensemer, S. D., Sanchez-Villicana, V., Tan, K. Y. N., Grove, T. T., and Gould, P. L. (1997). Trap-loss collisions of ^{85}Rb and ^{87}Rb : Dependence on trap parameters. *Physical Review A*, 56(5) :4055–4063.
- [Gericke et al., 2001] Gericke, T., Würtz, P., Reitz, D., Utfeld, C., and Ott, H. (2007-12-01). All-optical formation of a Bose-Einstein condensate for applications in scanning electron microscopy. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 89(4) :447–451.
- [Gisin et al., 2002] Gisin, N., Ribordy, G., Tittel, W., and Zbinden, H. (2002). Quantum cryptography. *Reviews of Modern Physics*, 74(1) :145–195.
- [Gomez et al., 2004] Gomez, E., Aubin, S., Orozco, L., and Sprouse, G. (2004). Lifetime and hyperfine splitting measurements on the 7s and 6p levels in rubidium. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(11) :2058–2067.
- [Gomez et al., 2005] Gomez, E., Baumer, F., Lange, A. D., Sprouse, G. D., and Orozco, L. A. (2005). Lifetime measurement of the 6s level of rubidium. *Physical Review A*, 72(1) :012502–.
- [Goodman, 1968] Goodman, J. W. (1968). *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill, San Francisco.
- [Greiner et al., 2002] Greiner, M., Mandel, O., Esslinger, T., Hansch, T., and Bloch, I. (2002). Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415(6867) :39–44.
- [Grier, 2003] Grier, D. (2003). A revolution in optical manipulation. *Nature*, 424(6950) :810–816.
- [Grimm et al., 2000] Grimm, R., Weidemüller, M., Ovchinnikov, Y. B., Bederson, B., and Walther, H. (2000). *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, volume Volume 42, pages 95–170. Academic Press.
- [Grover, 1997] Grover, L. K. (1997). Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Physical Review Letters*, 79(2) :325–328.
- [Grunzweig et al., 2010] Grunzweig, T., Hilliard, A., McGovern, M., and Andersen, M. (2010). Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap. *Nat Phys*, 6(12) :951–954.
- [Hansch and Schawlow, 1975] Hansch, T. and Schawlow, A. (1975). Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1) :68–69.
- [Heavens, 1961] Heavens, O. (1961). Radiative transition probabilities of the lower excited states of the alkali metals. *J. Opt. Soc. Am.*, 51(10) :1058–1061.

-
- [Hecker-Denschlag et al., 2002] Hecker-Denschlag, J., Simsarian, J. E., Häffner, H., McKenzie, C., Browaeys, A., Cho, D., Helmerson, K., Rolston, S. L., and Phillips, W. D. (2002). A Bose-Einstein condensate in an optical lattice. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 35(14) :3095.
- [Hu and Kimble, 1994] Hu, Z. and Kimble, H. J. (1994). Observation of a single atom in a magneto-optical trap. *Opt. Lett.*, 19(22) :1888–1890.
- [Hung et al., 2008] Hung, C., Zhang, X., Gemelke, N., and Chin, C. (2008). Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 78(1).
- [Isenhower et al., 2010] Isenhower, L., Urban, E., Zhang, X., Gill, A., Henage, T., Johnson, T., Walker, T., and Saffman, M. (2010). Demonstration of a neutral atom controlled-not quantum gate. *Physical Review Letters*, 104(1) :010503.
- [Itah et al., 2010] Itah, A., Veksler, H., Lahav, O., Blumkin, A., Moreno, C., Gordon, C., and Steinhauer, J. (2010). Direct observation of a sub-poissonian number distribution of atoms in an optical lattice. *Physical Review Letters*, 104(11) :113001.
- [Jaksch et al., 1999] Jaksch, D., Briegel, H., Cirac, J., Gardiner, C., and Zoller, P. (1999). Entanglement of atoms via cold controlled collisions. *Physical Review Letters*, 82(9) :1975–1978.
- [Jaksch et al., 2000] Jaksch, D., Cirac, J., Zoller, P., Rolston, S., Côté, R., and Lukin, M. (2000). Fast quantum gates for neutral atoms. *Physical Review Letters*, 85(10) :2208–2211.
- [Joffe et al., 1993] Joffe, M. A., Ketterle, W., Martin, A., and Pritchard, D. E. (1993). Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a zeeman slower. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(12) :2257–2262.
- [Jones et al., 2007] Jones, M., Beugnon, J., Gaetan, A., Zhang, J., Messin, G., Browaeys, A., and Grangier, P. (2007). Fast quantum state control of a single trapped neutral atom. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 75(4).
- [Ketterle et al., 1996] Ketterle, W., Druten, N. J. V., Bederson, B., and Walther, H. (1996). *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*, volume Volume 37, pages 181–236. Academic Press.
- [Kielpinski et al., 2002] Kielpinski, D., Monroe, C., and Wineland, D. (2002). Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. *Nature*, 417(6890) :709–711.
- [Kinoshita et al., 2005] Kinoshita, T., Wenger, T., and Weiss, D. S. (2005). All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap. *Physical Review A*, 71(1) :011602–.
- [Kuhr et al., 2003] Kuhr, S., Alt, W., Schrader, D., Dotsenko, I., Miroshnychenko, Y., Rosenfeld, W., Khudaverdyan, M., Gomer, V., Rauschenbeutel, A., and Meschede, D. (2003). Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt. *Physical Review Letters*, 91(21) :213002.
- [Kuhr et al., 2001] Kuhr, S., Alt, W., Schrader, D., Muller, M., Gomer, V., and Meschede, D. (2001). Deterministic delivery of a single atom. *Science*, 293(5528) :278–280.
-

- [Kulatunga et al., 2010] Kulatunga, P., Blum, T., and Olek, D. (2010). Loading characteristics of a microscopic optical dipole trap. *arXiv :1009.2544v1 [physics.atom-ph]*.
- [Kuppens et al., 2000] Kuppens, S., Corwin, K., Miller, K., Chupp, T., and Wieman, C. (2000). Loading an optical dipole trap. *Physical Review A*, 62(1) :013406.
- [Lamb and Retherford, 1947] Lamb, Willis E., J. and Retherford, R. C. (1947). Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Physical Review*, 72(3) :241–243.
- [Landau and Lifshitz, 1976] Landau, L. and Lifshitz, L. (1976). *Mechanics 1*. Elsevier Butterworth-Heinemann.
- [Landau and Lifshitz, 1981] Landau, L. and Lifshitz, L. (1981). *Quantum Mechanics Non-Relativistic Theory*. Butterworth-Heinemann.
- [Lee et al., 2007] Lee, P., Anderlini, M., Brown, B., Strabley, S., Phillips, W., and Porto, J. (2007). Sublattice addressing and spin-dependent motion of atoms in a double-well lattice. *Physical Review Letters*, 99(2) :020402.
- [Lett et al., 1989] Lett, P., Phillips, W., Rolston, S., Tanner, C., Watts, R., and Westbrook, C. (1989). Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2084–2107.
- [Lett et al., 1988] Lett, P., Watts, R., Westbrook, C., Phillips, W., Gould, P., and Metcalf, H. (1988). Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical Review Letters*, 61(2) :169–172.
- [Loudon, 2010] Loudon, R. (2010). *The quantum theory of light*. Oxford University Press.
- [Lukin et al., 2001] Lukin, M., Fleischhauer, M., Cote, R., Duan, L., Jaksch, D., Cirac, J., and Zoller, P. (2001). Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles. *Physical Review Letters*, 87(3) :037901.
- [Mammen et al., 1996] Mammen, M., Helmersson, K., Kishore, R., Choi, S. K., Phillips, W. D., and Whitesides, G. M. (1996). Optically controlled collisions of biological objects to evaluate potent polyvalent inhibitors of virus-cell adhesion. *Chem Biol*, 3(9) :757–763.
- [Mandel et al., 2003a] Mandel, O., Greiner, M., Widera, A., Rom, T., Hänsch, T., and Bloch, I. (2003a). Coherent transport of neutral atoms in spin-dependent optical lattice potentials. *Physical Review Letters*, 91 :010407.
- [Mandel et al., 2003b] Mandel, O., Greiner, M., Widera, A., Rom, T., Hansch, T., and Bloch, I. (2003b). Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms. *Nature*, 425(6961) :937–940.
- [Mandel et al., 2003c] Mandel, O., Greiner, M., Widera, A., Rom, T., Hansch, T. W., and Bloch, I. (2003c). Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms. *Nature*, 425(6961) :937–940.
- [Matsuo et al., 1985] Matsuo, K., Teich, M. C., and Saleh, B. E. A. (Dec 1985). Noise properties and time response of the staircase avalanche photodiode. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 32(12) :2615–2623.
- [Messiah, 1999] Messiah, A. (1999). *Quantum mechanics*. Dover Publications, Mineola, N.Y.

-
- [Metcalf and van der Straten, 1994] Metcalf, H. and van der Straten, P. (1994). Cooling and trapping of neutral atoms. *Physics Reports*, 244(4-5) :203–286.
- [Miller et al., 1993] Miller, J., Cline, R., and Heinzen, D. (1993). Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms. *Physical Review Letters*, 71(14) :2204–2207.
- [Miroshnychenko et al., 2006] Miroshnychenko, Y., Alt, W., Dotsenko, I., Förster, L., Khudaverdyan, M., Meschede, D., Schrader, D., and Rauschenbeutel, A. (2006). Quantum engineering : An atom-sorting machine. *Nature*, 442(7099) :151–151.
- [Mohring et al., 2005] Mohring, B., Bienert, M., Haug, F., Morigi, G., Schleich, W. P., and Raizen, M. G. (2005). Extracting atoms on demand with lasers. *Physical Review A*, 71(5) :053601–.
- [Nagourney et al., 1986] Nagourney, W., Sandberg, J., and Dehmelt, H. (1986). Shelved optical electron amplifier : Observation of quantum jumps. *Physical Review Letters*, 56(26) :2797–2799.
- [Nelson et al., 2007] Nelson, K., Li, X., and Weiss, D. (2007). Imaging single atoms in a three-dimensional array. *Nat Phys*, 3(8) :556–560.
- [Neuhauser et al., 1980] Neuhauser, W., Hohenstatt, M., Toschek, P., and Dehmelt, H. (1980). Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator. *Physical Review A*, 22(3) :1137–1140.
- [Nielsen and Chuang, 2000] Nielsen, M. A. and Chuang, I. L. (2000). *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press.
- [O’Hara, 2000] O’Hara, K. (2000). *Optical Trapping and Evaporative Cooling of Fermionic Atoms*. Duke University.
- [O’hara et al., 2001] O’hara, K., Gehm, M., Granade, S., and Thomas, J. (2001). Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A*, 64(5) :051403.
- [Parkins and Zoller, 1992] Parkins, A. S. and Zoller, P. (1992). Laser cooling of atoms with broadband real gaussian laser fields. *Physical Review A*, 45(9) :6522–6538.
- [Peil et al., 2003] Peil, S., Porto, J., Tolra, B., Obrecht, J., King, B., Subbotin, M., Rolston, S., and Phillips, W. (2003). Patterned loading of a Bose-Einstein condensate into an optical lattice. *Physical Review A*, 67(5) :051603.
- [Perrin et al., 1998] Perrin, H., Kuhn, A., Bouchoule, I., and Salomon, C. (1998). Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice. *EPL (Europhysics Letters)*, page 395.
- [Phillips and Metcalf, 1982] Phillips, W. and Metcalf, H. (1982). Laser deceleration of an atomic beam. *Physical Review Letters*, 48(9) :596–599.
- [Raizen et al., 1992] Raizen, M., Gilligan, J., Bergquist, J., Itano, W., and Wineland, D. (1992). Ionic crystals in a linear paul trap. *Physical Review A*, 45(9) :6493–6501.
- [Ramsey, 1956] Ramsey, N. F. (1956). *Molecular Beams*. OUP Oxford.
- [Reif, 2009] Reif, F. (2009). *Fundamentals of statistical and thermal physics*. McGraw-Hill, New York.
-

- [Reymond et al., 2003] Reymond, G., Schlosser, N., Protsenko, I., and Grangier, P. (2003). Single-atom manipulations in a microscopic dipole trap. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 361(1808) :1527–1536.
- [Roos et al., 2004] Roos, C., Lancaster, G., Riebe, M., Häffner, H., Hänsel, W., Gulde, S., Becher, C., Eschner, J., Kaler, S., and Blatt, R. (2004). Bell states of atoms with ultralong lifetimes and their tomographic state analysis. *Physical Review Letters*, 92(22) :220402.
- [Roos et al., 2006] Roos, C. F., Chwalla, M., Kim, K., Riebe, M., and Blatt, R. (2006). "designer atoms" for quantum metrology. *Nature*, 443(7109) :316–319.
- [Rowej et al., 2002] Rowej, M. A., Ben-Kish, A., Demarco, B., Leibfried, D., Meyer, V., Beall, J., Britton, J., Hughes, J., Itano, W. M., Jelenković, B., Langer, C., Rosenband, T., and Wineland, D. J. (2002). Transport of quantum states and separation of ions in a dual RF ion trap. *Quantum Info. Comput.*, 2(4) :257–271.
- [Ruschewitz et al., 1996] Ruschewitz, F., Bettermann, D., Peng, J. L., and Ertmer, W. (1996). Statistical investigations on single trapped neutral atoms. *Europhys. Lett.*, 34(9) :651–656.
- [Saffman et al., 2010] Saffman, M., Walker, T., and Mølmer, K. (2010). Quantum information with rydberg atoms. *Reviews of Modern Physics*, 82(3) :2313–2363.
- [Savard et al., 1997] Savard, T. A., O'Hara, K. M., and Thomas, J. E. (1997). Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Physical Review A*, 56(2) :R1095–R1098.
- [Schlosser, 2001] Schlosser, N. (2001). *Etude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay.
- [Schlosser et al., 2002] Schlosser, N., Reymond, G., and Grangier, P. (2002). Collisional blockade in microscopic optical dipole traps. *Physical Review Letters*, 89(2) :023005.
- [Schlosser et al., 2001] Schlosser, N., Reymond, G., Protsenko, I., and Grangier, P. (2001). Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap. *Nature*, 411(6841) :1024–1027.
- [Schmidt-Kaler et al., 2003] Schmidt-Kaler, F., Häffner, H., Riebe, M., Gulde, S., Lancaster, G., Deuschle, T., Becher, C., Roos, C., Eschner, J., and Blatt, R. (2003). Realization of the Cirac–Zoller controlled-not quantum gate. *Nature*, 422(6930) :408–411.
- [Schrader et al., 2004] Schrader, D., Dotsenko, I., Khudaverdyan, M., Miroshnychenko, Y., Rauschenbeutel, A., and Meschede, D. (2004). Neutral atom quantum register. *Physical Review Letters*, 93(15) :150501.
- [Sebby-Strabley et al., 2005] Sebby-Strabley, J., Newell, R. T. R., Day, J. O., Brekke, E., and Walker, T. G. (2005). High-density mesoscopic atom clouds in a holographic atom trap. *Physical Review A*, 71(2) :021401–.
- [Seidelin et al., 2006] Seidelin, S., Chiaverini, J., Reichle, R., Bollinger, J., Leibfried, D., Britton, J., Wesenberg, J., Blakestad, R., Epstein, R., Hume, D., Itano, W., Jost, J., Langer, C., Ozeri, R., Shiga, N., and Wineland, D. (2006). Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing. *Physical Review Letters*, 96(25).

-
- [Sheng et al., 2008] Sheng, D., Galván, P., and Orozco, L. (2008). Lifetime measurements of the $5d$ states of rubidium. *Physical Review A*, 78(6) :062506.
- [Shor, 1994] Shor, P. W. (1994). Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring.
- [Söding et al., 1999] Söding, J., Guéry-Odelin, D., Desbiolles, P., Chevy, F., Inamori, H., and Dalibard, J. (1999). Three-body decay of a rubidium bose-einstein condensate. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 69(4) :257–261.
- [Sokolov et al., 2009] Sokolov, I. M., Kupriyanova, M. D., Kupriyanov, D. V., and Havey, M. D. (2009). Light scattering from a dense and ultracold atomic gas. *Physical Review A*, 79(5) :053405–.
- [Sortais et al., 2007] Sortais, Y., Marion, H., Tuchendler, C., Lance, A., Lamare, M., Fournet, P., Armellin, C., Mercier, R., Messin, G., Browaeys, A., and Grangier, P. (2007). Diffraction-limited optics for single-atom manipulation. *Physical Review A*, 75(1) :013406.
- [Steck, 2010] Steck, D. A. (revision 2.1.4, 23 December 2010). rubidium 87 d line data available online at <http://steck.us/alkalidata>.
- [Szczechowski et al., 2009] Szczechowski, J., Gartman, R., Witkowski, M., Tracewski, L., Zawada, M., and Gawlik, W. (2009). Analysis and calibration of absorptive images of Bose–Einstein condensate at nonzero temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 80(5) :053103–7.
- [Tuchendler et al., 2008] Tuchendler, C., Lance, A. M., Browaeys, A., Sortais, Y. R. P., and Grangier, P. (2008). Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer. *Phys. Rev. A*, 78 :033425.
- [Urban et al., 2009] Urban, E., Johnson, T., Henage, T., Isenhower, L., Yavuz, D., Walker, T., and Saffman, M. (2009). Observation of Rydberg blockade between two atoms. *Nat Phys*, 5(2) :110–114.
- [Vignerot, 1998] Vignerot, K. (1998). *Contrôle du bruit quantique de la lumière et mesures quantiques non-destructives utilisant des atomes piégés et refroidis*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l’Université Paris XI, Thèse de Doctorat de l’Université Paris XI, Orsay.
- [Weber et al., 2006] Weber, M., Volz, J., Saucke, K., Kurtsiefer, C., and Weinfurter, H. (2006). Analysis of a single-atom dipole trap. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 73(4).
- [Weiner et al., 1999] Weiner, J., Bagnato, V., Zilio, S., and Julienne, P. (1999). Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Reviews of Modern Physics*, 71(1) :1–85.
- [Wenger et al., 2006] Wenger, J., Rigneault, H., Dintinger, J., Marguet, D., and Lenne, P.-F. (2006). Single-fluorophore diffusion in a lipid membrane over a subwavelength aperture. *Journal of Biological Physics*, 32(1) :SN1–SN4.
- [Whitlock et al., 2009] Whitlock, S., Gerritsma, R., Fernholz, T., and Spreeuw, R. (2009). Two-dimensional array of microtraps with atomic shift register on a chip. *New Journal of Physics*, 11(2) :023021.
-

- [Wilk et al., 2010] Wilk, T., Gaëtan, A., Evellin, C., Wolters, J., Miroshnychenko, Y., Grangier, P., and Browaeys, A. (2010). Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade. *Physical Review Letters*, 104(1) :010502.
- [Wineland and Dehmelt, 1975] Wineland, D. and Dehmelt, H. (1975). Proposed $10^{14}\delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20(4) :637–637.
- [Yavuz et al., 2006] Yavuz, D., Kulatunga, P., Urban, E., Johnson, T., Proite, N., Henage, T., Walker, T., and Saffman, M. (2006). Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps. *Physical Review Letters*, 96(6).