



Interactions entre atomes de rubidium dans des états de Rydberg et intrication par blocage de Rydberg

Charles Evellin

► To cite this version:

Charles Evellin. Interactions entre atomes de rubidium dans des états de Rydberg et intrication par blocage de Rydberg. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2011. Français. NNT: . tel-00648095

HAL Id: tel-00648095

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00648095>

Submitted on 5 Dec 2011

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
ÉCOLE DOCTORALE DE POLYTECHNIQUE
OPTIQUE ET MILIEUX DILUÉS

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'École Polytechnique

Présentée et soutenue par

Charles EVELLIN

Interactions entre atomes de
rubidium dans des états de
Rydberg et intrication par blocage
de Rydberg

Thèse dirigée par Antoine BROWAEYS

préparée au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

soutenue le 16 septembre 2011

Jury :

Rapporteurs : Jakob REICHEL - CNRS (Laboratoire Kastler Brossel)
Matthew JONES - Durham University

Directeur : Antoine BROWAEYS - CNRS (Laboratoire Charles Fabry)

Examinateurs : Michel BRUNE - CNRS (Laboratoire Kastler Brossel)
Daniel COMPARAT - CNRS (Laboratoire Aimé Cotton)



Remerciements

There is no "I" in "teamwork". Et il est bien vrai que sans la formidable équipe de l’Institut d’Optique le travail de cette thèse n’aurait pu être possible. C’est pourquoi je tiens à remercier tout d’abord Antoine Browaeys, mon directeur de thèse. Ses connaissances, sa vision de la physique, son enthousiasme, son énergie, son souci des personnes ont été sources d’inspiration au cours de ces trois ans, me montrant qu’il n’y a de cesse dans cette profession. Je remercie également ceux qui ont travaillé directement avec moi : Alpha Gaëtan, Yannick Wolters, Jonathan Bawleski, Sylvain Ravet et Radu Chicireanu. En particulier je remercie Tatjana Wilk qui m’a encadré par sa sagesse, et qui a partagé avec moi de nombreuses heures dans le noir de la salle d’expérience. Je remercie également les membres du jury qui m’ont fait l’immense honneur d’avoir accepté de juger le travail de cette thèse : Jakob Reichel, Michel Brune, Matthew Jones et Daniel Comparat.

Je remercie ceux qui m’ont aidé plus ponctuellement : Yvan Sortais pour ses nombreux conseils tant en mécanique qu’en optique, et pour ses fameux lutins. Il n’y a pas de quoi amputer une jambe, mais d’après mon expérience, les lutins on s’en passe ! Egalement merci à Florence Fuchs pour m’avoir aidé à faire le vide, et surtout pour avoir supporté mon humour décalé ; à Frédéric Moron dont les conseils en électronique ont dépassé le cadre strict du travail ; à André Guilbaud et Patrick Roth à la mécanique ; à Gilles Colas de l’atelier d’optique qui m’a aidé à décrasser ma loupe en frottant curieusement ; et à Jean-Luc Cadoré et Jacky Robin pour m’avoir simultanément sauvé d’une avarie de climatisation et d’une inondation par le circuit d’évacuation d’eau.

Merci également à mes compagnons de thèse et membres de l’équipe de Philippe Grangier avec qui j’ai bien pu rigoler pendant les pauses “pas-thé” : Andreas Fuhrmanek avec qui j’ai partagé la même barque pendant trois ans ; mon compagnon de contrepétrie Rémi Blandino dont ce n’est pas le genre de bouder, et à qui s’est jointe Amandine Issaultier qui cogite sans haine dans ces moments-là ; et bien entendu Philippe Grangier, Marco Barbieri, Valentina Parigi, Imad Agha, Alexei Ourjoumstev, Rosa Tualle-Brouri et Gaëtan Messin.

Je remercie aussi celles et ceux qui poursuivront l’aventure : Luca Beguin qui, parlant de mon étude théorique et croyant qu’aucun homme n’est jamais assez fort pour le calcul, me proposa de prendre une informaticienne qui compile le C. Ronan Bourgain et Aline Vernier pour nos discussions animées sur les questions de société.

Enfin, avant de vous laisser découvrir mes travaux, je voudrais remercier mes proches qui m’ont soutenu pendant ces trois années intenses, en particulier Keiko Katsuki pour son soutien indéflectible.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Manipulation d'atomes uniques	9
2.1	Aspects théoriques du piège dipolaire optique	10
2.1.1	Le modèle classique	10
2.1.2	Le modèle quantique avec un atome à deux niveaux	13
2.1.3	Résultats théoriques avec un atome réaliste	16
2.1.4	Forme du potentiel de piégeage pour un faisceau gaussien . .	17
2.1.5	Le piégeage d'atomes uniques	20
2.2	Réalisation expérimentale du piège dipolaire optique	22
2.2.1	Système optique MIGOU (MIcroscope de Grande OUverture)	22
2.2.2	Imagerie des atomes piégés	26
2.2.3	Champ magnétique et électrique	30
2.2.4	Contrôle informatique de l'expérience et séquence expérimentale	31
2.3	Caractérisation des atomes piégés	35
2.3.1	Pronfondeur du piège	35
2.3.2	Fréquence radiale du piège	37
2.3.3	Température des atomes	40
2.3.4	Etat interne de l'atome	41
2.4	Conclusion	42
3	Etats de Rydberg à un atome	45
3.1	Etats de Rydberg à un atome	47
3.1.1	Fonction d'onde, énergie et défauts quantiques	47
3.1.2	Echelles d'énergie	49
3.1.3	Propriétés des états de Rydberg : durée de vie	50
3.1.4	Propriétés des états de Rydberg : taux de photo-ionisation .	56
3.1.5	Propriétés des états de Rydberg : déplacements lumineux .	56
3.1.6	Propriétés des états de Rydberg : Effet Stark	59
3.1.7	Propriétés des états de Rydberg : Effet Zeeman	65
3.2	Excitation d'un atome vers un état de Rydberg	67
3.2.1	Etat cible et état de départ	67
3.2.2	Excitation cohérente vers l'état $ 58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. .	69
3.2.3	Rappels sur les transitions à deux photons	69
3.2.4	Détails du système laser	73
3.2.5	Réalisation expérimentale de l'excitation	83
3.3	Conclusion	95

4 Interactions entre deux atomes dans un état de Rydberg : Aspects théoriques	97
4.1 Interactions dipôle-dipôle électrique entre deux atomes de Rydberg	98
4.2 Traitement perturbatif de l'interaction	100
4.3 Résonance de Förster et états choisis	100
4.4 Traitement par diagonalisation de l'hamiltonien	103
4.5 Zéros de Föster	105
4.6 Diagonalisation de l'hamiltonien complet	106
4.6.1 Effet d'anistotropie	112
4.6.2 Effet du champ magnétique	113
4.6.3 Effet du champ électrique	115
4.7 Interaction sur des états s	116
4.8 Conclusion	117
5 Blocage de Rydberg et mesure de l'énergie d'interaction	121
5.1 Utiliser le blocage pour le calcul quantique	122
5.2 Démonstration du blocage de Rydberg	124
5.2.1 Blocage de Rydberg sur l'état $ 58d_{3/2}\rangle$	124
5.2.2 Blocage de Rydberg sur l'état $ 69s_{1/2}\rangle$	128
5.2.3 Précisions sur l'état obtenu pour une impulsion π	128
5.3 Mesurer l'interaction	129
5.3.1 Effets attendus sur les spectres de transition	130
5.3.2 Spectroscopie par excitation à quatre photons	135
5.3.3 Spectroscopie par blocage de Rydberg	137
5.3.4 Spectroscopie par adressabilité des excitations	143
5.4 Conclusion	144
6 Application : Intrication déterministe d'atomes neutres	147
6.1 Créer un état intriqué en utilisant le blocage	148
6.2 Transition $ 58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow 5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$	150
6.3 Critère d'intrication	152
6.4 Intrication et mesure de fidélité	153
6.4.1 Séquence expérimentale complète	153
6.4.2 Problème de la mesure	155
6.4.3 Détermination de la fidélité de l'opération d'intrication	158
6.4.4 Détermination de la fidélité sur les paires d'atomes restantes .	161
6.4.5 Analyse du signal de parité $\Pi(\theta)$	162
6.5 Influence de la température	165
6.6 Conclusion	167
7 Conclusion et perspectives	169
A Propriétés du Rubidium 87	173
B Défauts quantiques	175

CHAPITRE 1

Introduction

La mécanique quantique, née au début du XXe siècle, est à l'origine de nombreuses avancées technologiques qui ont révolutionné le quotidien des Hommes. C'est ainsi qu'a d'abord vu le jour le transistor, première innovation technologique dont le principe de fonctionnement repose sur les principes fondamentaux de la mécanique quantique, et qui a permis à l'informatique moderne de se démocratiser grâce au développement des semi-conducteurs. Parmi les innovations ayant eu un grand succès, nous pouvons citer la technologie de la lumière amplifiée par l'émission stimulée (LASER = Light Amplification by Stimulated Emission Radiation), maintenant très répandue et utilisée dans des domaines aussi variés que la découpe de taule, l'épilation, la mesure de la distance Terre-Lune, la télécommunication, le guidage de missiles, les mesures météorologiques ou encore la caractérisation de la composition du sol marsien.

Sur le plan conceptuel, et sans volonté de développement technologique, la construction de la mécanique quantique ne fut pas un long fleuve tranquille, et nombre de paradoxes ont ainsi pu échauffer les esprits des pères fondateurs de cette science. Ce fut le cas du paradoxe dit "EPR", des noms d'Einstein, Poldosky et Rosen. Ce paradoxe fut posé initialement pour s'interroger si la mécanique quantique est une théorie complète ou non, c'est-à-dire s'il est possible de décrire un élément de réalité physique à partir de cette théorie. L'interrogation des auteurs fut posée en 1935 comme suit [Einstein *et al.* 1935] : en prenant deux systèmes physiques A et B en interaction pendant un temps fini il est possible de calculer, à partir de l'équation de Schrödinger, l'état du système total $A + B$ après l'interaction, mais il est en revanche impossible de connaître l'état de chacun des deux sous-systèmes physiques A ou B pris séparément. Ceci ne peut être fait qu'à partir de mesures, réalisées après l'interaction, par le processus de réduction du paquet d'onde. Ce faisant, pour deux types de mesures différentes effectuées sur A , comme par exemple si nous choisissons de mesurer la position ou la vitesse, la réduction du paquet d'onde laisse la possibilité que la fonction d'onde qui décrit le système B prenne deux formes. Deux fonctions d'onde pour le système B décriraient alors la même réalité physique. L'article conclut que, si ces deux fonctions d'ondes sont des états propres de deux opérateurs qui ne commutent pas, la mécanique quantique fait face à un paradoxe entre le caractère complet de la théorie, et le fait que deux opérateurs qui ne commutent pas peuvent avoir simultanément une réalité.

Le paradoxe soulevé par Einstein, Poldosky et Rosen a pour conséquence que si la théorie quantique est complète nous devrions abandonner la notion de causalité et de localité. Par exemple prenons deux photons dont les fonctions d'onde décrivent leur état de polarisation. Supposons qu'interagissant pendant un certain temps l'état du système à deux photons après évolution par l'équation de Schrödinger soit $\frac{1}{\sqrt{2}}(|VH\rangle + |HV\rangle)$, où H désigne la polarisation horizontale et V désigne la polarisation verticale. Dans ce cas-là, par réduction du paquet d'onde, la mesure d'une polarisation verticale (resp. horizontale) du premier photon au point A projette la fonction d'onde qui décrit le second photon au point B pour que celle-ci soit horizontale (resp. verticale). Le paradoxe "EPR" laisse donc penser que la théorie quantique n'est pas complète et qu'elle devrait être complétée par des variables additionnelles qui restaureraient le principe de causalité et de localité. Il fallut attendre un article de J. S. Bell paru en 1964 [Bell 1964] pour obtenir un critère mathématique, l'inégalité de Bell, pour lequel les prédictions statistiques de la mécanique quantique sont incompatibles avec celles d'une théorie à variables cachées.

C'est à partir de cet article que les physiciens ont pu commencer à tester l'existence d'une théorie à variables cachées. La première étape fut de pouvoir produire des états de la forme $\frac{1}{\sqrt{2}}(|VH\rangle + |HV\rangle)$, qui sont appelés *états de Bell*, et dont la corrélation entre les états quantiques des deux sous-systèmes est appelée *intrication*, dans le sens qu'il n'est pas possible pour un système dans un tel état de parler séparément de chaque sous-système. Les premières violations de l'inégalité furent rapportées par J. F. Clauser en 1972 [Freedman & Clauser 1972] puis par A. Aspect en 1982 [Aspect et al. 1982] en utilisant des corrélations entre les états de polarisation de paires de photons, et maintenant il reste peu de place aux doutes du bien-fondé de la mécanique quantique, bien que la problématique de la réduction du paquet d'onde reste entière.

Ainsi, la recherche actuelle se donne désormais comme objectif d'essayer d'utiliser l'intrication à des fins utiles autres que de démontrer les concepts fondamentaux de la mécanique quantique. Ceci est à l'origine d'un nouveau domaine de la physique, depuis le début des années 80, qui traite de l'information quantique : l'intrication y est utilisée pour crypter de l'information devenue sécurisée par le principe d'Heisenberg [Bennett & Brassard 1984] [Gisin et al. 2002] [Cerf & Grangier 2007], ou elle y est utilisée pour réaliser des opérations logique en vue de créer un ordinateur quantique [Feynman 1982] [Deutsch 1985] dont la puissance de calcul repose sur le principe de superposition. Initialement un rêve de physicien, l'ordinateur quantique a pris de la consistance au milieu des années 90 par le truchement de plusieurs avancées spectaculaires. D'une part des algorithmes de calculs quantiques, plus efficaces que les algorithmes classiques actuels, ont été inventés tels que l'algorithme de Shor [Shor 1994] en 1994 qui permet la factorisation de nombres en facteurs premiers, et l'algorithme de Grover [Grover 1997] en 1996 qui permet de rechercher un élément dans une liste de N éléments non classés avec un temps de calcul en

\sqrt{N} . D'autre part le contrôle grandissant d'objets quantiques, tels que la physique des atomes froids, les sources de photons uniques, les circuits supraconducteurs ou les transitions RMN, a permis une floraison de supports potentiels de l'information. C'est ainsi qu'en 2001 [Vandersypen *et al.* 2001] l'algorithme de Shor fut mis en œuvre par l'équipe de I. L. Chuang pour factoriser le nombre 15, en utilisant des techniques de résonance magnétique nucléaire pour manipuler l'information quantique portée dans une molécule sur sept spins nucléaires.

Mais si le principe de l'ordinateur quantique a été démontré à petite échelle, les défis n'en sont pas moins grands ! Tout d'abord la mise en œuvre des algorithmes quantiques génère de l'intrication. Or le critère d'intrication par violation de l'inégalité de Bell est adapté à des systèmes quantiques à deux sous-systèmes. Mais du point de vue théorique la caractérisation de l'intrication pour des systèmes plus grands, voire macroscopiques, reste encore un sujet d'études intenses car les outils théoriques manquent. Puis du point de vue expérimental, augmenter la taille du système augmente également la décohérence si nous ne prenons pas garde d'être parfaitement isolés de l'environnement. Par ailleurs, plus le système quantique sera grand, tel que nous le souhaitons pour un ordinateur qui dispose de très nombreux bits d'information quantique, plus il se rapprochera d'un chat de Schrödinger, et là tout reste encore à découvrir.

La physique des atomes froids a pour objectif, entre autres, de répondre à ces enjeux. En effet, il est d'autant plus facile d'observer des phénomènes quantiques lorsque la température est faible car cela limite le phénomène de décohérence. C'est pourquoi, par exemple, la supraconductivité, phénomène fortement associé à l'apparition d'une onde collective des électrons dans le matériau, fut observée la première fois par H. K. Onnes en 1908 dans du mercure refroidi dans un bain d'hélium liquide, portant sa température à 4 K [van Delft & Kes 2010]. Appliqué à des atomes, une température froide signifie que leur énergie thermique est très inférieure à un potentiel de confinement, souvent créé par un champ électrique et/ou magnétique. Ainsi, dès 1989 le groupe de D. J. Wineland démontra qu'il est possible de refroidir des ions de $^{198}Hg^+$ dans l'état vibrationnel fondamental d'un piège de Paul [Diedrich *et al.* 1989]. Le défi de piéger des atomes neutres fut plus grand car n'étant pas chargés ils interagissent très peu avec le champ électrique ou magnétique et donc le confinement est très faible. Le piégeage efficace de petits nuages d'atomes neutres de sodium fut obtenu en 1986 en utilisant la polarisation induite des atomes sous l'effet du champ électrique oscillant d'un faisceau laser focalisé [Chu *et al.* 1986] mais il fallut attendre les années 2000 pour observer un régime d'atomes uniques dans les pinces optiques [Schlosser *et al.* 2001]. Le développement des méthodes de refroidissement et de piégeage d'atomes en utilisant la lumière laser fut l'objet d'un prix Nobel en 1997 aux trois physiciens S.Chu, D.W.Phillips, et C.Cohen-Tannoudji, et aujourd'hui la manipulation d'ions ou d'atomes neutres piégés est très courante dans les laboratoires.

Bien que les expériences de manipulation d’ions piégés soient très spectaculaires tant le contrôle de ces systèmes est abouti, les atomes neutres froids piégés par lumière laser ont de multiples avantages. Tout d’abord ils interagissent entre eux par l’intermédiaire d’une force de van de Waals à très courte portée, la loi étant en $1/R^6$, ou par l’intermédiaire d’une interaction dipôle magnétique-dipôle magnétique si les atomes ont un moment magnétique non nul. Au delà d’une distance interatomique des quelques centaines de nanomètres, l’interaction est si faible qu’il est possible de considérer les atomes comme totalement indépendants les uns des autres. Ainsi, en alignant plusieurs pinces optiques contenant chacune un unique atome, il est possible d’obtenir une petite matrice d’atomes individuels, sans interaction, et à géométrie entièrement contrôlable. Une alternative à la matrice de pinces optiques est de créer un réseau optique en réfléchissant un faisceau laser sur un miroir, et ceci dans chaque direction de l’espace. Il est alors possible de manipuler les états internes des atomes sans perte de cohérence ce qui ouvre la porte à de nombreuses applications en information quantique d’une part, mais aussi d’un point de vue plus fondamental, sur des expériences questionnant les concepts de température, d’entropie d’un système physique ou encore de mécanismes de décohérence [Bloch *et al.* 2008].

Malheureusement en perdant la possibilité d’interagir, il n’est alors plus possible de propager une information, un état interne, d’un sous-système quantique à un autre, c’est à dire d’un atome à un autre. Plusieurs propositions tentent de résoudre ce problème. Sachant que l’interaction entre un atome et un photon est une chose bien connue et étudiée, une possibilité est tout simplement de médier cette interaction via un photon. Autour de cette idée furent développées de nombreuses expériences d’atomes en cavité, dans un régime de couplage fort [Hagley *et al.* 1997]. Une autre voie explorée fut de rapprocher les atomes au point que les interactions deviennent significatives à travers des collisions en onde s , en les plaçant dans le même puits d’un réseau optique [Mandel *et al.* 2003] [Anderlini *et al.* 2007]. L’inconvénient de ces protocoles est que soit il est difficile d’augmenter le nombre d’atomes porteurs d’information, soit le temps d’interaction nécessaire est grand, typiquement quelques millisecondes, ce qui empêche de réaliser des portes logiques rapides pour réaliser de nombreux calculs quantiques. Une voie tout juste naissante adopte une autre stratégie, qui consiste cette fois à augmenter une interaction qui existe déjà : l’interaction de van der Waals. En effet, pour des états internes de l’atome à très grand nombre quantique principal, l’électron de valence est très éloigné du noyau, ce qui signifie que le dipôle électrique associé est également très grand. Cette augmentation est telle que lorsque deux atomes sont dans de tels états, dits *états de Rydberg*, il apparaît une interaction de type dipôle induit-dipôle induit qui agit à des distances pouvant aller jusqu’à plusieurs micromètres.

Les perspectives offertes par cette idée ont mené le groupe de M.Zoller à proposer en 2000 un protocole expérimental [Jaksch *et al.* 2000] permettant d’intriquer

deux atomes neutres en mettant à profit l'interaction dipôle-dipôle de deux atomes dans un état de Rydberg. L'idée, résumée dans sa forme la plus simple, est la suivante : l'interaction entre deux atomes proches ne s'active que lorsque les deux atomes sont simultanément dans un état de Rydberg. Cette interaction déplace donc le niveau d'énergie doublement excité et tout autre niveau reste inchangé. Ainsi habituellement, lorsqu'un laser est à résonance sur une transition entre l'état fondamental et un état de Rydberg pour un atome, il est également à résonance sur cette transition pour tout autre atome. Donc nous nous attendons à ce que les deux atomes soient excités dans l'état de Rydberg par le laser. Or cela n'est pas possible

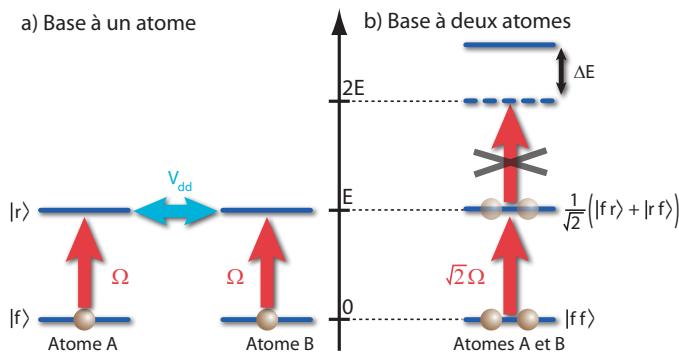


FIGURE 1.1 – Principe de l'excitation collective fondée sur le blocage de Rydberg. Un laser à résonance sur la transition atomique ne pourra pas exciter simultanément deux atomes en interaction car les niveaux d'énergie doublement excités sont hors résonance. Au lieu de cela le système subit une excitation collective, qui mène à un état intriqué.

puisque l'état doublement excité a été déplacé sous l'effet de l'interaction. Seul un atome peut être excité, et non les deux. Ce phénomène, appelé *blocage de Rydberg*, est à la base d'un protocole qui conduit à une excitation collective du système à deux atomes, dont le fruit est un état intriqué potentiellement utilisable pour réaliser des calculs quantiques. À plus grande échelle, ce système est généralisable à un ensemble de N atomes : sous l'effet de l'interaction seul l'un des N atomes sera dans l'état de Rydberg et l'état obtenu est un état appelé *état W*. L'un des avantages de ce protocole est que l'efficacité de préparation de cet état W est indépendant de la valeur de l'interaction, tant que celle-ci est suffisamment grande devant les largeurs des lasers, ce qui signifie qu'un faible contrôle des interactions devrait malgré tout résulter en une bonne efficacité du protocole.

Les travaux de cette thèse s'attachent à mettre en œuvre cette proposition théorique. Le montage expérimental actuel est le fruit de nombreuses contributions après 15 ans de développement : un système de lentilles, élaborées par l'Institut d'Optique, forme un objectif de microscope à grande ouverture permettant de focaliser un faisceau laser sur moins d'un micromètre, dans un nuage d'atomes froids de rubidium 87 confinés dans une mélasse optique. N. Schlosser et G-O.

Reymond ont obtenu un régime de piégeage d'un atome unique dans la pince optique, puis B. Darquié et J. Beugnon ont réussi à manipuler l'état interne de l'atome ainsi piégé, et à aligner plusieurs pinces optiques à travers l'objectif de microscope permettant ainsi de réaliser des expériences à plusieurs atomes. La possibilité de manipuler deux atomes individuellement a permis ensuite à A. Gaëtan de réaliser une excitation cohérente vers un état de Rydberg puis de démontrer l'oscillation collective qui apparaît dans le régime de blocage de Rydberg.

Cette thèse débute donc avec l'observation du blocage de Rydberg, étape préliminaire nécessaire à la mise en œuvre de la proposition de J. I. Cirac et P. Zoller, et elle a eu pour premier objectif de compléter la séquence expérimentale de l'opération d'intrication de cette proposition. Puis elle a eu comme second objectif d'apporter une compréhension des limitations de notre expérience. En effet, l'efficacité du blocage de Rydberg, par exemple, était inférieure aux prédictions, ce qui peut être problématique si nous envisageons d'augmenter le nombre d'atomes pour se rapprocher d'un calculateur quantique. Pour remplir ce second objectif, les travaux de cette thèse se sont articulés autours de trois grandes thématiques : la première est l'étude théorique des états de Rydberg et de leur interaction, en développant en particulier des outils informatiques de modélisation et de calculs ; la seconde thématique fut de fiabiliser le montage expérimental à travers un travail d'automatisation de l'acquisition des données et la refonte complète du systèmes d'asservissement des lasers ; et enfin la troisième thématique fut de comprendre expérimentalement le blocage de Rydberg en mesurant directement les énergies d'interaction entre atomes. Ceci nous a permis de progresser substantiellement par rapport au montage précédent : par exemple le contrôle de l'état interne de l'atome par rotation Raman est passé de 85 % à 99 %, ou encore l'excitation cohérente de l'état de Rydberg est passée de 80 % à 95 % d'efficacité, et le temps de cohérence de l'excitation a doublé. Nous avons poussé l'étude de l'interaction entre atomes de Rydberg aussi loin que nous l'a permis notre montage expérimental, qui nécessite un contrôle plus précis des champs électriques et magnétiques, et une fiabilisation de ses composants les plus anciens.

Le présent ouvrage s'organise en cinq parties, qui conclueront chacunes sur un résumé des points les plus importants de notre expérience.

- Dans un premier temps nous rappellerons le montage expérimental qui nous permet de manipuler des atomes uniques dans des pinces optiques. Nous y rappellerons les éléments théoriques permettant de comprendre le fonctionnement de l'expérience sans entrer dans trop de détails, nous nous référerons pour cela aux travaux de thèse de mes prédécesseurs. Nous décrirons également dans ce chapitre quelques expériences nous servant à caractériser les atomes piégés : la profondeur du piège, les fréquences d'oscillation de l'atome dans la pince, la température de l'atome, et enfin son état interne.

-
- Puis nous décrirons les états de Rydberg d'un point de vue théorique pour en comprendre les propriétés physiques : longue durée de vie des états, fort dipôle électrique et forte sensibilité au champ électrique, mélange des états de la structure fine sous l'effet du champ magnétique, non piégeage par la pince optique, et processus de photoionisation. Nous verrons ensuite comment expérimentalement nous excitons de façon cohérente un atome dans différents états de Rydberg, et décrirons au passage le nouveau montage d'asservissement du système laser.
 - Dans le chapitre suivant nous introduirons l'étude théorique de l'interaction entre deux atomes lorsqu'ils sont dans un état de Rydberg. Ceci nous permettra de justifier les états que nous avons choisis dans notre étude. Nous verrons plusieurs effets sur l'interaction : d'une part l'anisotropie de l'interaction elle-même, et d'autre part l'influence de l'environnement.
 - Nous présenterons alors nos expériences réalisées pour mesurer les potentiels d'interaction entre atomes. Celles-ci nécessitent, entre autres, d'exploiter le blocage de Rydberg. Nous démontrerons donc le blocage de Rydberg entre deux atomes individuels, et nous présenterons les améliorations obtenues grâce à la fiabilisation des systèmes lasers. Puis nous nous appuierons sur le blocage pour présenter nos résultats de la mesure des énergies d'interaction entre atomes de Rydberg.
 - Enfin nous présenterons une application du phénomène de blocage qui est la mise en œuvre de la proposition de J. I. Cirac et P. Zoller pour réaliser une porte d'intrication. Nous introduirons un cadre d'étude qui permet de prendre en compte les nombreuses pertes observées sur notre expérience, et nous montrerons que ce cadre d'étude conduit aux mêmes conclusions que notre première analyse fondée sur un signal dont la forme ne dépend pas des pertes. Ceci nous permettra également de discuter sur la part d'intrication utilisable pour des protocoles de calcul quantique.

CHAPITRE 2

Manipulation d'atomes uniques

Sommaire

2.1 Aspects théoriques du piège dipolaire optique	10
2.1.1 Le modèle classique	10
2.1.2 Le modèle quantique avec un atome à deux niveaux	13
2.1.3 Résultats théoriques avec un atome réaliste	16
2.1.4 Forme du potentiel de piégeage pour un faisceau gaussien . . .	17
2.1.5 Le piégeage d'atomes uniques	20
2.2 Réalisation expérimentale du piège dipolaire optique	22
2.2.1 Système optique MIGOU (MIconspe de Grande OUverture)	22
2.2.2 Imagerie des atomes piégés	26
2.2.3 Champ magnétique et électrique	30
2.2.4 Contrôle informatique de l'expérience et séquence expérimentale	31
2.3 Caractérisation des atomes piégés	35
2.3.1 Profondeur du piège	35
2.3.2 Fréquence radiale du piège	37
2.3.3 Température des atomes	40
2.3.4 Etat interne de l'atome	41
2.4 Conclusion	42

La manipulation de systèmes physiques de plus en plus petits et de plus en plus froids a fait l'objet de nombreuses recherches, tant pour les applications technologiques que pour la possibilité de se rapprocher des systèmes quantiques idéaux utilisés dans les modèles théoriques. La manipulation de la matière par la lumière dans ce cadre a fait l'objet de remarquables avancées ces dernières années, bien que le défi de piéger des particules neutres ait été grand. En effet, contrairement aux particules chargées qui bénéficient d'une forte interaction Coulombienne, les particules neutres interagissent très faiblement avec le champ électro-magnétique environnant, et ne peuvent donc pas être facilement piégées par celui-ci. Connais-sant depuis la fin du 19e siècle la pression de radiation, dérivable depuis les équations de Maxwell, les chercheurs ont d'abord cherché à exploiter celle-ci pour confiner des atomes neutres. En 1962 Askar'yan suggéra d'utiliser la force dipolaire optique de la lumière sur les particules pour réaliser le piégeage des atomes neutres [Askar'yan 1962]. Ce n'est qu'en 1978 que l'existence d'une telle force fut démontrée expérimentalement sur des atomes neutres [Bjorkholm *et al.* 1978], puis en 1986 qu'elle fut utilisée pour piéger, d'abord des particules diélectriques de petite taille

(de 25 nm à 30 μm de large) [Ashkin *et al.* 1986], puis quelques mois plus tard des atomes de sodium [Chu *et al.* 1986]. L'inconvénient majeur à l'époque était l'utilisation de faisceaux lasers proches de résonances atomiques, ce qui conduit à une forte décohérence des états quantiques des systèmes manipulés à cause de l'émission spontanée. Ce problème est actuellement résolu en utilisant généralement un faisceau laser très désaccordé qui réduit considérablement l'émission spontanée.

L'originalité supplémentaire de notre expérience est que nous pouvons contrôler des atomes piégés individuellement dans un ensemble de pinces optiques. Bien qu'historiquement le groupe de recherche à l'Institut d'Optique ait pu piéger ainsi jusqu'à cinq atomes [Bergamini *et al.* 2004], chacun étant localisé dans une pince optique différente, nous nous intéresserons dans cette thèse à l'étude de deux atomes individuels.

Nous aborderons dans ce chapitre les aspects théoriques du piégeage d'atomes dans des pinces optiques, tout d'abord en donnant les résultats de la mécanique classique qui donnent une bonne intuition des mécanismes physiques sous-jacents. Le modèle classique donne également des formules applicables au modèle quantique du piégeage des atomes, qui sera présenté dans une seconde section. Nous aborderons ensuite comment passer du piégeage d'un petit nuage d'atomes froids à celui d'un atome unique, avec une statistique sub-poissonnienne d'occupation de la pince. Enfin nous décrirons le montage expérimental qui permet le piégeage des atomes. Celui-ci a été développé pendant la thèse de K. Vigneron [Vigneron 1998] pour la partie optique, et pendant les thèses de N. Schlosser [Schlosser 2001] et de G.-O. Reymond [Reymond 2002] pour la partie atomique. Il a été largement amélioré par la suite et nous pouvons trouver les descriptions de ces évolutions dans les mémoires de thèse de B. Darquié [Darquié 2005], J. Beugnon [Beugnon 2007] et A. Gaëtan [Gaëtan 2009].

2.1 Aspects théoriques du piège dipolaire optique

Les mécanismes physiques qui permettent d'expliquer le piégeage de particules neutres dans des pinces optiques sont très bien décrits par le modèle d'atome de Lorentz, et les formules obtenues sont très similaires aux formules obtenues par le formalisme quantique. Nous pouvons nous référer à la publication de M. Weidemüller [Grimm *et al.* 2000] pour avoir plus de détails en matière de piège dipolaire optique.

2.1.1 Le modèle classique

Dans le modèle classique, les alcalins sont décrits par un noyau et son électron de valence. Placées dans un champ électrique E oscillant à la fréquence ω , les charges se déplacent et l'atome acquiert un moment dipolaire induit $\mathbf{d}_{induit} = \alpha(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega)$, où $\alpha(\omega)$ est appelé la polarisabilité induite de l'atome et dépend de la fréquence d'excitation. C'est une valeur complexe. L'interaction entre l'atome et le champ

électrique va être dominée par deux quantités : d'une part l'énergie d'interaction et d'autre part la puissance reçue par le dipôle.

L'énergie moyenne d'interaction entre l'atome et le champ électrique extérieur correspond à la partie non dissipative de l'interaction, donnée par la partie de la polarisabilité en phase avec le champ oscillant :

$$\begin{aligned}\langle V_{atome-champ} \rangle_t &= -\frac{1}{2} \langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \rangle_t \\ &= -\frac{1}{4} \operatorname{Re}(\alpha) |E|^2\end{aligned}\quad (2.1)$$

La puissance moyenne reçue par le dipôle se calcule à partir du flux de charges \mathbf{j} , relié au dipôle par la relation $\mathbf{j} = \dot{\mathbf{d}}$, elle est reliée à la partie dissipative de l'interaction où la polarisabilité est déphasée de $\frac{\pi}{2}$ avec le champ oscillant :

$$\begin{aligned}\langle P_{atome-champ} \rangle_t &= \langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \rangle_t \\ &= \omega \operatorname{Im}(\alpha) |E|^2\end{aligned}\quad (2.2)$$

En régime permanent, la puissance reçue par le dipôle est dissipée sous forme de radiation, interprétée en termes d'émission spontanée dans la théorie quantique. Connaissant l'énergie d'un photon, nous en déduisons le taux d'émission spontanée de l'atome dans le champ électrique oscillant :

$$\Gamma_{sp.} = \frac{\langle P_{atome-champ} \rangle_t}{\hbar \omega} = \frac{\operatorname{Im}(\alpha) \cdot |E|^2}{\hbar} \quad (2.3)$$

Pour obtenir un piège dipolaire optique qui maintient les états quantiques des atomes piégés, il faut minimiser le taux d'émission spontanée, et donc se placer dans les conditions où la partie imaginaire de la polarisabilité de l'atome est nulle. D'autre part, l'équation 2.1 nous renseigne sur la façon d'obtenir un piège dipolaire : si la partie réelle de la polarisabilité de l'atome est positive, alors le système {atome + champ} aura un potentiel d'interaction minimum dans les zones de forte intensité lumineuse. Inversement, si la partie réelle de la polarisabilité est négative le minimum d'interaction se trouvera dans les zones de faible intensité lumineuse.

Intuitivement, nous pouvons prédire comment se placer dans l'une ou l'autre des situations. Lorsqu'un oscillateur est couplé à une excitation extérieure de fréquence inférieure à la fréquence de résonance, l'excitation est lente, et l'oscillateur a le temps de réagir exactement en phase avec l'excitation. Appliqué à l'atome, ceci correspond à un champ électrique oscillant à une fréquence ω faible devant la fréquence propre ω_0 de l'atome, le dipôle induit suit le champ électrique parfaitement en phase et la polarisabilité est réelle positive. Lorsqu'au contraire un oscillateur est couplé à une excitation extérieure rapide, de fréquence supérieure à la fréquence de résonance, alors l'oscillateur peine à suivre l'excitation et est parfaitement en opposition de phase avec l'excitation. Appliqué à l'atome, ceci correspondra à une polarisabilité réelle négative. Essayons de retrouver ces résultats intuitifs dans le modèle de Lorentz de l'électron élastiquement lié.

Dans ce modèle, l'électron (de masse m_e et de charge $-e$) est lié élastiquement au noyau de l'atome par une force de rappel élastique caractérisée par la fréquence propre ω_0 . La dissipation d'énergie de l'atome est modélisée par un taux de relaxation $\Gamma(\omega)$ dont l'expression formelle se déduit de la puissance de radiation d'un dipôle en accélération (formule de Larmor) :

$$\Gamma(\omega) = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \varepsilon_0 m_e c^3} \quad (2.4)$$

L'équation de mouvement de l'électron est alors donnée par :

$$\ddot{r}(t) = -\omega_0^2 r(t) - \Gamma(\omega) \dot{r}(t) - \frac{e}{m_e} E(t) \quad (2.5)$$

Dont on déduit la réponse en fréquence du mouvement de l'électron :

$$r(\omega) = \frac{-e/m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\Gamma(\omega)} \cdot E(\omega) \quad (2.6)$$

Nous en déduisons la valeur de la polarisabilité de l'atome :

$$\alpha(\omega) = \frac{-e \cdot r(\omega)}{E(\omega)} = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\Gamma(\omega)} \quad (2.7)$$

Il est intéressant d'exprimer le taux d'amortissement $\Gamma(\omega)$ en fonction du taux d'amortissement à résonance $\Gamma \equiv \Gamma(\omega_0) = (\frac{\omega_0}{\omega})^2 \Gamma(\omega)$ ce qui permet d'exprimer la polarisabilité avec des paramètres expérimentaux mesurables :

$$\alpha(\omega) = 6\pi \varepsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i(\omega^3/\omega_0^2) \cdot \Gamma} \quad (2.8)$$

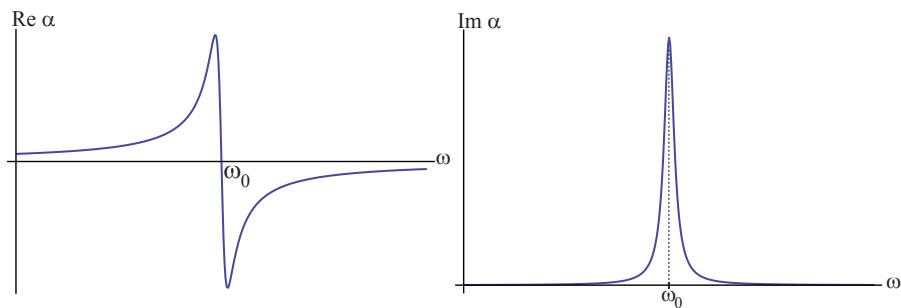


FIGURE 2.1 – Allure de la polarisabilité de l'atome. La partie réelle de la polarisabilité est responsable du potentiel de piégeage. Pour une fréquence d'excitation inférieure à la fréquence de résonance de l'atome la polarisabilité est positive ce qui conduit à un potentiel localisé au maximum d'intensité lumineuse. La partie imaginaire de la polarisabilité est liée à la dissipation d'énergie par l'atome, et elle est non nulle uniquement autour de la résonance.

La figure 2.1 vient confirmer l'intuition que nous avons eue. Nous pouvons distinguer deux types de pièmes dipolaires : les pièmes dipolaires désaccordés dans le rouge et ceux désaccordés dans le bleu. Pour les pièmes désaccordés dans le rouge, le minimum du potentiel se situe à un maximum d'intensité lumineuse d'un faisceau laser focalisé, ou aux ventres d'une onde stationnaire. Dans le cas de notre expérience, nous utilisons un faisceau laser focalisé, dont nous pouvons estimer le volume de piégeage à $w_0^2 \times z_R \approx 2\mu m^3$ où w_0 est le "col" du faisceau et z_R est la longueur de Rayleigh. Nous remarquons cependant que pour ce type de pièmes, la partie dissipative, bien que très faible, est non nulle, ce qui peut poser des problèmes pour la durée de vie des atomes dans la pince ou pour la cohérence des états atomiques dans les expériences de précision.

La seconde façon de piéger des atomes est, plutôt que de creuser un puits à leur niveau, d'élever des murailles autours d'eux. C'est cette stratégie qui est adoptée dans les pièmes désaccordés dans le bleu. Pour cela on peut focaliser un faisceau laser dans un mode de Laguerre-Gauss et piéger l'atome dans le creux du mode. Ce type de mode spatial peut être formé en utilisant un masque de phase ou un modulateur spatial de lumière (SLM = Spatial Light Modulator). Il est également possible d'utiliser des pièmes désaccordés dans le bleu dans des réseaux optiques. Enfin nous remarquons qu'un avantage pour les pièmes désaccordés dans le bleu est que les atomes sont localisés là où l'intensité lumineuse est nulle. Par conséquent, même si la partie imaginaire de la polarisabilité est non nulle, le taux d'émission spontanée est drastiquement diminué par le fait que l'intensité lumineuse vue par les atomes est quasiment nulle.

2.1.2 Le modèle quantique avec un atome à deux niveaux

Les prédictions de la théorie classique exposée précédemment trouvent leur écho avec un modèle purement quantique, dans lequel le champ électrique est quantifié :

$$E_\perp = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\varepsilon_0 V}} (a_L + a_L^\dagger) \quad (2.9)$$

où V est le volume de quantification et ω_L est la fréquence d'oscillation du champ électrique. Nous adoptons le modèle de l'atome habillé, dans le cas simple où l'atome a deux niveaux, un niveau fondamental noté $|g\rangle$ et un niveau excité $|e\rangle$. L'objectif de ce modèle est de donner les idées générales qui sous-tendent les comportements physique des atomes plongés dans un champ électrique oscillant. Pour plus de détail nous nous référerons à la thèse de N. Schlosser [Schlosser 2001]. Nous étudions le cas simplifié où le champ électrique incident est un état de Fock à $N+1$ photons, noté $|N+1\rangle$, à la fréquence ω_L , bien qu'un faisceau laser soit plutôt décrit par un état cohérent. Nous notons $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ le désaccord par rapport à la transition atomique. Ce désaccord est en général très faible devant la fréquence de la transition atomique, dont la longueur d'onde correspond en général au domaine visible ou au proche infra-rouge. Typiquement, sur notre expérience, la longueur d'onde utilisée pour former le pième dipolaire est de 810 nm tandis que la transition atomique la

plus proche est à 795 nm. Ceci correspond à un désaccord de -7 THz pour une transition située à une fréquence de 377 THz.

Lors de l'interaction entre l'atome et le champ électrique, un photon peut être échangé pour faire passer l'atome de l'état fondamental $|g\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$. Nous nous plaçons donc dans la base $\{|g, N+1\rangle; |e, N\rangle\}$, bien que cela constitue une approximation au formalise de l'atome habillé. L'hamiltonien, appelé *Hamiltonien de Jaynes-Cummings*, s'écrit alors dans cette base [Grynberg *et al.* 2010] [Fabre 2008] :

$$\begin{aligned} H &= \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_L\hat{a}_L^\dagger\hat{a}_L + i\frac{\hbar\Omega_{vide}}{2}\left(|g\rangle\langle e|\hat{a}_L^\dagger - |e\rangle\langle g|\hat{a}_L\right) \\ &= \hbar\begin{vmatrix} 0 & i\frac{\Omega_{vide}\sqrt{N+1}}{2} \\ -i\frac{\Omega_{vide}\sqrt{N+1}}{2} & -\delta_L \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (2.10)$$

où $\hbar\Omega_{vide} = -2\sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0V}}\langle e|\hat{d}|g\rangle$ désigne la fréquence de Rabi dite "du vide" car elle représente l'interaction de l'atome avec un champ électrique contenant 0 photon (\hat{d} est l'opérateur dipole électrique). Nous définissons la fréquence de Rabi vue par l'atome : $\Omega = \sqrt{N+1}\Omega_{vide}$ qui est l'équivalent "tout quantique" de la fréquence de Rabi semi-classique $\hbar\Omega_{semi-classique} = -2\langle e|\vec{d}\cdot\vec{E}|g\rangle$ proportionnelle à la racine de l'intensité lumineuse. La diagonalisation du hamiltonien nous donne les états stationnaires de l'atome habillé associés à leur énergie propre :

$$\begin{cases} |+(N)\rangle = \cos\theta|g, N+1\rangle + i\sin\theta|e, N\rangle \\ |-(N)\rangle = i\sin\theta|g, N+1\rangle - \cos\theta|e, N\rangle \\ E_\pm = (N+1)\hbar\omega_L - \hbar\frac{\delta_L}{2} \pm \hbar\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2} \end{cases} \quad \text{où } \begin{cases} \tan 2\theta = -\frac{\Omega}{\delta_L} \end{cases} \quad (2.11)$$

Supposons maintenant que $|\Omega| \ll |\delta_L|$. Cette situation est très courante expérimentalement, et elle est très facile à obtenir puisqu'il suffit de diminuer l'intensité du champ laser et d'augmenter le désaccord. Dans cette situation θ est très proche de 0 et dans ce cas là nous avons :

$$\begin{cases} |+(N)\rangle \approx |g, N+1\rangle \\ E_+ = (N+1)\hbar\omega_L + \hbar\frac{\Omega^2}{4\delta_L} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} |-(N)\rangle \approx -|e, N\rangle \\ E_- = \hbar\omega_0 + N\hbar\omega_L - \hbar\frac{\Omega^2}{4\delta_L} \end{cases} \quad (2.12)$$

Dans ce régime, dont nous verrons qu'il correspond à un régime de faible saturation, nous pouvons interpréter ces résultats comme les niveaux atomiques quasi-purs qui sont déplacés par le champ électrique d'une quantité $\Delta E_\pm = \pm\hbar\frac{\Omega^2}{4\delta_L}$. C'est ce décalage d'énergie que nous appelons *déplacement lumineux*. Par exemple, si le désaccord est négatif, l'état fondamental de l'atome habillé est abaissé d'une énergie $\hbar\frac{\Omega^2}{4|\delta_L|}$ tandis que l'état excité a une énergie augmentée de la même valeur. Ce résultat peut aussi être obtenu en adoptant une approche par la théorie des perturbations.

Pour que ces déplacements d'énergie conduisent au piégeage des atomes il reste à calculer le déplacement moyen d'énergie de l'atome habillé. En notant Π_+ la population dans l'état $|+(N)\rangle$ et Π_- la population dans l'état $|-(N)\rangle$ le déplacement moyen d'énergie est simplement $\Delta E_{tot.} = \Pi_+ \Delta E_+ + \Pi_- \Delta E_-$. Ces populations peuvent être exprimées en fonction du paramètre de saturation s et du taux d'émission spontanée Γ du niveau excité en utilisant le formalisme des matrices densités et des équations pilote [Cohen Tannoudji *et al.* 1988] :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad \text{et} \quad \Gamma = \frac{\omega_0^3}{3 \pi \epsilon_0 \hbar c^3} \left| \langle e | \hat{d} | g \rangle \right|^2 \quad (2.13)$$

On obtient alors :

$$\Pi_+ = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{et} \quad \Pi_- = 1 - \Pi_+ \quad (2.14)$$

Pour identifier le déplacement lumineux au potentiel de piégeage il suffit que $\Pi_+ \ll 1$ ce qui correspond à se placer dans le régime dit "de faible saturation" où $s \ll 1$. Ce régime est obtenu en pratique en désaccordant le laser très fortement par rapport à la transition : $\delta_L \gg \Gamma$ et $\delta_L \gg \Gamma$. De plus le calcul nous donne le taux d'émission spontanée de l'atome habillé qui vaut :

$$\Gamma_{sp.} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + 2 \delta_L^2} \quad (2.15)$$

dont nous rappelons que cette expression est valable pour $\Omega \gg \Gamma$ et $\delta_L \gg \Gamma$.

La conclusion de ces calculs dans le modèle à deux niveaux et dans le régime de faibles saturations est que l'atome subit un déplacement lumineux de $U_{dip.} \approx \hbar \frac{\Omega^2}{4 \delta_L}$ et une émission spontanée de $\Gamma_{sp.} \approx \frac{\Gamma \Omega^2}{4 \delta_L^2}$. Pour piéger des atomes, et garder longtemps la cohérence de leur état atomique, il faut avoir $\frac{U_{dip.}}{\Gamma_{sp.}} = \frac{\hbar \delta_L}{\Gamma}$ aussi grand possible. Nous serons donc amenés à prendre un désaccord aussi grand que possible. Par ailleurs, il est parfois plus utile d'utiliser des grandeurs expérimentales pour estimer la profondeur du piège. En définissant l'intensité de saturation par :

$$I_{sat.} = \frac{\hbar \omega_0^3}{12 \pi c^2} \Gamma \quad (2.16)$$

nous pouvons réexprimer la profondeur de la pince optique par :

$$U_{dip.} = \hbar \frac{\Gamma^2}{8} \frac{I}{I_{sat.}} \frac{1}{\delta_L} \quad (2.17)$$

I étant l'intensité lumineuse. Ceci permet d'estimer l'intensité lumineuse requise pour obtenir un piège d'une profondeur de $1mK$, pour un atome de rubidium 87 avec un faisceau laser à $810 nm$:

$$\begin{aligned} I_{sat.} &\approx 2,5 \text{ mW.cm}^{-2} \\ \Gamma &\approx 6 \text{ MHz} \\ \delta_L &\approx 7 \text{ THz} \end{aligned} \implies \begin{cases} I \approx 5.10^8 \text{ mW.cm}^{-2} \\ s \approx 3,6.10^{-5} \end{cases} \quad (2.18)$$

Nous comprenons qu'à de telles échelles, pour une puissance de faisceau laser typiquement de la dizaine de mW, il faut focaliser la lumière sur un col inférieur à $10 \mu\text{m}$. Nous vérifions au passage que nous sommes effectivement dans le régime de faible saturation.

2.1.3 Résultats théoriques avec un atome réaliste

Le modèle présenté précédemment utilisant un atome à deux niveaux est très simplifié par rapport à un atome réel, dont les niveaux sont en général dégénérés en plusieurs sous-niveaux Zeeman. Le calcul des déplacements lumineux des niveaux atomiques doit tenir compte de tous ces états, mais une diagonalisation brute du hamiltonien ne fournirait que peu d'information sur les phénomènes physiques mis en jeu. En revanche l'approche perturbative se révèle riche et simple à utiliser lorsque nous sommes dans le régime des faibles saturations.

A l'ordre 1, le déplacement d'énergie du système est nul car l'hamiltonien d'interaction $V_{atome-champ} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_\perp$ est antisymétrique. A l'ordre 2, le déplacement des niveaux d'énergie est :

$$\Delta E_{|\psi, N\rangle} = \sum_{|\varphi, k\rangle} \frac{|\langle \varphi, k | V_{atome-champ} | \psi, N \rangle|^2}{(E_{|\psi, N\rangle}^{(0)} - E_{|\varphi, k\rangle}^{(0)})} \quad (2.19)$$

où la sommation sur les termes $|\varphi, k\rangle$ porte sur tous les états habillés de l'atome où $k \in \{N-1, N+1\}$.

Retrouvons tout d'abord les résultats de l'atome à deux niveaux en utilisant la théorie des perturbations. Pour le décalage en énergie du fondamental, la somme se réduit à un seul terme :

$$\Delta E_{|g, N+1\rangle} = \frac{|\langle e, N | V_{atome-champ} | g, N+1 \rangle|^2}{\hbar(\omega_0 + N\omega_L - (N+1)\omega_L)} = \hbar \frac{(\Omega/2)^2}{\delta_L} \quad (2.20)$$

Nous retrouvons donc le décalage du niveau fondamental dans le cas des faibles saturations, et nous pourrions montrer que c'est le cas aussi pour l'état excité.

Ceci nous éclaire sur la façon de comprendre la formule donnée par la théorie des perturbations 2.19 : Le décalage d'énergie d'un niveau donné est la somme des décalages sur tous les couples de niveaux, pris comme des systèmes à deux niveaux isolés ayant leur propre couplage $\Omega_{|\psi\rangle \rightarrow |\varphi\rangle}$ et leur propre désaccord $\delta_{L,|\psi\rangle \rightarrow |\varphi\rangle}$. La façon intuitive de voir les résultats de la théorie des perturbations est donc d'utiliser la formule, dans le cas des faibles saturations :

$$\Delta E_{|\psi\rangle} = \hbar \sum_{|\varphi\rangle} \frac{|\Omega_{|\psi\rangle \rightarrow |\varphi\rangle}|^2}{4 \delta_{L,|\psi\rangle \rightarrow |\varphi\rangle}} \quad (2.21)$$

Le terme au numérateur nous donne directement une intuition sur les états à prendre en compte puisque les règles de sélection en fonction de la polarisation de

la lumière, ainsi que les coefficients de Clebsch-Gordan, nous indiquent quels sont les états couplés. Le terme au dénominateur nous indique que les états fortement désaccordés sont moins susceptibles d'entrer en ligne de compte que ceux proches de résonance. De plus ce terme nous indique à quel niveau de détail il faut entrer dans la structure, fine ou hyperfine, pour réaliser le calcul.

Appliquons ce résultat pour évaluer le déplacement lumineux du niveau $5s_{1/2}$ de l'atome de rubidium 87 par un laser de longueur d'onde de 810 nm. Etant donné que le désaccord du laser avec le niveau $5p$ est de l'ordre de grandeur de la structure fine ($\sim 2\pi 7$ THz) mais qu'il est très grand devant la structure hyperfine ($\sim 2\pi 800$ MHz) il est judicieux de travailler dans la base fine pour le niveau $5p$, et seuls deux couplages viennent contribuer au déplacement lumineux : le couplage entre le niveau $5s_{1/2}$ et le niveau $5p_{1/2}$ d'une part, et le couplage entre le niveau $5s_{1/2}$ et le niveau $5p_{3/2}$ d'autre part. Ces couplages diffèrent par la valeur du désaccord avec le laser, et par les coefficients de Clebsch-Gordan reliant ces états. Le déplacement lumineux du niveau fondamental peut donc s'écrire :

$$\Delta E_{5s_{1/2}} = \frac{\hbar|\Omega|^2}{4} \left(\frac{1}{3\delta_{1/2}} + \frac{2}{3\delta_{3/2}} \right) \quad (2.22)$$

Au passage, nous remarquons que la structure hyperfine du niveau fondamental étant de 6,8 GHz, il peut être parfois utile de distinguer l'état $|5s_{1/2}, F = 1\rangle$ de l'état $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$. Le désaccord du laser avec le niveau $5p_{1/2}$ et avec le niveau $5p_{3/2}$ est légèrement différent et les deux états hyperfins du niveau fondamental ont un déplacement lumineux qui ne sont pas rigoureusement identiques. Nous parlons dans ce cas là de *déplacement lumineux différentiel*.

B. Darquié s'est attaché dans sa thèse [Darquié 2005] à calculer les déplacements lumineux des niveaux de l'atome de rubidium 87 dans la base hyperfine de l'atome. Une conséquence est que les déplacements lumineux des sous niveaux Zeeman ne sont pas tous identiques, et en particulier ils dépendent de la polarisation de la lumière incidente. La figure 2.2 présente les calculs des déplacements lumineux obtenus par B. Darquié sur les états $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|5p_{3/2}, F = 3\rangle$ pour deux polarisations différentes.

D'après ces résultats, nous avons choisi de prendre une polarisation π pour les faisceaux piégeants afin que tous les sous-niveaux Zeeman du fondamental aient le même déplacement lumineux (voir figure 2.2).

2.1.4 Forme du potentiel de piégeage pour un faisceau gaussien

Forme générale

Notre expérience repose sur le principe de piégeage des atomes par un piège désaccordé dans le rouge. Pour le rubidium, la transition D1 correspond à une longueur d'onde de 795 nm et la transition D2 correspond à une longueur d'onde de

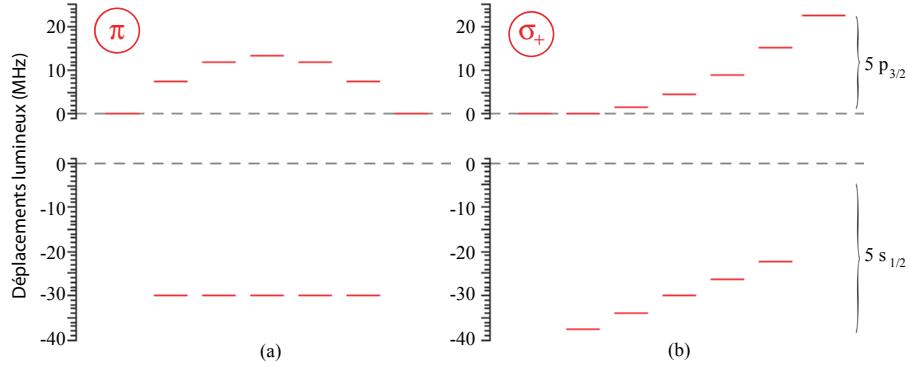


FIGURE 2.2 – Calcul des déplacements lumineux de la thèse de B. Darquié. Cette figure est reprise de la thèse [Darquié 2005] et montre les déplacements lumineux de l'état $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$ et de l'état $|5p_{3/2}, F = 3\rangle$ pour une polarisation π du laser (a) et pour une polarisation σ_+ (b). En appliquant les idées de la théorie des perturbations, nous voyons très clairement pourquoi les états $|5p_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3\rangle$ ne sont pas déplacés pour une polarisation π : ils ne sont couplés à aucun état du niveau fondamental.

780 nm, donc un faisceau laser dont la longueur d'onde est de $\lambda = 810$ nm ou plus convient. Ce dernier est focalisé à l'aide d'un jeu de lentilles de microscope de grande ouverture numérique, pour lequel l'optique gaussienne constitue une bonne description du champ laser. Si nous définissons l'axe z comme étant l'axe de propagation du faisceau, et r la distance radiale à l'axe, nous pouvons utiliser le formulaire d'optique gaussienne :

$$\begin{aligned} I(r, z) &= \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2(z)}\right) \\ z_R &= \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \\ w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

où I_0 désigne l'intensité maximum du faisceau laser, située au point focal en $z = 0$; z_R désigne la longueur de Rayleigh ; $w(z)$ désigne la taille du faisceau à la côte z ; w_0 désigne le col du faisceau et est estimé valoir $0,89 \mu\text{m}$ (voir section 2.3.2). Ceci nous donne une longueur de Rayleigh de $3,1 \mu\text{m}$.

Le déplacement lumineux étant proportionnel à l'intensité lumineuse, le profil du faisceau nous donne directement la forme du potentiel. Celui-ci est gaussien dans les deux directions transverses, et il est lorentzien dans la direction longitudinale.

Typiquement nous utilisons une puissance lumineuse incidente de 0,5 mW pour former le piège, ce qui nous donne une profondeur du potentiel d'environ 0,5 mK (d'après la formule 2.17). Dans notre cas, les atomes que nous manipulons ont une

température d'environ $70 \mu\text{K}$ (voir section 2.3.1 pour les détails sur la température), ce qui signifie qu'ils n'explorent que le fond du potentiel créé par la lumière. Par conséquent, nous pouvons considérer que $r \ll w_0$ et que $z \ll z_R$ et faire un développement limité de la forme du potentiel. Nous obtenons un potentiel harmonique dont nous pouvons définir les fréquence d'oscillation radiales et longitudinales pour un atome de masse m_a .

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m_a w_0^2}} \quad ; \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{m_a z_R^2}} \quad (2.24)$$

où U_0 désigne la profondeur maximale du piège, dont nous rappelons la formule :

$$U_0 = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{\Gamma}{\delta_L} \frac{I_0}{I_{sat}} \quad (2.25)$$

Déformations du potentiel

Nous identifions deux sources de déformation du potentiel : la force gravitationnelle, et la force de pression de radiation.

Regardons tout d'abord le potentiel gravitationnel. Dans notre cas, la verticale correspond à l'une des directions transverses du faisceau piège. Le potentiel gravitationnel est donc borné par $2m_a g w_0 \approx 0,14 \mu\text{K}$. Par rapport à la profondeur du piège, ce dernier est négligeable.

L'autre facteur de déformation du potentiel de piégeage est la force de pression de radiation due au processus d'émission spontanée. En effet, l'atome peut absorber des photons provenant du faisceau laser piégeant. Chaque photon absorbé a une impulsyon $\hbar\mathbf{k}_L$. L'atome peut alors se désexciter par émission spontanée en émettant un photon dans une direction aléatoire de l'espace. Nous supposons avoir une probabilité uniforme car il n'y a pas de champ magnétique de quantification (lorsqu'il existe une direction de quantification, la direction d'émission des photons peut dépendre de l'angle θ avec la direction de l'axe. Par exemple, dans une transition $(l=1, m=0) \rightarrow (l=0, m=0)$ on peut montrer [Grynberg *et al.* 2010] que $\frac{d\Gamma_{sp.}}{d\Omega_{ang.sol.}} \propto |\langle e|\hat{d}|g\rangle|^2 \sin^2 \theta$, où $d\Omega_{ang.sol.}$ est l'angle solide de la direction d'émission spontanée). Au bilan, l'impulsion moyenne transférée aux photons émis par émission spontanée, sur un grand nombre de photons émis, est nulle, tandis que pour les photons absorbés, l'impulsion moyenne reçue par l'atome vaut $\hbar\mathbf{k}_L$. Il en résulte un transfert moyen d'impulsion des photons vers l'atome, c'est à dire une force constante, qui vaut : $\mathbf{F}_{press.rad.} = \hbar\mathbf{k}_L \Gamma_{cycle}$ où Γ_{cycle} désigne le taux de répétition du cycle d'absorption d'un photon et de son émission spontanée. Dans la pince optique, l'atome est en régime stationnaire et alors Γ_{cycle} correspond au taux d'émission spontanée de l'atome dans la pince : $\Gamma_{cycle} = \Gamma_{fluo.} = \Gamma_{\Pi+}$. En ré-exprimant en fonction du paramètre de saturation s :

$$\Gamma_{cycle} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (2.26)$$

On en déduit que l'effet de la pression de radiation sera du même ordre de grandeur que celui du potentiel gravitationnel : $\frac{m_a g}{\hbar k_L \frac{1}{2} s} \sim 1$. Tout comme le potentiel gravitationnel, la force de pression de radiation peut également être négligée.

2.1.5 Le piégeage d'atomes uniques

Le potentiel créé par l'interaction entre un atome et un champ électrique oscillant étant conservatif, tout atome qui entre dans ce puits de potentiel finit par en ressortir, et cela quelle que soit sa température initiale. Ainsi, pour espérer piéger un atome dans le piège dipolaire, au point focal du faisceau laser, il faut introduire une dissipation d'énergie. Pour cela, nous disposons de faisceaux lasers accordés sur la transition $D2$ du rubidium (780 nm) qui réalisent, selon les besoins de l'expérience, soit une mélasse optique, soit un piège magnéto-optique si nous choisissons d'activer le gradient de champ magnétique. Nous obtenons ainsi un petit nuage d'atomes froids, typiquement à la température Doppler de $144 \mu\text{K}$. Le chargement du piège est réalisé en focalisant le faisceau piège dans le nuage. Les atomes y entrent aléatoirement, avec un taux de chargement proportionnel à la densité du nuage. Le refroidissement à l'intérieur de la pince optique empêche qu'ils ne ressortent. Le processus de chargement et les paramètres d'optimisation ont été décrits dans [Kuppens *et al.* 2000].

Si nous disposons d'un nuage d'atomes froids sans interaction, rien ne semble empêcher les atomes d'entrer à plusieurs dans le piège optique puisqu'ils s'ignorent mutuellement. Dans ce cas là, le nombre d'atomes dans la pince est déterminé par le taux de chargement et par le taux de pertes de la pince. Tous ces événements étant indépendants, nous nous attendons à obtenir une loi de Poisson pour le nombre d'atomes dans la pince. Une stratégie pour obtenir un atome unique dans la pince consisterait donc à décaler la distribution poissonnienne du nombre d'atome dans la pince vers un régime proche de zéro ou un atome. Ceci peut être fait en réduisant le taux de chargement en dessous du taux de pertes. Le premier inconvénient de cette stratégie est que la probabilité d'avoir un second atome dans la pince n'est pas négligeable. La distribution poissonnienne s'exprime en fonction de la probabilité d'avoir deux atomes dans la pince : $P(2) = \frac{n_{moyen}^2}{2!} P(1)$. Ceci oblige à avoir un nombre moyen d'atomes dans la pince très petit devant 1, c'est-à-dire que l'essentiel du temps la pince est vide. De plus, nous cherchons à conserver la cohérence de l'atome le plus longtemps possible dans la pince, et donc de limiter le taux de pertes. Le taux de chargement devant être très inférieur au taux de pertes, cela signifie que si nous voulons travailler dans des conditions où nous pouvons garder l'atome 10 s alors nous aurions un chargement bien inférieur à un atome toutes les 10 s. Ceci n'est pas envisageable pour accumuler des données statistiques.

Nous devons donc envisager une autre stratégie qui tire profit de l'interaction

entre atomes, médiée par la lumière du piège. Cette interaction donne lieu à des collisions inélastiques dans lesquelles les états internes des atomes changent. Deux processus peuvent entrer en jeu : les collisions par changement de structure fine pour lesquelles l'état interne final des atomes après collision est différent de l'état interne initial, ou l'échappement radiatif pour lequel le changement d'état interne est provisoire. Ces collisions se font au profit d'un gain d'énergie cinétique du système à deux atomes [Julienne & Vigué 1991][Schlosser 2001]. Lorsque cette énergie cinétique est supérieure à la profondeur du piège optique, la collision assistée par la lumière conduit à la perte simultanée des deux atomes. La figure 2.3 décrit succinctement le processus de pertes radiatives. En choisissant judicieusement

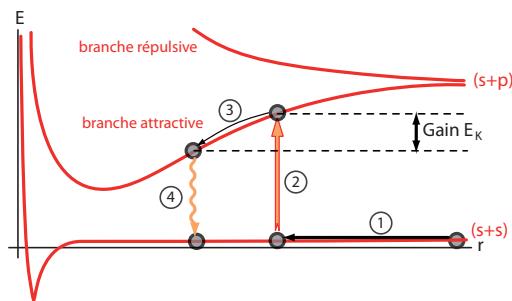


FIGURE 2.3 – Collisions inélastiques entre deux atomes dans la pince. L'énergie de l'état fondamental et du premier état excité du système à deux atomes est représenté en fonction de la distance inter-atomique. Initialement (1) dans l'état fondamental ($s+s$), le système peut être excité (2) par la lumière du piège dans l'état de superposition noté ($s+p$) qui présente un potentiel attractif. Les deux particules sont accélérées (3) et finissent par se désexciter en émettant un photon par émission spontanée (4). Si le gain d'énergie cinétique dans ce processus est plus grand que la profondeur de la pince, les deux atomes quittent le piège dipolaire optique.

les paramètres expérimentaux, essentiellement le volume de la pince et le taux de chargement dont dépendent fortement le taux de collisions à deux corps, il est possible d'atteindre un régime où les collisions inélastiques ont lieu suffisamment rapidement pour empêcher le chargement de plus d'un atome dans la pince : dès qu'un second atome entre dans la pince optique la collision a lieu et résulte en la perte simultanée des deux atomes. Ce régime, dit de *blockage collisionnel*, permet alors de réaliser des expériences dans lesquelles nous sommes sûrs d'avoir un atome unique dans la pince optique [Schlosser *et al.* 2001]. Dans ce cas là, 50 % du temps le piège dipolaire est vide, et 50 % du temps il est occupé par un atome unique. Par conséquent le chargement de la pince optique n'est pas déterministe, et nous devons attendre qu'un atome entre aléatoirement dans pince optique. Très récemment, il a été démontré expérimentalement qu'il est possible d'augmenter le taux d'occupation de la pince à 82,7 % en utilisant un faisceau laser additionnel désaccordé dans le bleu de la transition D1. Il introduit un couplage sur la branche répulsive de la collision à deux atomes, permettant de sélectionner le gain d'énergie

cinétique à donner au système à deux atomes [Grünzweig *et al.* 2011]. Ce système n'a cependant pas été mis en œuvre dans notre expérience.

Pour atteindre le régime de *blocage collisionnel*, N. Schlosser [Schlosser 2001] a montré que le col du faisceau laser focalisé doit être de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ pour que le volume de pince optique soit suffisamment faible et assure un bon taux de collisions à deux corps, ce qui est le cas dans notre expérience. Quant au taux de chargement, il doit être inférieur au taux de collisions à deux corps. Expérimentalement, atteindre ce régime consiste à charger la pince optique à partir d'une mélasse optique très peu dense. En pratique il est possible d'obtenir un chargement moyen d'un atome toutes les 100 ms dépendant du réglage de l'expérience.

2.2 Réalisation expérimentale du piège dipolaire optique

2.2.1 Système optique MIGOU (MIcroscope de Grande OUverture)

Système optique

Nous avons déjà évoqué à la section 2.1.4 que nous utilisons dans notre expérience des atomes de rubidium 87 dont les premières raies sont la raie $D1$ à 795 nm et la raie $D2$ à 780 nm. Nous avons donc choisi une longueur d'onde de 810 nm pour piéger les atomes dans une pince optique, car cela est un bon compromis entre la profondeur de piège atteignable et le taux d'émission spontanée susceptible de chauffer l'atome. La pince optique est créée par un système de neuf lentilles dont la conception a été réalisée en interne à l'Institut d'Optique. K. Vigneron a réalisé une étude détaillée [Vigneron 1998] de cet objectif de microscope, appelé pour l'occasion MIGOU (MIcroscope de Grande OUverture). Cet objectif travaille à la limite de diffraction et a une ouverture numérique de $ON = 0,7$. Au plan focal de l'objectif, le laser à 810 nm présente donc une tache d'Airy, de diamètre théorique $d = 1,22 \frac{\lambda}{ON} = 1,4 \mu\text{m}$ que nous associons à un col de w_0 évalué expérimentalement à $w_0 = 0,89 \mu\text{m}$ (voir section sur la mesure de la fréquence radiale du piège : 2.3.2). Le point focal de l'objectif se situe à 9,85 mm du dernier dioptre de la dernière lentille. En conséquence, l'ensemble est monté à l'intérieur d'une enceinte à vide, dont la pression résiduelle est typiquement de $1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Face au microscope un système de quatre lentilles collecte la lumière du piège dipolaire et l'achemine en dehors de l'enceinte à vide.

Le faisceau laser à 810 nm est acheminé sur le système MIGOU en utilisant une fibre optique monomode APC (*Angled Physical Contact*) à maintien de polarisation. La lumière issue de cette fibre nue, est collimatée en utilisant un objectif de microscope de marque Nacher, grossissement $\times 20$, ouverture numérique de 0,35 (modèle PL-FL IR 20-0,35-200/0). Une platine de translation permet de régler la distance entre l'extrémité de la fibre et l'objectif Nacher, ce qui permet d'ajuster la convergence du faisceau avant le système MIGOU. De même une translation à deux dimensions

(x, y) permet d'aligner correctement la fibre devant l'objectif Nachet et de déplacer très finement le point de focalisation du faisceau à 810 nm après le système MIGOU. Un lame semi-onde règle la polarisation de la lumière en polarisation linéaire, dont la direction est choisie pour être celle de l'axe de quantification.

Pour obtenir deux pièges dipolaires indépendants, nous avons ajouté un second faisceau suivant le même montage que le premier, et nous avons combiné les deux faisceaux sur un cube séparateur non polarisant 50/50 (voir figure 2.4). Bien que cette solution induise une perte de la moitié de l'intensité lumineuse dans la voie inutilisée du cube séparateur, elle est plus simple à mettre en œuvre qu'un modulateur spatial de lumière. Le second faisceau laser forme un léger angle avec le premier de sorte à obtenir deux pièges spatialement séparés. Le champ transverse du système optique MIGOU est limité à $\pm 10 \mu\text{m}$ permettant une séparation maximale entre les deux pièges de 20 μm .

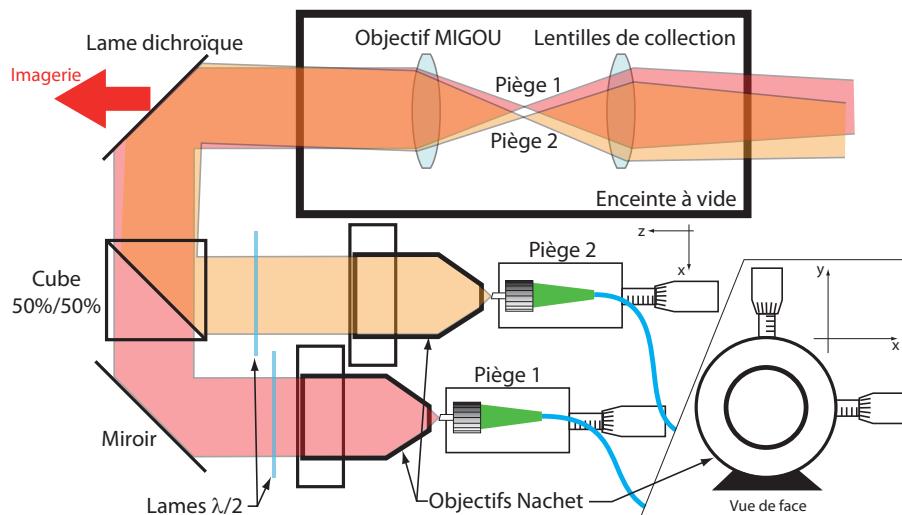


FIGURE 2.4 – Schéma expérimental des pièges dipolaires. Le faisceau laser est acheminé par fibre optique monomode APC à maintien de polarisation et est collimaté par un objectif Nachet monté sur platine de translation. La distance fibre-Nachet est également ajustable. Les deux faisceaux sont combinés sur un cube séparateur avec un léger angle pour obtenir deux pièges optiques spatialement séparés. Un miroir dichroïque est utilisé pour réfléchir les faisceaux du piège à 810 nm sur le système MIGOU, tandis qu'il transmet la fluorescence des atomes à 780 nm vers le système d'imagerie.

Système laser

Le contrôle du faisceau laser à 810 nm est réduit à son strict minimum. Le faisceau est généré par une diode commerciale Toptica DL100 à cavité étendue. La fréquence de la diode n'est pas contrôlée, seule l'intensité des faisceaux l'est.

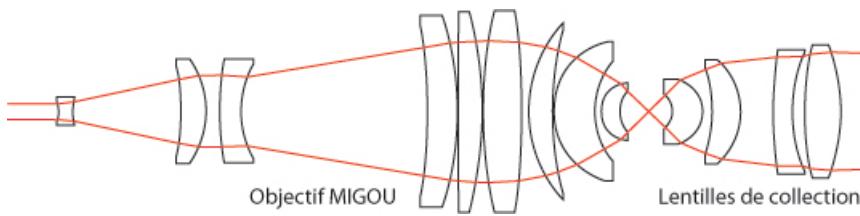


FIGURE 2.5 – Détail des 9 lentilles de MIGOU et des lentilles de collection.
L'objectif est conçu pour travailler à la limite de diffraction pour trois longueurs d'onde : 780 nm, 795 nm et 810 nm.

Pour cela nous contrôlons la puissance radio-fréquence qui alimente un modulateur accousto-optique à l'aide d'un générateur arbitraire de signal (modèle AGILENT 33120A). Ceci nous permet d'augmenter ou de diminuer la profondeur de la pince optique de façon parfaitement contrôlée. Après le modulateur accousto-optique, le faisceau laser à 810 nm est séparé en deux voies, chacune correspondant à un piège. Sur chaque voie est installé un modulateur électro-optique permettant de réaliser des coupures très rapides (temps de coupure ≤ 10 ns) du piége dipolaire, suivi du coupleur de fibre qui achemine la lumière jusqu'au système MIGOU.

Chargement du piège dipolaire optique

Le chargement du piège dipolaire se fait à partir d'un nuage d'atomes froids. Une réserve de mélange isotopique de rubidium se trouve dans un four, chauffé à environ 150 °C. Le four est pompé par une pompe turbo suivie d'une pompe primaire. La pression dans le four est d'environ $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Les atomes vaporisés sont collimatés par un faisceau de capillaires chauffés également et pénètrent ainsi dans une enceinte à ultra-vide par l'intermédiaire d'un bras long d'environ 1 m avec une dispersion radiale très faible. Les atomes dans ce bras subissent un ralentissement Doppler : un faisceau laser contrapropageant à 780 nm et désaccordé dans le rouge sur la transition D2 du rubidium ($5s_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5p_{3/2}$) est absorbé sur l'ensemble de la longueur du bras. Nous utilisons une puissance de 3,5 mW pour un faisceau d'environ 2 mm de diamètre. Pour réaliser cela, il est nécessaire de balayer la fréquence du laser sur la largeur Doppler de la raie. En procédant ainsi, nous obtenons un flux pulsé d'atomes froids qui arrivent dans l'enceinte à ultra-vide. Ce temps de balayage est pris à 5 ms dans notre cas. De plus, un faisceau repompeur est associé au faisceau ralentisseur. Il accordé sur la transition ($5s_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5p_{3/2}$) et a une puissance de $600 \mu\text{W}$. L'asservissement en fréquence des deux lasers est réalisé manuellement : un montage d'absorption saturée permet de visualiser la raie explorée par les lasers puisque leur fréquence est balayée sur une largeur Doppler. Un recentrage à la main de la fréquence centrale est nécessaire régulièrement au cours de la journée. Ce système est bien moins confortable et efficace qu'un ralentissement Zeeman, mais il suffit amplement car il n'influence que la densité de la mélasse qui charge le piége mais ne change en

rien la physique des atomes dans le piège. Enfin le faisceau ralentisseur ainsi que le repompeurs peuvent tout deux être coupés par un obturateur mécanique. Les atomes de rubidium arrivent ainsi au centre de l'enceinte à ultra-vide avec une vitesse quasi nulle. La pression au sein de l'enceinte ultra-vide est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-9}$ mbar, et est assurée par une pompe ionique et une pompe à sublimation de titane.

Les atomes refroidis ainsi sont ensuite piégés dans une mélasse optique (ou dans un piège magnéto-optique selon la configuration du champ magnétique). La mélasse est créée par trois faisceaux laser à 780 nm rétroréfléchis, en polarisation circulaire et désaccordés de la raie $D2$ du rubidium $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = 3)$ de $5\Gamma \approx 30$ MHz dans le rouge. Sont associés à ces faisceaux les faisceaux repompeurs qui sont accordés sur la transition : $(5s_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = 2)$. Etant donné que l'objectif MIGOU a un plan focal situé à environ 1 cm du dernier dioptre, il n'est pas possible de réaliser une configuration orthogonale pour les trois faisceaux de la mélasse. Ainsi, pour répondre à ces problèmes d'encombrement, la géométrie est la suivante : un faisceau rétroréfléchi a une direction verticale, et les deux autres qui sont situés sur le plan horizontal forment un angle d'environ 20° entre eux. Les faisceaux se croisent tous au centre de l'enceinte à vide au niveau de leur point focal, dont le col est d'environ 1,8 mm. La puissance des faisceaux de la mélasse est de 3,5 mW (300 μ W pour les faisceaux repompeur). Par ailleurs, la mélasse est réalisée non pas sur la trajectoire des atomes issus du four mais légèrement en dessous. Les atomes refroidis par le ralentisseur Doppler tombent balistiquement dans la mélasse et en assurent le chargement permanent. En conséquence, lorsque les faisceaux ralentisseurs Doppler sont coupés, les atomes ne sont plus ralentis et passent au dessus de la zone de la mélasse, ce qui augmente la durée de vie de l'atome unique dans la pince optique.

La fréquence des deux lasers est asservie sur des montages d'absorption saturée, puis décalée en utilisant un modulateur accousto-optique. Ainsi, le faisceau de la mélasse, généré par une diode laser commerciale Toptica DL100, est asservi sur la transition $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = (1, 3))$ (appelée *cross-over* 1/3) avant d'être décalé vers sa fréquence finale ; et le repompeur est asservi sur la transition $(5s_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = (1, 2))$ avant d'être mis à résonance $(5s_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = 2)$. Il est possible d'éteindre les faisceaux en coupant l'alimentation radio-fréquence de leurs modulateurs accousto-optiques (temps de coupure : 300 ns). Il est également possible de couper indépendamment les faisceaux de la mélasse ou du repompeur en utilisant un obturateur mécanique. Les temps caractéristiques de commutation des obturateurs est d'environ 1 ms.

Il n'est possible de caractériser ni la mélasse ni le piège magnéto-optique par notre système d'imagerie. En effet le champ de l'objectif de microscope MIGOU étant très petit devant la taille de la mélasse nous ne pouvons observer l'ensemble du nuage d'atomes à travers ce dernier. Par ailleurs, la densité du nuage d'atomes

est trop faible pour observer sa fluorescence sur une caméra. Nous ne pouvons donc connaître ni sa densité, ni sa température, ni son volume. Simplement, les paramètres expérimentaux ont été optimisés pour assurer un bon chargement des pinces optiques.

2.2.2 Imagerie des atomes piégés

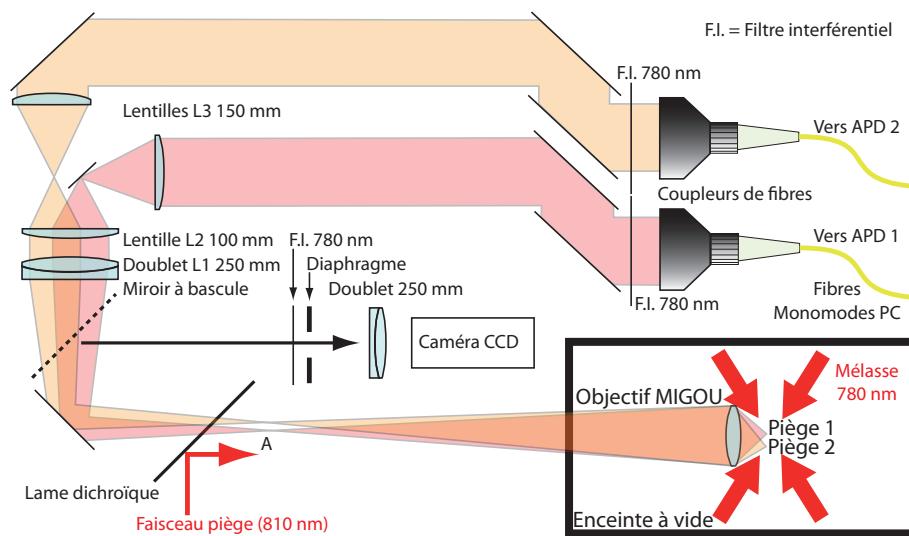


FIGURE 2.6 – Montage expérimental du système d'imagerie. La fluorescence des atomes est focalisée par les lentilles de MIGOU à environ 40 cm de la dernière lentille, au point A. Une lentille de champ (doublet de focale 200 mm) est placée au plus près pour collecter plus de lumière sur le système d'imagerie. Au point B, un miroir à bascule permet d'envoyer la fluorescence des atomes sur une caméra CCD ou sur des photodiodes à avalanche (APD). Dans cette voie, la fluorescence de l'atome est collimatée par un doublet (L1) puis est grossi 1,5 fois par un télescope (L2 et L3). Un miroir coupé placé dans le plan image des atomes sépare la fluorescence de chaque atome sur deux chemins optiques distincts.

Le système MIGOU sert également à imager les atomes piégés dans les pinces optiques. En allumant les faisceaux lasers à 780 nm qui servent à créer la mélasse optique ou le piège magnéto-optique nécessaire au chargement du piège, nous faisons fluorescer l'atome piégé dans le piège dipolaire. Cette fluorescence est partiellement collectée par le système MIGOU qui est également conçu pour travailler à la limite de diffraction à 780 nm. Elle est ensuite envoyée sur le système d'imagerie composé de deux voies : une caméra CCD (*Charge-Coupled Device*) d'une part, ou des photodiodes à avalanche couplées à des fibres monomodes d'autre part.

Le montage du système d'imagerie est donné figure 2.6.

Imagerie par caméra CCD

La caméra CCD utilisée est une caméra numérique 16 bits Princeton à faible bruit, d'efficacité quantique théorique de $\eta = 0,8$, refroidie à -40°C , et dont la puce est composée de 1340×400 pixels de $25 \mu\text{m}$ de côté. Afin d'augmenter au maximum le rapport signal sur bruit, les optiques d'imagerie sur la voie de la caméra CCD ont été choisies pour imager exactement le piège dipolaire sur un seul pixel. Etant donné que le système MIGOU est limité par diffraction à 780 nm et que le piège dipolaire a une taille d'environ $1 \mu\text{m}$, ceci conduit à utiliser un grossissement de 25 pour l'imagerie vers la caméra CCD. De plus, pour supprimer le fond lumineux lié à la présence de la mélasse et du piège magnéto-optique, nous utilisons un filtrage spatial à l'aide d'un diaphragme.

Avec cette caméra il est possible de visualiser les atomes sur un unique pixel comme illustré sur la figure 2.7 où deux atomes ont été imités simultanément, chacun étant piégé dans une pince optique distincte.

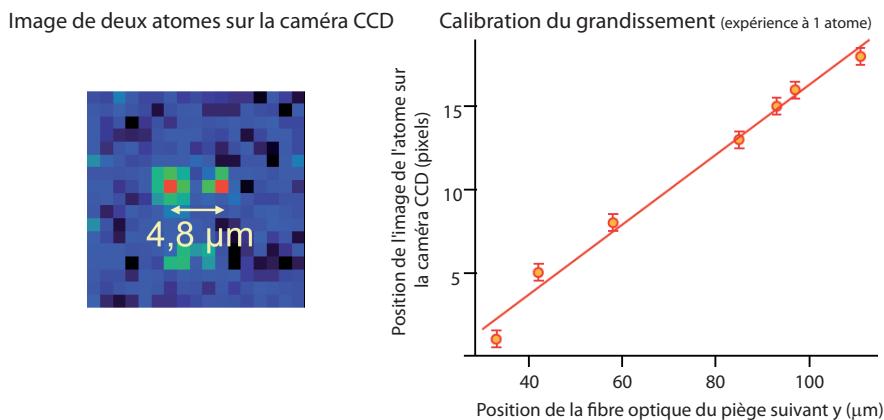


FIGURE 2.7 – **Image de deux atomes uniques sur la caméra CCD.** En déplaçant avec une vis micrométrique la fibre optique créant le piège dipolaire, il est possible d'effectuer une calibration du grossissement du système d'imagerie. La taille d'un pixel sur la caméra représente $1,2 \mu\text{m}$ dans l'espace réel. Ainsi, sur cette capture d'écran, nous visualisons deux atomes uniques distants de $4,8 \mu\text{m}$ (temps de pose utilisé : 200 ms)

La caméra CCD nous permet de positionner les atomes dans le plan focal du système de lentilles MIGOU (nous avons vu en section 2.2.1 que le positionnement longitudinal s'effectuait en réglant la convergence des faisceaux piège à 810 nm avant les optiques de MIGOU). Cependant le temps d'intégration nécessaire à la caméra ne permet pas de générer un signal de déclenchement pour réaliser des expériences sur les atomes uniques (temps d'intégration minimal lié au matériel : 10 ms , temps d'intégration typique pour obtenir un bon ratio signal/bruit : 200 ms). Nous utilisons donc plutôt les signaux des photodiodes à avalanche pour déclencher les expériences.

Imagerie par photodiode à avalanche

L'autre façon pour détecter la présence des atomes uniques dans les pinces optiques est d'utiliser des photodiodes à avalanche couplées à des fibres optiques. Nous utilisons des modules compteurs de photons uniques, modèle : PerkinElmer SPCM-AQRH-14-FC, qui émet des impulsions de 20 ns et a un temps mort typique de 40 ns. L'efficacité quantique théorique est d'environ $\eta = 0,6$ et le taux d'obscurité de 100 coups/s. Etant donné que le système MIGOU fonctionne à la limite de diffraction à 780 nm, le mode spatial de la lumière de fluorescence des atomes est très peu déformé et peut être couplé avec une bonne efficacité dans des fibres optiques. Un tel système réalise alors également un filtrage spatial très efficace pour supprimer la lumière du fond provenant de la mélasse ou du piège magnéto-optique. Nous avons ajouté par ailleurs un filtre interférentiel pour supprimer toute autre lumière parasite. Au final nous estimons que l'efficacité de détection des photons sur les photodiodes à avalanche est de l'ordre de 10^{-3} . Un exemple typique de signal de fluorescence obtenu avec une photodiode à avalanche est donné sur la figure 2.8.

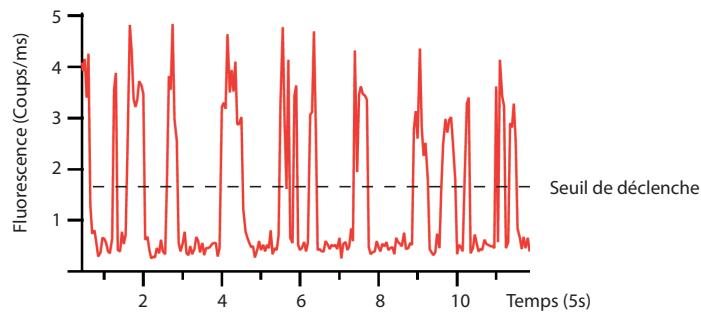


FIGURE 2.8 – Signal de comptage de photons provenant d'un atome unique. Le signal obtenu ici a été réalisé avec un temps d'intégration de 50 ms. Le signal présente un fond lié essentiellement à la lumière ambiante de la salle d'expérience, et un niveau élevé lié à la fluorescence de l'atome. L'étude détaillée de ce type de signal de fluorescence a permis de montrer la capture d'atomes uniques dans la pince optique [Schlosser 2001].

Lorsque l'atome est présent dans la pince optique, le signal de fluorescence mesuré est, dans notre exemple, de 3,5 coups/ms, ce qui donne 175 photons par fenêtre d'intégration de 50 ms. Nous en déduisons le bruit de photons de $\sqrt{175} \approx 13$ dont nous constatons que cela ne suffit pas à expliquer les fluctuations de fluorescence observées. Nous imputons ces dernières à des fluctuations de la fluorescence induite par les faisceaux de la mélasse optique, également observable sur la caméra CCD et probablement due à des déplacements de franges d'interférences. Elles peuvent être aussi liées à des événements où les atomes quittent le piège pendant la durée de l'intégration du signal de fluorescence. Nous pouvons toutefois fixer un seuil au-delà duquel nous sommes sûrs d'avoir un atome unique piégé dans la pince optique, et

en dessous duquel aucun atome n'est présent. Cela permet, d'une part, de déclencher des expériences où l'atome est présent (ou absent pour les contre-expériences). D'autre part cela permet de détecter la présence ou l'absence de l'atome en fin d'expérience. Pour discerner clairement le fond de la fluorescence, il faut s'assurer avoir collecté suffisamment de photons. Avec un taux de comptage tel que celui présenté figure 2.8, J. Beugnon a montré dans sa thèse [Beugnon 2007] que 10 ms suffisent à discriminer à 99% la présence d'un atome de son absence. Lors des séquences expérimentales, nous intégrerons donc sur 10 ms le signal de fluorescence lorsque nous chercherons à détecter la présence de l'atome dans la pince optique.

Enfin, le système d'imagerie utilise un télescope combiné avec un miroir coupé pour séparer la fluorescence provenant des deux pièges optiques. Chaque photodiode à avalanche génère un signal de déclenchement de l'expérience de sorte que nous pouvons choisir à volonté de réaliser des expériences sur l'atome A seul, l'atome B seul, les deux simultanément, ou aucun.

Positionnement longitudinal et radial du piège

Grâce au système d'imagerie nous pouvons positionner les pinces optiques dans le plan focal du système de lentilles MIGOU. Ce positionnement s'effectue en translatant l'objectif Nachet sur les deux directions radiales.

Pour régler la position longitudinale des deux pièges nous mesurons la convergence des faisceaux juste avant le hublot de l'enceinte à vide. La figure 2.9 montre les résultats de ces mesures. Nous constatons que les deux faisceaux à 810 nm

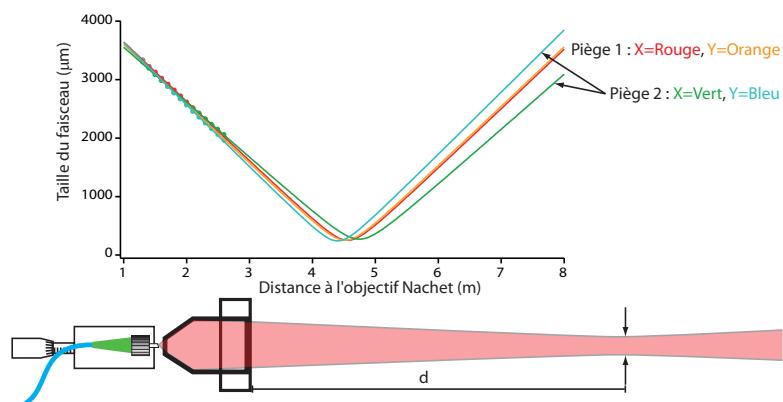


FIGURE 2.9 – Profil longitudinal des faisceaux du piège avant le hublot de l'enceinte à vide. En mesurant la taille du faisceau à mi-hauteur, et en ajustant les données avec une fonction caractérisant la focalisation d'un faisceau gaussien, nous pouvons comparer la position longitudinale relative des deux pièges. Cette focalisation a été optimisée pour minimiser les aberrations du système de lentilles MIGOU et maximiser la profondeur de la pince optique.

présentent de l'astigmatisme : les deux axes radiaux ne convergent pas au même

endroit. Par conséquent, le piège dipolaire n'est pas à symétrie cylindrique autours de l'axe de propagation du faisceau. Nous réglons la convergence pour avoir un compromis entre la focalisation de chacun des axes. Nous attribuons cette différence d'une part au fait que nous utilisons des fibres à maintien de polarisation, et d'autre part à des imperfections d'alignement entre la fibre optique APC dont l'extrémité présente un angle, et l'objectif Nachet.

2.2.3 Champ magnétique et électrique

Le champ magnétique

Le contrôle des champs magnétiques est effectué par l'intermédiaire de trois jeux de bobines. L'un sert à établir un champ magnétique de quantification vertical parallèle à la direction de la polarisation linéaire du piège dipolaire optique, un autre sert à établir un champ magnétique de quantification horizontal, et le troisième permet de compenser les champs magnétiques résiduels.

Champ magnétique de quantification vertical

Un jeu de bobines permettant de créer un champ magnétique vertical est placé directement à l'intérieur de l'enceinte à vide. Ce sont des bobines creuses refroidies par un courant d'air comprimé froid circulant à l'intérieur. Elles sont parcourues par un courant d'intensité 10 A en général. Lorsque les bobines sont connectées en configuration Helmholtz le champ magnétique obtenu est uniforme entre les bobines et vaut 9 G pour 10 A de courant. Il est également possible de connecter les bobines en configuration anti-Helmholtz et d'obtenir ainsi un gradient de champ magnétique de façon à créer un piège magnéto-optique. Un système d'interrupteur contrôlable par un signal TTL (transistor-transistor logic) permet d'allumer ou d'éteindre le courant dans ces bobines. Le temps d'établissement du champ magnétique est inférieur à 1 ms.

Champ magnétique de quantification horizontal

Pour certaines expériences de calibration des champs magnétiques, il peut être intéressant de pouvoir changer la direction de l'axe de quantification. Pour cela nous disposons d'un second jeu de bobines, situées cette fois-ci à l'extérieur de l'enceinte à vide, permettant de créer un champ magnétique horizontal. L'objet de cette section est purement à titre informatif puisque ce jeu de bobine ne sera pas utilisé au cours de cette thèse.

Champ magnétique de compensation

Enfin, l'environnement magnétique doit être le plus propre possible, et donc nous disposons de trois jeux de paires de bobines dites "de compensation", qui permettent

d'annuler le champ magnétique résiduel dans les trois directions de l'espace. Ces bobines sont disposées à l'extérieur de l'enceinte à vide, et sont contrôlées par des générateurs à plusieurs sorties : une sortie permet de régler les champs de compensation pour optimiser le chargement de la mélasse optique ou du piège magnéto-optique, de sorte à augmenter le taux de chargement de la pince optique ; et une autre sortie permet de régler la valeur des champs magnétiques pour obtenir un champ nul à la position de l'atome lorsque nous effectuons une expérience sur les atomes uniques. Le temps de commutation entre une configuration du champ magnétique de compensation vers une autre configuration est typiquement de 10 ms car ces bobines, placées à l'extérieur de l'enceinte à vide, ont une très grande inductance.

Le champ électrique

Le montage expérimental ne possède aucun contrôle du champ électrique. Or dans notre expérience nous manipulons des atomes dans des états de Rydberg. Habituellement ces états sont détectés en ionisant l'atome avec un champ électrique, puis en détectant l'ion produit avec des galettes de micro-canaux. Nous verrons section 3.2.5 que nous avons pu contourner le problème de détection des états de Rydberg en se passant du contrôle du champ électrique. Cependant ce paramètre reste une limite très importante du montage expérimental puisque les effets Stark liés au champ électrique ne sont en général pas négligeables lorsqu'on manipule des états de Rydberg.

2.2.4 Contrôle informatique de l'expérience et séquence expérimentale

Contrôle informatique

Dans un souci de fiabilisation des données, et de gain de temps sur leur acquisition et leur analyse, nous avons fortement développé le contrôle informatique des paramètres expérimentaux au cours de cette thèse. Le remaniement complet de l'interface logiciel nous a permis de multiplier par cinq en moyenne le nombre de prises de données sur une journée, chaque courbe étant tracée avec 1,5 fois plus de points en moyenne. Ceci nous permet de réaliser les mesures avant que les dérives et fluctuations des appareils ne soient trop importantes. A la fin de ce travail d'amélioration et d'optimisation, le schéma de principe du contrôle informatique est tel que décrit ci-après.

La quasi-totalité des paramètres expérimentaux est contrôlable informatiquement, par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition National Instrument PCI 6713 et du logiciel informatique Igor Pro. Les signaux acquis par la carte sont les impulsions générées par les photodiodes à avalanche lorsqu'elles détectent un photon : chaque photon reçu est converti en une impulsion TTL (*Transistor-Transistor Logic*) de 50 ns suivie d'un temps mort de 50 ns. Par rapport au flux de photons incidents de 3,5 coups/ms (voir section 2.2.2) la probabilité que deux photons parviennent à la

photodiode à avalanche tandis qu'un seul signal TTL a été généré est inférieure à 0,1%. La carte d'acquisition possède deux compteurs sur lesquels sont envoyés les impulsions TTL, ce qui permet de compter indépendamment les photons issus de l'une ou l'autre des pinces optiques. La résolution temporelle de ces compteurs peut descendre jusqu'à 2 μ s mais nous utilisons en pratique 250 μ s qui est une valeur permettant de collecter suffisamment de photons pour générer un signal de déclenchement de l'expérience.

La séquence est déclenchée en fonction de la logique accordée à la présence ou non d'un atome dans chaque pince. Elle est contrôlée par deux types d'appareillage : d'une part les sorties programmables de la carte d'acquisition National Instrument (8 sorties digitales ayant une résolution temporelle de 1 ms, et 8 sorties analogiques ayant une résolution temporelle de 2 μ s), et d'autre part des appareils électroniques spécialisés préprogrammés par GPIB listés ci-après. Les générateurs d'impulsions TTL sont des générateurs Stanford DDG 645 (résolution temporelle 1 ns, bruit de déclenchement \leq 25 ps, quatre sorties indépendantes, deux appareils) et DDG 535 (résolution temporelle 1 ns, bruit de déclenchement \leq 100 ps, deux sorties indépendantes, un appareil). Les deux générateurs de signaux arbitraires sont des Agilent Modèle 33120A. Nous contrôlons également des générateurs radio-fréquence (fréquence, amplitude, phase) qui contrôlent des modulateurs accousto-optiques pour effectuer des expériences de transition Raman ou des expériences de Ramsey, ou qui contrôlent l'asservissement en phase des lasers par battement. Pour conserver toute la flexibilité dont nous disposons avec un réglage manuel des séquences, nous avons développé une boîte logique TTL jouant le rôle de séquenceur. Cette boîte, fabriquée en interne à l'Institut d'Optique par F. Moron, prend en entrée 15 signaux électriques et restitue 15 sorties électriques qui sont des combinaisons logiques des signaux d'entrée (addition et/ou inversion de signaux). La logique combinatoire interne à la boîte est pilotable informatiquement par USB et est préprogrammée avant le lancement d'une séquence. Ainsi, au cours d'une séquence expérimentale cette boîte logique fonctionne de façon passive et n'introduit pas de bruit de déclenchement, conservant ainsi la même synchronisation et la même précision que celles données par les appareils électroniques utilisés sur les bornes en entrée. Les temps de commutation entre les niveaux logiques haut et bas sont limités par la résolution temporelle des contrôleurs logiques internes à la boîte, à savoir 2 ns. Au final cette boîte logique fonctionne comme si les différents signaux gérant la séquence y sont combinés et aiguillés vers les différents appareils de contrôle des optiques.

Séquence expérimentale typique

La séquence expérimentale commence avec le signal de déclenchement généré par la carte d'acquisition en fonction de la fluorescence reçue par chacune des photodiodes. Il est possible de choisir de déclencher sur la présence de l'atome A et pas d'atome B, sur la présence de l'atome B mais pas de l'atome A, ou sur la présence simultanée des deux atomes A et B. Etant donné le délai entre la fluorescence de l'atome sur les photodiodes à avalanche, la génération du signal de déclenchement,

sa propagation, et le déclenchement à proprement parler de la séquence expérimentale, il est possible que l'atome ait quitté le piège dipolaire. C'est pourquoi toute séquence commence par la vérification de la présence (ou l'absence selon le cas) des atomes dans les pinces optiques. Nous avons vu section 2.2.2 que 10 ms étaient suffisantes pour effectuer cette opération, pendant laquelle les faisceaux de la mélasse ainsi que le faisceau du laser repompeur sont allumés. Puis vient l'étape de commutation des champs magnétiques, essentiellement limitée par le temps d'établissement du champ magnétique de compensation. 25 ms y sont consacrées. Au passage, puisqu'au cours de cette étape les faisceaux de la mélasse et son repompeur sont éteints, la mélasse est détruite, et les atomes piégés sont donc dans un environnement vide. Lorsque les champs de compensation et le champ de quantification sont établis, la profondeur des pièges dipolaires, initialement de 70 MHz typiquement, est diminuée adiabatiquement jusqu'à 12 MHz, réalisant ainsi un refroidissement des atomes qui passent de $145 \mu\text{K}$ à $70 \mu\text{K}$. Puis vient l'étape de préparation des atomes dans l'état initial. Nous verrons, section 3.2.1, que cette étape de pompage optique de $600 \mu\text{s}$ prépare les atomes dans l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ avec une efficacité d'environ 99%. Une fois que les atomes sont bien préparés dans un état clairement identifié, il est possible d'effectuer une expérience quelconque, qui s'achève par la détection de l'atome en fin de séquence. Pour réaliser cette ultime étape de détection, il faut revenir à la configuration du champ magnétique initiale (25 ms de commutation), et allumer les faisceaux de la mélasse et les faisceaux repompeurs pendant 10 ms. La figure 2.10 récapitule le déroulement général d'une séquence.

Certaines expériences reposent sur la mesure du niveau de fluorescence de l'atome, mais la plupart du temps le résultat d'une expérience est binaire : ou bien l'atome est là en fin de séquence, ou bien il n'est pas là. Par conséquent, pour reconstruire la population dans un état piégé et la population dans un état non piégé nous devons répéter la séquence et en obtenir une statistique. Généralement, nous répétons la séquence 100 fois, et nous obtenons un tableau récapitulatif dans lequel est enregistrée la réponse pour chaque atome séparément. La figure 2.11 illustre les résultats que nous pouvons obtenir. Ce type de tableau nous permet alors de reconstruire l'état de l'atome lorsque celui-ci est préparé dans une superposition de deux états, l'un piégé et l'autre non piégé. Lors de cette reconstruction, étant donné que nous répétons un nombre fini de fois l'expériences, nous aurons nécessairement un bruit statistique sur la reconstruction de l'état détecté, appelé *bruit de projection quantique* [Itano *et al.* 1993]. Nous rappelons brièvement ici en quoi cela influence nos mesures.

Supposons que l'atome est dans un état de superposition, pour lequel on a une probabilité p de recapturer l'atome en fin de séquence, et une probabilité $1 - p$ de perdre l'atome. Alors la probabilité de recapturer k atomes après N répétitions de l'expérience est donnée par la loi binomiale :

$$P(k) = C_N^k p^k (1 - p)^{N-k} \quad (2.27)$$

D'après le théorème central limite, lorsque nous répétons l'expérience un grand nombre de fois, cette loi de probabilité tend vers une loi normale, centrée en Np et

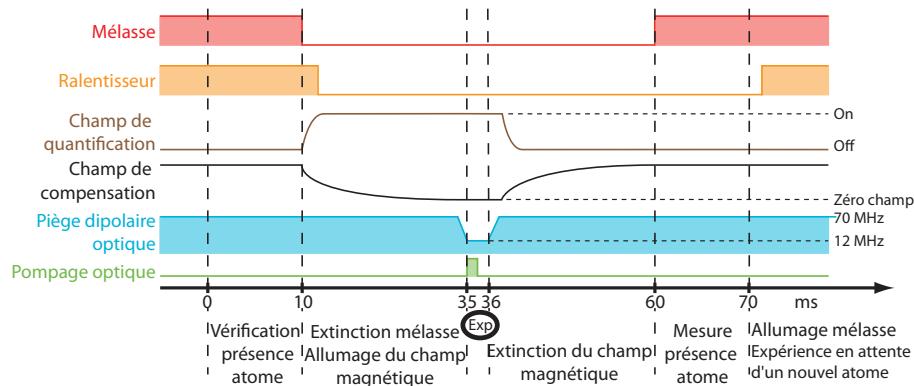


FIGURE 2.10 – Séquence expérimentale générique utilisée. Les séquences expérimentales utilisent toutes le même schéma de principe : Après vérification de la présence des atomes dans les pinces optiques, les champs magnétiques sont commutés pour compenser les champs résiduels et établir le champ de quantification. S'ensuit une phase de refroidissement adiabatique par abaissement de la profondeur des pinces optiques, puis de préparation de l'état initial des atomes par pompage optique. Le cœur de la séquence dépend du type d'expérience à réaliser. Puis les champs magnétiques sont rétablis à leurs paramètres initiaux et les faisceaux de la mélasse sont rallumés pour vérifier la présence de l'atome en fin de séquence. Une fois la séquence terminée, la mélasse est rechargeée en attendant le piégeage d'un nouvel atome.

Num Expérience	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		99	100
Atome A	0	1	1	1	0	0	1	1	0	0		1	1
Atome B	1	0	0	1	0	1	0	1	0	1		0	1
	P_{01}	P_{10}	P_{10}	P_{11}	P_{00}	P_{01}	P_{10}	P_{11}	P_{00}	P_{01}		P_{10}	P_{11}

FIGURE 2.11 – Illustration d'un tableau de résultats obtenu pour 100 répétitions d'une séquence. Nous pouvons déduire quatre types de probabilité à partir du tableau : la probabilité que l'atome A soit recapturé dans la pince et pas l'atome B, la probabilité que l'atome B soit recapturé dans la pince et pas l'atome A, la probabilité que les atomes A et B soient tous les deux recapturés, ou au contraire la probabilité qu'aucun des deux atomes ne soit recapturé.

d'écart type $\sigma = \sqrt{Np(1-p)}$. Cherchant à mesurer p , nous avons donc une incertitude sur cette mesure donnée par σ/N . J. Beugnon a montré [Jones *et al.* 2007] que nous pouvions travailler au bruit quantique après une optimisation systématique de tous les éléments de l'expérience.

Dans nos expériences de manipulation des états de Rydberg que nous présenterons dans la suite de ce manuscrit, nous allons voir (chapitre 3) que nous éteignons la lumière du piège dipolaire pendant $1\ \mu s$ au moment de réaliser l'excitation de l'atome vers l'état de Rydberg. A cause du mouvement des atomes, le bruit de projection quantique n'est pas ce qui limite nos mesures et au jour le jour nous constatons l'existence d'un bruit minimal de l'ordre de 2 à 3 %.

2.3 Caractérisation des atomes piégés

Le contrôle d'atomes uniques dans des pinces optiques datant des thèses de N.Schlosser [Schlosser 2001], les expériences permettant de caractériser les atomes piégés sont bien maîtrisées. L'objet de ce paragraphe porte donc plus sur les résultats que sur le principe de ces expériences, pour lequel nous préférerons nous référer aux thèses de mes prédécesseurs [Beugnon 2007][Darquié 2005][Reymond 2002]. Nous présenterons succinctement les résultats que nous avons obtenus [Gaëtan 2009] pour les mesures de la profondeur du piège, des fréquences radiales du piège et enfin de la température des atomes dans la pince.

2.3.1 Pronfondeur du piège

Mesure par résonance de la fluorescence

La technique de mesure de la profondeur du piège utilisée par A.Gaëtan repose sur le fait que sur la transition fermée $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |5p_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ seul le niveau $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ a un déplacement lumineux lié au piège dipolaire. La valeur de ce déplacement est pratiquement la profondeur du piège. Il devient alors aisément de sonder la profondeur du piège en balayant la fréquence d'un laser ayant une polarisation σ_+ et en observant la fluorescence de l'atome. La fluorescence doit alors avoir un profil lorentzien, et le maximum doit être centré sur la résonance de la transition. La figure 2.12 tirée de la thèse d'A.Gaëtan [Gaëtan 2009] montre une mesure de profondeur de piège de $48,2 \pm 0,5$ MHz pour une puissance incidente des faisceaux pièges de $2 \pm 0,05$ mW.

Mesure par différence de position de raie atomique

Bien que la méthode présentée ci-dessus fut la première à avoir été mise en œuvre, au cours de cette thèse nous avons eu l'occasion de réaliser cette mesure d'une toute autre manière en utilisant une transition vers un état de Rydberg. Le principe de la mesure est le suivant : nous disposons de deux atomes, l'un servant de référence et l'autre subissant le déplacement lumineux lié au piège.

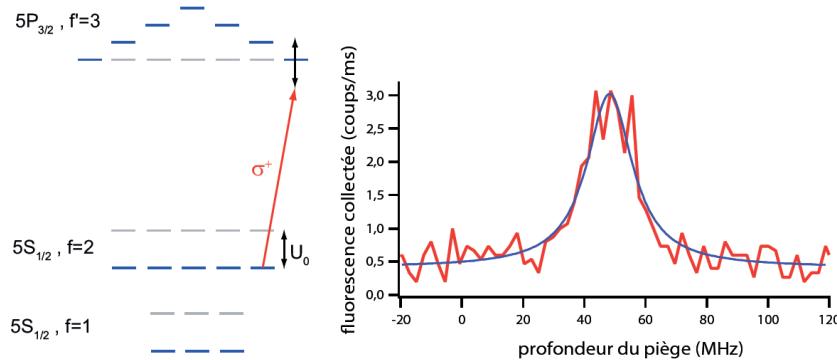


FIGURE 2.12 – Mesure de la profondeur du piége dipolaire par fluorescence. La fluorescence obtenue en moyennant 500 expériences présente un profil lorentzien centré sur la profondeur du piége U_0 .

Puis nous balayons la fréquence d'un laser exciteur autours de la transition entre l'état fondamental de l'atome $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et un état de Rydberg $|58d_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ dont les calculs montrent que cet état ne subit quasiment aucun déplacement lumineux (il est estimé valoir environ 0,7 MHz, et est décalé vers le bleu comme nous le montrons section 3.1.5). Les détails de cette transition à deux photons seront décrits au chapitre 3. Nous attendons donc une raie de référence correspondant à la transition sans déplacement lumineux de l'état fondamental, et une raie décalée dans le bleu correspondant à la transition avec déplacement lumineux.

La figure 2.13 donne un décalage de la transition de 22,8 MHz pour une puissance de faisceaux piéges incidents de 1,2 mW. Ce décalage ne correspond pas exactement à la profondeur de la pince. En effet, chaque expérience est réalisée sur un atome unique, et nous reconstruisons la probabilité d'excitation en répétant un grand nombre de fois la mesure. Or à chaque répétition, la position de l'atome dans la pince optique varie, donc le déplacement lumineux fluctue. Nous décrivons donc la répartition des atomes par une température T répondant à une statistique boltzmannienne (voir section 2.3.3). La raie alors observée est la convolution du profil de raie avec la distribution en énergie potentielle des atomes dans la pince. Cette distribution s'écrivant $\rho(U_{pot.}) \propto \sqrt{U_{pot.}} \exp\left(-\frac{U_{pot.}}{k_B T}\right)$ lorsque nous nous plaçons dans l'approximation d'un potentiel harmonique à 3 dimensions, le centre de la raie observé est décalé de $\frac{1}{2}k_B T$ par rapport à la profondeur de la pince. Une modélisation de Monte-Carlo 3D permet d'expliquer avec une bonne fidélité le décalage de la raie et nous mesurons une profondeur de 23,5 MHz pour des atomes à 70 μK de température. L'élargissement de la raie est bien reproduit dans notre modèle également. Enfin, la hauteur de la raie est diminuée comme nous pouvons nous y attendre d'après notre modèle, bien que nous observons une différence de 15% encore inexpliquée.

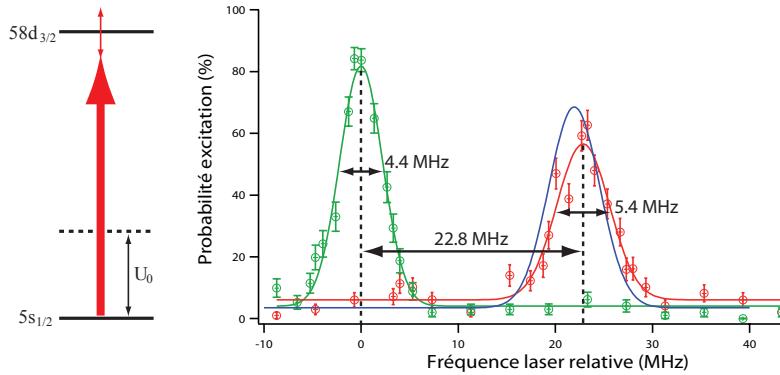


FIGURE 2.13 – Mesure de la profondeur du piège dipolaire par comparaison de position de raie. Le graphe présente les probabilités d'excitation de l'état fondamental $|5s_{1/2}\rangle$ vers l'état de Rydberg $|58d_{3/2}\rangle$. En vert, l'expérience est réalisée sans déplacement lumineux. En rouge, l'expérience est réalisée avec le piège dipolaire allumé, donc l'état fondamental subit un déplacement lumineux. En bleu est donnée la raie attendue par la simulation numérique pour des atomes à $70 \mu\text{K}$. Les ajustements de données ont été réalisés avec une fonction gaussienne $y_0 + A e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$.

Notons enfin que la mesure de la profondeur de la pince optique est très utile pour aligner le faisceau piège à travers le système MIGOU. En effet, si les faisceaux sont centrés sur le système optique, et avec une convergence appropriée, la focalisation par les neuf lentilles sera meilleure et les aberrations seront minimisées. En conséquence, la profondeur du piège augmentera avec la qualité d'alignement et de centrage des faisceaux pièges incidents. La procédure d'alignement devient alors simple : nous mesurons pour chaque position (x, y, z) de la fibre par rapport à l'objectif de microscope Nachet la profondeur du piège obtenue, et nous nous plaçons à l'optimum.

2.3.2 Fréquence radiale du piège

Il est également possible d'extraire dans une certaine mesure la fréquence radiale du piège. L'expérience réalisée par A.Gaëtan reprend la thèse de G-O. Reymond qui s'est inspiré de la référence [Engler *et al.* 2000]. L'idée sous-jacente est la suivante : en supposant que les atomes se comportent comme des billes dans un potentiel harmonique, ils oscillent au fond du piège avec une phase initiale aléatoire. Une première coupure du piège, de durée $2 \mu\text{s}$, vient mettre les atomes en phase : les atomes rapides du fond du piège atteignent les bords et les atomes des bords restent immobiles, donc tous les atomes se retrouvent sur un bord du piège. Puis une seconde coupure du piège, après un délai variable, vient sonder la position des atomes dans la pince optique : si les atomes sont au fond de la pince

ils auront une vitesse grande et sortiront de la zone de piégeage, et si les atomes sont au bord de la pince ils seront quasiment à l'arrêt et resteront piégés. La durée de cette seconde coupure est de $4 \mu\text{s}$. Le choix de la durée des coupures dépend de la température des atomes : la première coupure doit être d'une durée telle que les atomes rapides du fond du piège aient juste le temps d'atteindre le bord, et la seconde coupure doit être suffisamment courte pour que les atomes lents du bord du piège ne quittent pas la zone de piégeage tandis que les atomes rapides du fond du piège seront partis.

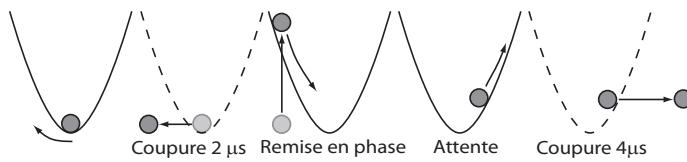


FIGURE 2.14 – Illustration de l'atome oscillant dans le piège.

Une façon de comprendre cette expérience est de regarder le diagramme des phases comme cela est expliqué par B. Darquié [Darquié 2005] : pour un atome oscillant la trajectoire de l'atome dans l'espace des phases est un cercle parcouru dans le sens horaire à la vitesses ω qui est la fréquence du potentiel harmonique. Pour un atome en vol libre, la trajectoire est une droite horizontale, allant vers la droite pour des vitesses positives, et vers la gauche pour des vitesses négatives. Prenons à présent l'ensemble des états initiaux de l'atome dans la pince pour chaque expérience. Ces états initiaux sont répartis sur un disque dont la bordure délimite le volume de piégeage puisque l'énergie mécanique des atomes est inférieure à la profondeur du piège. La première coupure du piège déforme la distribution en une ellipse qui tourne dans le sens horaire à la vitesse ω , la fréquence du potentiel harmonique. C'est pour cette raison que nous parlons de rephasage. Les atomes hors du volume de piégeage sont perdus lors de cette première étape. Après un certain délai, une seconde coupure plus longue est appliquée. La déformation du disque oval est plus importante, et la proportion d'atomes qui va quitter le volume de piégeage va dépendre de l'angle que fait axe principal de la distribution ovale avec l'axe des positions. La figure 2.15 décrit l'évolution de la distribution des atomes avec la séquence.

Le signal de probabilité de recapture devrait osciller deux fois plus vite que la fréquence de piégeage, et contenir les fréquences radiales et longitudinales simultanément. Seulement cette dernière n'est pas mesurable dans notre cas car elle est trop lente par rapport à la fréquence radiale.

La fréquence radiale mesurée est de $\omega_r/2\pi = (120 \pm 8) \text{ kHz}$. Il est alors possible d'en déduire le col du faisceau et la fréquence longitudinale en utilisant les formules d'optique gaussienne donnée en 2.23 : $w_0 = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m\omega_r^2}} = 0,89 \mu\text{m}$ et $\omega_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}w_0}\omega_r =$

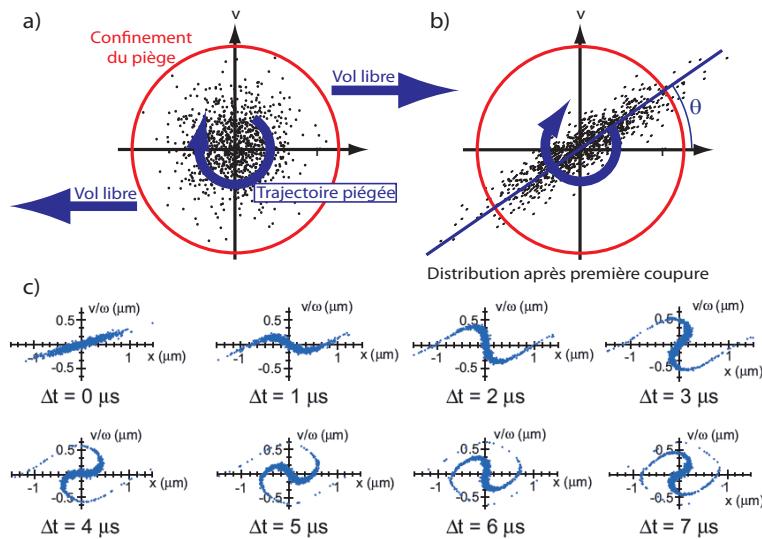


FIGURE 2.15 – Evolution temporelle de la distribution des atomes dans la pince optique. a)- La distribution d'atomes dans la pince est limitée par un cercle en dehors duquel l'énergie mécanique des atomes est supérieure au potentiel de piégeage. Lorsque la pince est allumée, les atomes décrivent une trajectoire circulaire dans le sens horaire, avec une fréquence égale à celle du potentiel harmonique. Lorsque la pince est éteinte, les atomes ont des trajectoires balistiques. b)- Après la première coupure les atomes sont mis en phase. c)- B.Darquié a effectué des simulations numériques pour décrire l'évolution des atomes. La déformation de la distribution initiale vient du caractère inharmonique du potentiel.

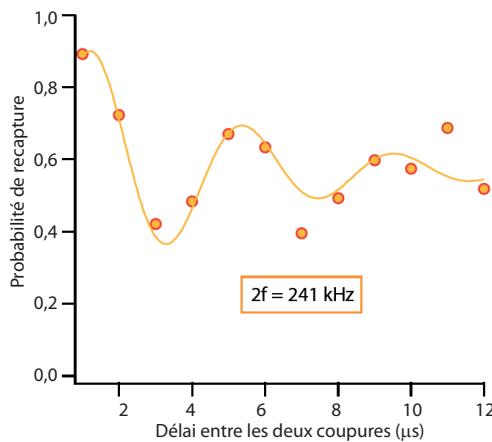


FIGURE 2.16 – Mesure de la fréquence radiale du piège. Les données, prises par accumulation de 100 expériences sur atomes uniques et en utilisant un piège dipolaire ayant une profondeur de 24 MHz, ont été ajustées par une fonction sinusoïde amortie permettant d'extraire la fréquence radiale du piège.

(24.6 ± 1.6) kHz. Pour des atomes de température typique de $70\mu\text{K}$ (voir section 2.3.3) cela signifie qu'ils occupent une douzaine de niveaux vibrationnels, ce qui justifie l'approche mécanistique classique du mouvement des atomes.

2.3.3 Température des atomes

Enfin nous pouvons nous intéresser à la température des atomes piégés dans la pince. Remarquons tout d'abord que la notion de température pour un atome unique est une notion mal définie puisque nous ne pouvons pas parler d'équilibre thermodynamique. Cependant, si nous nous intéressons à l'espace des phases pour N expériences indépendantes à atome unique, la distribution d'énergie suit une statistique boltzmannienne équivalente à un système de N atomes à l'équilibre thermique [Tuchendler *et al.* 2008]. Nous définissons donc la température de l'atome en utilisant cette équivalence, puisqu'en pratique nous devons toujours répéter l'expérience un grand nombre de fois pour définir les probabilités de recapture de l'atome et réduire le bruit statistique.

Le principe de la mesure est le suivant : Nous coupons le piège pendant une durée variable et traçons le taux de recapture en fonction de la durée de la coupure du piège. Les atomes les plus énergétiques quitteront la zone de piégeage rapidement, et les atomes les moins énergétiques mettront plus de temps à s'échapper. En ajustant les données par une simulation de Monte-Carlo 3D nous pouvons en déduire la température de l'atome. La figure 2.17 correspond à une pince optique de profondeur 12 MHz et donne une température de $(69 \pm 2) \mu\text{K}$. La simulation de Monte-Carlo utilisée pour l'ajustement fait l'hypothèse que les atomes explorent le fond du piège et sont donc dans un potentiel harmonique de fréquence radiale ω_r et de fréquence longitudinale ω_z .

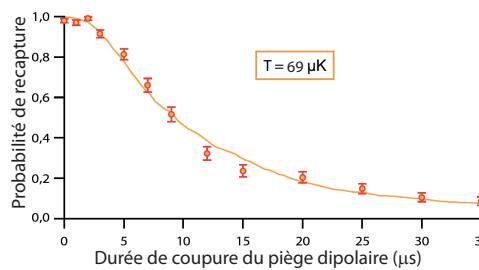


FIGURE 2.17 – Mesure de la température de l'atome dans le piège. Les résultats présentés ici ont été obtenus avec un piège dipolaire de profondeur 12 MHz et chaque point est l'accumulation de 200 expériences. Les barres d'erreur données sont basées sur le bruit statistique d'une loi binomiale.

La température des atomes dans les pinces est de l'ordre de grandeur de ce qu'ont pu mesurer d'autres groupes. La référence [Yavuz *et al.* 2006] fait état d'une

température de $30 \mu\text{K}$. Au sein même de notre équipe à l’Institut d’Optique, des mesures de température de $1,7 \mu\text{K}$ ont déjà été obtenues sur une autre expérience par refroidissement adiabatique [Tuchendler *et al.* 2008].

Avec cette mesure de température, nous confirmons d’une part, a posteriori, le fait que les atomes n’explorent que le fond du potentiel, et que celui-ci peut être approximé par un potentiel harmonique. D’autre part, une température de $70 \mu\text{K}$ correspond à une vitesse des atomes $v = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_a}} = 140 \text{ mm.s}^{-1}$. Cette information aura un rôle important lorsque nous chercherons à diminuer la largeur des spectres lasers pour effectuer des transitions atomiques, ou lorsque nous voudrons effectuer une séquence d’intrication de deux atomes (voir chapitre 6 sur ce deuxième point). Avec une telle vitesse, les atomes voient un décalage Doppler du rayonnement incident de $\Delta f = 2f_c \frac{v}{c} = 350 \text{ kHz}$ pour un faisceau excitateur à 795 nm .

2.3.4 Etat interne de l’atome

Nous avons jusqu’à présent parlé de l’état externe de l’atome : sa température, son mouvement dans la pince optique. Nous cherchons à présent à caractériser l’état interne de l’atome. La première chose que nous pouvons dire déjà est que si l’atome se trouve dans un état du niveau $5p$ le potentiel lumineux est non-piégeant, voire anti-piégeant et nous perdons l’atome. Nous nous intéressons donc à discriminer l’état de l’atome lorsqu’il est dans son niveau fondamental. L’idéal serait de pouvoir distinguer sans ambiguïté chaque sous niveau Zeeman, sans perdre l’atome en fin de mesure. Le point difficile dans ce cas là est qu’il faut collecter un nombre de photons suffisant pour pouvoir discriminer sans ambiguïté l’état que nous cherchons à mesurer. Or avec un montage utilisant des pinces optiques, les efficacité de collection des photons diffusés impliquent souvent d’effectuer de très nombreux cycles de fluorescence, et dans ce cas là deux phénomènes viennent limiter le protocole : tout d’abord il faut disposer d’une transition fermée, et ensuite il faut que le chauffage résultant de la diffusion de photons soit inférieur à la profondeur de la pince optique. Pour ces raisons, de tels protocoles n’ont été mis au point que très récemment et uniquement sur l’état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ [Fuhrmanek *et al.* 2011]. Notons que dans d’autres configurations expérimentales, comme avec des atomes couplés à des cavités électro-dynamiques quantiques [Bochmann *et al.* 2010] ces problématiques sont moins contraignantes à cause du fort couplage entre les photons et l’atome ; et il est alors possible d’effectuer des mesures non destructives de l’état interne de l’atome [Maioli 2005].

Dans le cas de notre expérience, nous ne disposons pas des outils nécessaires pour réaliser de tels types de mesure. En revanche nous avons moyen de discriminer facilement entre les deux états hyperfins du niveau fondamental du rubidium. Nous utilisons une technique semblable à celle du groupe de D. Meschede [Kuhr *et al.* 2005]. Nous disposons pour cela un faisceau laser à 780 nm , décalé de 6 MHz vers le rouge de la transition $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{3/2}, F' = 3)$ en polari-

sation σ_+ . En envoyant une impulsion de durée $10 \mu\text{s}$ et de $300 \mu\text{W}$ de puissance focalisée sur un col de $200 \mu\text{m}$ environ, le faisceau chauffe l'atome lorsqu'il est dans un des sous-niveaux Zeeman de l'état $(5s_{1/2}, F = 2)$ et l'expulse hors de la pince optique, tandis qu'il le laisse inchangé lorsqu'il est dans un sous-niveau Zeeman de l'état $(5s_{1/2}, F = 1)$ (voir figure 2.18). Il ne reste alors plus qu'à allumer les

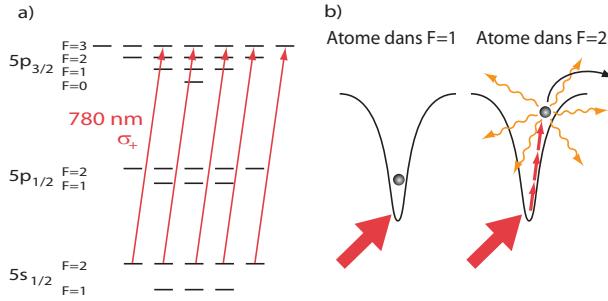


FIGURE 2.18 – **Principe du faisceau pousseur.** a) *Détails de la transition utilisée.* b) *Lorsque l'atome est initialement dans l'état $F = 1$ le faisceau pousseur n'est pas à résonance et ne subit aucun effet du laser. En revanche, lorsque l'atome est dans l'état $F = 2$, l'atome chauffe par diffusion de photons jusqu'à ce qu'il soit expulsé de la pince optique.*

faisceaux de la mélasse optique pour faire fluorescer l'atome en fin de séquence et vérifier sa présence : la présence de l'atome est une signature qu'il était dans l'état $(5s_{1/2}, F = 1)$ et son absence qu'il était dans l'état $(5s_{1/2}, F = 2)$.

B. Darquié a montré dans sa thèse [Darquié 2005] que ces deux états sont discriminés avec un taux de confiance de 99 % ; et J. Beugnon a montré [Beugnon 2007] que la détection de l'état interne de l'atome est limité par le bruit de projection quantique. Toutefois nous devons garder en mémoire que ce protocole de mesure est basé sur la perte de l'atome lorsque celui-ci se trouve dans l'état $(5s_{1/2}, F = 2)$. Cela signifie que nous devrons systématiquement nous assurer qu'il n'y a pas de processus de pertes supplémentaires par une expérience de calibration. Enfin la question de la détection de l'état interne de l'atome étant indissociable de la question de sa manipulation, nous signalons d'ores et déjà que nous sommes capables de préparer l'atome dans une superposition d'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ en effectuant des transitions Raman dont le détail est donné à la section 3.2.1.

2.4 Conclusion

Nous pouvons récapituler brièvement les caractéristiques de notre expérience. Nous disposons d'un objectif de microscope capable de focaliser un faisceau laser à 810 nm sur un col d'environ $0,8 \mu\text{m}$. Ceci nous permet de piéger des atomes froids de rubidium, à partir d'une mélasse optique, dans un régime d'atome unique. Il

est possible de créer à travers le même système d'objectif de microscope plusieurs pièges identiques, chacun étant occupé par un atome unique, ce qui nous permettra par la suite d'étudier l'interaction entre deux atomes. Par ailleurs nous avons caractérisé le piège dipolaire, en particulier sa profondeur et ses fréquences radiales et longitudinales d'oscillation. L'état externe des atomes a également été caractérisé : leur température est estimée à $70 \mu\text{K}$, ce qui correspond à un nombre d'occupation thermique des états vibratoires de la pince optique d'environ 10. Enfin, au niveau de l'état interne de l'atome, nous pouvons distinguer les deux états hyperfins, tandis que les sous-niveaux Zeeman restent indiscernables. La plupart des mesures est effectuée en mesurant la présence de l'atome en fin de séquence, ce qui signifie que nous devons accumuler les résultats de nombreuses expériences pour reconstruire la statistique des populations atomiques. Cette reconstruction de l'état interne de l'atome n'est pas limité par la technique mais par le bruit de projection quantique. Nous disposons donc de tous les outils nécessaires pour manipuler et caractériser des systèmes d'atomes, et nous allons les employer pour étudier l'interaction entre deux atomes lorsqu'ils sont dans des états de Rydberg.

CHAPITRE 3

Etats de Rydberg à un atome

Sommaire

3.1 Etats de Rydberg à un atome	47
3.1.1 Fonction d'onde, énergie et défauts quantiques	47
3.1.2 Echelles d'énergie	49
3.1.3 Propriétés des états de Rydberg : durée de vie	50
3.1.4 Propriétés des états de Rydberg : taux de photo-ionisation . .	56
3.1.5 Propriétés des états de Rydberg : déplacements lumineux .	56
3.1.6 Propriétés des états de Rydberg : Effet Stark	59
3.1.7 Propriétés des états de Rydberg : Effet Zeeman	65
3.2 Excitation d'un atome vers un état de Rydberg	67
3.2.1 Etat cible et état de départ	67
3.2.2 Excitation cohérente vers l'état $ 58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. .	69
3.2.3 Rappels sur les transitions à deux photons	69
3.2.4 Détails du système laser	73
3.2.5 Réalisation expérimentale de l'excitation	83
3.3 Conclusion	95

La manipulation d'objets quantiques a permis le développement d'une nouvelle branche de la physique qui traite des calculs quantiques. David P.DiVincenzo a synthétisé dans [DiVincenzo 2000] les éléments nécessaires à l'implémentation de ces calculs. Il évoque ainsi cinq points centraux : 1) le choix du support physique des bits quantiques et la capacité à en augmenter substantiellement le nombre ; 2) la capacité à initialiser les bits quantiques ; 3) la nécessité que le temps de décohérence soit beaucoup plus long que le temps requis pour effectuer les opérations ; 4) le fait de disposer d'un jeu de portes logiques universelles et 5) la capacité à mesurer l'état du bit quantique. En vertu de ces cinq points, nous pourrions logiquement choisir de prendre, comme bits quantiques, les deux états hyperfins du niveau fondamental d'un atome neutre tel que le rubidium, et ayant une projection de moment angulaire total m_F nulle. En effet, ces états sont insensibles au champ magnétique au premier ordre, et ils ont de très grands temps de cohérence, typiquement plusieurs millisecondes. De plus la transition se situe à 6,8 GHz, elle est donc accessible par radio-fréquence et la manipulation de l'état interne de l'atome est facilitée, par exemple en utilisant une transition Raman avec deux faisceaux laser fortement désaccordés et co-propageants, ce qui rend la transition insensible à l'effet Doppler. Ces arguments ont d'ailleurs justifié le fait d'utiliser ce

type d'états pour le césium dans les horloges atomiques. Le point majeur cependant qui ne peut être satisfait est l'implémentation de portes logiques rapides à deux atomes si nous nous restreignons à ces deux seuls états. En effet pour cela, il faut qu'il existe une interaction entre atomes, qu'elle soit temporaire ou permanente. Cette interaction doit être suffisemment forte pour effectuer l'opération logique en un temps très court devant la durée de vie des états, ou plus généralement devant le temps de cohérence du qubit. Pour des atomes piégés dans des pinces optiques et dont les états externes sont des états thermiques, nous voulons que le temps de l'opération logique soit court devant le temps d'oscillation des atomes piégés car les opérations sur les états internes sont généralement réalisées en coupant la pince contrairement aux expériences où le système quantique est préparé dans le niveau fondamental du piège, par exemple dans les expériences d'interaction en onde *s* de condensat de Bose-Einstein dans des réseaux optiques [Mandel *et al.* 2003] [Anderlini *et al.* 2007]. Inversement l'interaction ne doit pas être trop forte au point d'expulser les atomes en dehors des zones de piégeage ou bien d'introduire un couplage avec les états vibrationnels, ce qui serait source de décohérence. Ce sont sur ces éléments que J.I.Cirac et P.Zoller [Jaksch *et al.* 2000] ont été amenés à proposer un schéma de porte quantique fondée sur l'interaction dipôle-dipôle qui existe entre deux atomes. Seulement, cette interaction étant très faible pour deux atomes neutres dans leur état fondamental, elle ne semble a priori pas adaptée, à moins de l'activer en excitant les atomes dans des états de nombres quantiques principaux très élevés, appelés *états de Rydberg*. Ce schéma de portes logiques est très attractif à plusieurs points de vue : tout d'abord il concilie le codage de l'information quantique sur les états du niveau fondamental de l'atome, donc une longue durée de cohérence du bit quantique, avec l'existence d'interactions contrôlables entre atomes ; de plus cette interaction est activée à la demande lorsque les atomes sont excités par des champs lasers dans des états de Rydberg ; et enfin elle agit à grandes distances et peut s'étendre à plus de deux atomes ce qui offre des perspectives d'application à des systèmes plus grands. C'est pourquoi ces dernières années, la recherche autours des états de Rydberg s'est intensifiée.

Ce chapitre est articulé suivant deux grands axes : l'un théorique et l'autre expérimental. La première partie est donc consacrée à la description générale des états de Rydberg et traitera plus spécifiquement des états $|58d_{3/2}\rangle$, $|56f_{5/2}\rangle$, et $|60p_{1/2}\rangle$ qui jouent un rôle important dans notre expérience. Cette étude théorique nous sera indispensable pour comprendre les limitations auxquelles nous sommes confrontés. Elle repose sur un ouvrage de référence [Gallagher 1994] publié par T. Gallagher qui a réalisé de nombreuses études sur les atomes de Rydberg. Ce chapitre adapte les conclusions de [Gallagher 1994] aux états qui nous intéressent en tenant compte du fait que le rubidium est un alcalin. La seconde partie de ce chapitre présente la façon dont nous excitons expérimentalement un atome dans un état de Rydberg. Nous pourrons ensuite nous appuyer sur les développements de ce chapitre pour étudier l'interaction entre atomes de Rydberg et justifier les choix que nous avons faits pour sélectionner tel ou tel état de Rydberg dans le chapitre suivant.

3.1 Etats de Rydberg à un atome

Les états de Rydberg sont des états pour lesquel le nombre quantique principal n est très élevé. Dans la littérature, la communauté scientifique utilise le terme *état de Rydberg* dès que n dépasse environ 15. Du fait de leur nombre quantique principal élevé, les atomes de Rydberg possèdent des propriétés, pour résumer, exacerbées. Regardons plus en détail ce que nous entendons derrière ce terme.

3.1.1 Fonction d'onde, énergie et défauts quantiques

Tout d'abord intéressons nous aux fonctions d'onde des états de Rydberg ainsi qu'à leurs états d'énergie. Lorsque l'électron de valence d'un alcalin est excité dans un état de nombre quantique n très élevé, par analogie avec ce qui se passe avec l'atome d'hydrogène, nous savons que l'électron est très éloigné du noyau. Pour s'en convaincre nous pouvons prendre comme ordre de grandeur le rayon du nuage de l'électron de l'hydrogène $2a_0 n^2 \approx 250$ nm pour $n = 50$. L'électron voit donc essentiellement un centre attractif coulombien, et les effets de spin, et particulièrement le couplage hyperfins, devraient être négligeables. Nous nous attendons donc à ce que la fonction d'onde de l'électron dans un état de Rydberg pour un alcalin soit proche de celle de l'électron dans l'atome d'hydrogène, que nous pouvons calculer analytiquement en résolvant l'équation de Schrödinger pour un potentiel coulombien :

$$\psi_{n,l,m}(r, \theta, \phi) = R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \phi)$$

$$\text{où } \begin{cases} Y_{l,m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \frac{2l+1}{4\pi} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} \\ R_{n,l}(r) = \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!}} e^{-\frac{r}{n^2}} \left(\frac{2r}{n}\right)^l \frac{2}{n^2} L_{n-l-1}^{2l+1} \left(\frac{2r}{n}\right) \end{cases} \quad (3.1)$$

P_l^m désigne les polynômes de Legendre, et L_p^q les polynômes de Laguerre. A la différence de l'atome d'hydrogène, les alcalins possèdent des électrons de cœur qui viennent modifier le potentiel vu par l'électron de valence, nous parlons alors d'écrantage. A quel point le potentiel est-il perturbé ? La réponse à cette question n'est pas évidente. Ce que nous pouvons dire en revanche c'est que la perturbation va être d'autant plus ressentie par l'électron qu'il passera plus de temps dans les régions proches du noyau, c'est-à-dire que l'amplitude de sa fonction d'onde sera importante. En conséquence, en observant les fonctions angulaires, et en se rappelant que la barrière cinétique augmente avec le moment angulaire l , nous pouvons prédire que cette perturbation sera beaucoup plus ressentie pour les états s que pour les autres états de moment angulaire non nul. Ainsi, pour les états de Rydberg, les niveaux d'énergie de l'électron de valence n'a pas une loi rigoureusement en $\frac{1}{n^2}$, mais cette loi est modifiée en $\frac{1}{n_*^2}$ où $n_* = n - \delta_{n,l,j}$ dépend non seulement du moment angulaire orbital, mais aussi du moment angulaire total j de l'électron. $\delta_{n,l,j}$ est le *défaut quantique* et est mesuré expérimentalement. Plus exactement, ce sont les composantes δ_i du défaut quantique suivant la formule de

Rydberg-Ritz qui sont mesurées expérimentalement :

$$\delta_{n,l,j} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \dots \quad (3.2)$$

L'annexe B regroupe les différentes mesures des paramètres de Rydberg-Ritz effectuées sur l'atome de rubidium 85 et 87. Bien que les données expérimentales ont été réalisées essentiellement sur du rubidium 85, nous pouvons les utiliser dans notre cas pour du rubidium 87 car les défauts quantiques ne dépendent quasiment pas de la masse du noyau. Cette intuition est d'ailleurs confirmée par les mesures très récentes réalisées à l'Université de Tübingen (voir Annexe B).

Pour récapituler, l'approche courante pour traiter des états de Rydberg est de considérer d'abord les niveaux d'énergie donnés par les défauts quantiques :

$$E_{n,l,j} = -\frac{Ry}{(n - \delta_{n,l,j})^2} = -\frac{\frac{1}{1+\frac{m_e}{m_a}} R_\infty}{(n - \delta_{n,l,j})^2} \quad (3.3)$$

où $R_\infty \approx 13,6$ eV est la constante de Rydberg "infinie". Ne connaissant pas spécifiquement la forme du potentiel lorsque l'électron de valence est proche des électrons de cœur, la démarche la plus courante est ensuite de résoudre l'équation de Schrödinger en utilisant un potentiel coulombien et les valeurs d'énergie mesurées expérimentalement. En procédant ainsi, c'est à dire en conservant un potentiel purement coulombien, la résolution de l'équation de Schrödinger ne peut être faite analytiquement puisque l'équation correspond alors à celle de l'hydrogène, mais les énergies sont différentes : les solutions vont nécessairement diverger, soit à proximité du noyau, soit aux distances lointaines. La solution obtenue se sera donc pas normalisable et ne représentera pas une fonction d'onde. En revanche numériquement cela est possible en utilisant l'algorithme de Numerov [Gallagher 1994] [Zimmerman *et al.* 1979] et en stoppant l'intégration numérique dans une région proche du noyau, là où la solution va commencer à diverger. La détermination de la fonction d'onde radiale des états de Rydberg est une étape importante puisqu'elle nous permet de calculer les éléments de dipôle $\langle \psi | \mathbf{r} | \phi \rangle$ entre deux états ce qui nous permettra de modéliser l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes. Nous avons pu vérifier que notre algorithme de calcul de ces intégrales donne des résultats cohérents entre deux états de Rydberg en comparant nos données avec celles qui nous ont été mises à disposition par le laboratoire Aimé Cotton. Notons au passage qu'il existe une formule semi-classique pour calculer l'intégrale radiale $R_{n,l}^{n'l\pm 1} = \langle nl|r|n'l\pm 1\rangle$ [Oumarou *et al.* 1988][Comparat & Pillet 2010] :

$$R_{n,l}^{n'l\pm 1} = \frac{a_0}{s} \frac{n_c^5}{(n_* n'_*)^{3/2}} \left[J'_{-s}(es) \pm \sqrt{e^{-2} - 1} \left(J_{-s}(es) - \frac{\sin(\pi s)}{\pi s} \right) + (1 - e) \frac{\sin(\pi s)}{\pi} \right] \quad (3.4)$$

où $s = n'_* - n_*$, $n_c^3 = \frac{2(n_*n'_*)^2}{n_* + n'_*}$, $e^2 = 1 - \left(\frac{l+l'+1}{2n_c}\right)^2$ et

$$J_s(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(s\theta - z \sin \theta) d\theta$$

désigne la fonction d'Anger.

Le calcul de la fonction d'onde nous permet de visualiser (figure 3.1) l'extension de la fonction d'onde radiale de l'électron pour l'état $|58d_{3/2}\rangle$ et donne une extension de $7000 a_0 \approx 350$ nm. Nous comprenons qu'avec une telle séparation de charge entre l'électron de valence et le noyau (entouré de son cortège d'électrons de cœur) les états de Rydberg soient très sensibles vis-à-vis du champ électrique.

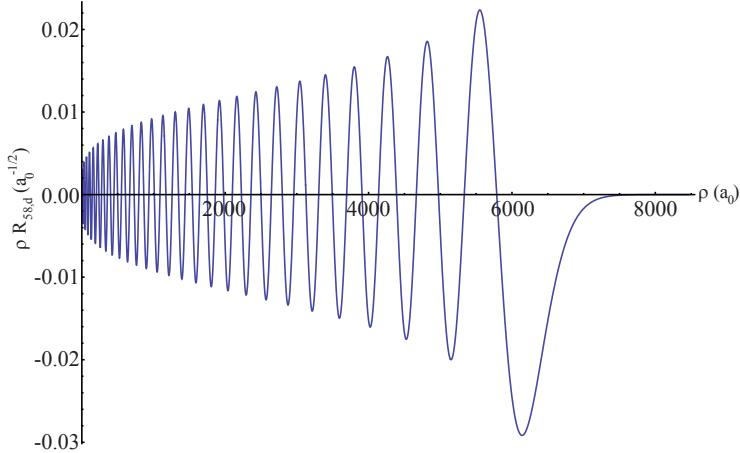


FIGURE 3.1 – Partie radiale de la fonction d'onde de l'état $|58d_{3/2}\rangle$ calculée par la méthode de Numerov. L'abscisse ρ est exprimée en unités de rayon de Bohr a_0 , l'ordonnée est exprimée en $a_0^{-1/2}$. Notons que nous représentons ici $\rho R_{n,l}$, qui est une fonction normalisée.

3.1.2 Echelles d'énergie

Intéressons nous à présent aux échelles des énergies mises en jeu dans les états de Rydberg. Tout d'abord au niveau des transitions atomiques : l'énergie d'ionisation du rubidium 87 est d'environ 1010 THz ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 300 nm qui se situe dans l'ultra-violet. Les états de Rydberg ayant des énergies proches du seuil d'ionisation, il est donc possible de les exciter directement depuis le fondamental en utilisant un faisceau laser dont la longueur d'onde est située dans l'ultra-violet, généralement en utilisant un laser doublé en fréquence [Farooqi *et al.* 2003] [Tong *et al.* 2004]. De nombreuses études de spectroscopie ont eu recours à des transitions entre états de Rydberg $|n, l\rangle \rightarrow |n+1, l'\rangle$, dont l'écart en énergie suit une loi d'échelle en $1/n^3$ et sont dans le domaine micro-onde. Par exemple, la séparation en énergie entre l'état $|58s_{1/2}\rangle$ et $|59s_{1/2}\rangle$ est de 38,8 GHz ;

et entre le $|99s_{1/2}\rangle$ et $|100s_{1/2}\rangle$ il est de 7,3 GHz. La résolution spectrale de la technologie laser est largement suffisante pour exciter sélectivement des états de nombre quantique principal différent.

Qu'en est-il de la structure fine ? Les interactions spin-orbite restent importantes, même dans les états de Rydberg. Ainsi pour les états d la structure fine est typiquement de la centaine de MHz pour $n = 50$, environ 50 MHz pour $n = 60$ et d'une dizaine de MHz pour $n = 100$ [Mohapatra *et al.* 2007]. Cette mesure a été réalisée en utilisant une technique de spectroscopie haute précision par transparence induite électromagnétiquement (EIT) [Fleischhauer *et al.* 2005]. Lorsque nous appliquons les formules 3.2 et 3.3 nous donnant les énergies des états de Rydberg la structure fine y est déjà prise en compte à travers les valeurs des défauts quantiques.

Enfin qu'en est-il de la structure hyperfine ? Le couplage avec le spin nucléaire a lieu lorsque l'amplitude de la fonction d'onde de l'électron est importante à proximité du noyau. En conséquence, le couplage hyperfin sera beaucoup plus important pour les états $|n, l = 0\rangle$ que pour les états p, d , etc. Ainsi il est mesurable pour les états s mais nous ne trouvons pas dans la littérature de mesures pour d'autres moments orbitaux. Typiquement pour $n = 19$ la structure hyperfine de l'atome de rubidium 87 est de 3,2 MHz [Mack *et al.* 2011]. Cette structure ayant une loi d'échelle en $1/n_*^3$, nous pouvons estimer qu'elle est inférieure à 200 kHz pour $n = 58$. La conclusion que nous pouvons tirer de cette analyse est que nous pouvons limiter notre étude des états de Rydberg à la structure fine de l'atome. La précision additionnelle que nous pouvons espérer gagner en traitant la structure hyperfine ne sera pas détectable expérimentalement.

3.1.3 Propriétés des états de Rydberg : durée de vie

L'un des points importants, pour espérer réaliser une porte quantique qui tire profit des états de Rydberg, est de maintenir la cohérence de l'information dans l'état atomique. La décohérence peut avoir pour origine des imperfections techniques ; par exemple des fluctuations d'intensité du laser piége, ou bien des variations de phase à cause du mouvement des atomes, que l'on pourrait corriger en stabilisant la puissance du laser et en refroidissant plus les atomes [Saffman & Walker 2005]. D'autres mécanismes représentent une limite plus fondamentale comme la durée de vie des états de Rydberg (bien qu'il soit possible de modifier la durée de vie d'un état atomique en modifiant la densité des états optiques, par exemple en plaçant l'atome dans une cavité [Scully & Zubairy 1997] [Vaidyanathan *et al.* 1981]). Nous nous intéressons donc dans ce paragraphe à la durée de vie des états de Rydberg, qui dépend de deux paramètres : la durée de vie radiative de l'état à 0 K, et la durée de vie liée au rayonnement du corps noir : $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad.}} + \frac{1}{\tau_{BB}}$.

Durée de vie radiative

Le premier processus qui contribue à la durée de vie finie d'un état atomique est le taux d'émission spontanée vers d'autres niveaux. Pour des états de Rydberg, le nombre d'états accessibles par émission spontanée est très élevé. Pour calculer la durée de vie d'un état de Rydberg, il convient donc de prendre en compte tous les processus qui peuvent avoir lieu et sommer le taux d'émission spontanée vers tous les états accessibles. Nous rappelons que le taux d'émission spontanée entre un état excité $|e\rangle$ et un autre état $|g\rangle$ s'écrit (voir équation 2.13) :

$$\Gamma_{|e\rangle \rightarrow |g\rangle} = \frac{\omega_0^3}{3 \pi \varepsilon_0 \hbar c^3} \left| \langle e | \hat{d} | g \rangle \right|^2 \quad (3.5)$$

Le taux d'émission spontanée total est alors :

$$\Gamma_{tot.} = \sum_{|g\rangle} \Gamma_{|e\rangle \rightarrow |g\rangle} \quad (3.6)$$

Nous avons donc calculé la durée de vie de quelques états d'intérêt, à savoir le $|58d_{3/2}\rangle$, le $|56f_{5/2}\rangle$ et le $|60p_{1/2}\rangle$. Nous obtenons : $\tau_{|58d_{3/2}\rangle} = 206 \mu\text{s}$, $\tau_{|56f_{5/2}\rangle} = 295 \mu\text{s}$ et $\tau_{|60p_{1/2}\rangle} = 568 \mu\text{s}$. Ces valeurs sont en très bon accord avec ce que donne la formule obtenue par F. Gounand [Gounand 1979] [Gounand 1980] :

$$\tau_{rad.} = \tau_0 (n_*)^\alpha \quad (3.7)$$

où τ_0 et α sont des paramètres ajustés sur les résultats expérimentaux et peuvent être calculés numériquement. Ces paramètres sont tabulés pour de nombreux alcalins, et ils sont récapitulés dans le tableau 3.1.3 pour le rubidium.

		s	p	d	f
Rb	τ_0 (ns)	1.43	2.76	2.09	0.76
	α	2.94	3.02	2.85	2.95

Notons toutefois que pour l'état $|56f_{5/2}\rangle$ nous calculons une durée de vie presque trois fois plus longue que ce que donne la formule 3.7.

Le calcul des taux d'émission spontanée entre deux états permet également d'obtenir la décomposition de l'état initial en états finaux. La figure 3.2 donne sur une échelle logarithmique les taux entre les états de départ $|58d_{3/2}\rangle$, $|56f_{5/2}\rangle$ et $|60p_{1/2}\rangle$ et les autres états du rubidium. Ainsi, nous voyons que l'état $|58d_{3/2}\rangle$ se désexcite essentiellement vers les états $|5p\rangle$ et $|6p\rangle$ qui ont des durées de vie de quelques dizaines de nano-secondes.

Durée de vie et rayonnement du corps noir

Le second facteur limitant la durée de vie des états de Rydberg est le rayonnement du corps noir. La loi de Planck en donne la densité d'énergie autour d'une fréquence ν :

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu \quad (3.8)$$

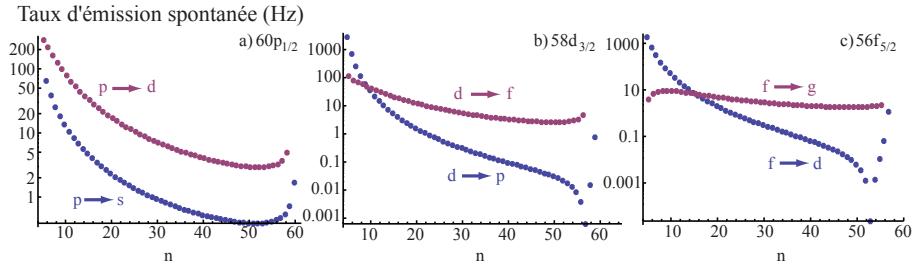


FIGURE 3.2 – Contributions des taux d'émission spontanée en fonction des états. Ces graphes indiquent le taux d'émission spontanée d'un état excité de départ donné vers tous les niveaux situés énergétiquement en dessous. L'abscisse donne le nombre quantique principal de l'état vers lequel se désexcite l'atome. La couleur bleue correspond aux états de moment orbital diminué d'une unité, la couleur magenta correspond aux états de moment orbital augmenté d'une unité. Les états de départ sont a) $|60p_{1/2}\rangle$, b) $|58d_{3/2}\rangle$, c) $|56f_{5/2}\rangle$.

où h est la constante de Planck et k_B est la constante de Boltzman. Pour une température de 300 K, cette loi nous indique que le spectre du corps noir est maximum à une longueur d'onde d'environ 15 μm soit une énergie d'environ 20 THz. Cette énergie, très petite devant celle de la raie D1, est très importante devant l'écartement des états de Rydberg (typiquement, l'écartement entre l'état $|58d_{3/2}\rangle$ et le $|59p_{3/2}\rangle$ est de 9,6 GHz). Nous allons donc étudier ici deux effets du rayonnement du corps noir : le premier est de redistribuer les populations entre états proches, et le second est de photoioniser l'atome. Pour quantifier chacun de ces deux effets, il est d'abord nécessaire de calculer le nombre moyen de photons dans chaque mode du rayonnement, en se rappelant que la densité des modes du rayonnement est $8\pi\nu^2/c^3d\nu$ et que chaque mode a une énergie $h\nu$:

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (3.9)$$

Les photons issus du rayonnement du corps noir peuvent interagir avec les atomes suivant un processus d'absorption, auquel cas l'état final de l'atome aura une énergie plus élevée que l'état initial, ou bien suivant un processus d'émission stimulée. Les taux d'absorption et d'émission stimulée sont donnés par les coefficients d'Einstein ; ils sont proportionnels au nombre de photons dans le mode et au taux d'émission spontanée :

$$\Gamma_{stimul.} = \Gamma_{absorp.} = \bar{n} \Gamma_{spontan.} \quad (3.10)$$

Nous pouvons donc calculer l'effet de redistribution des populations par le rayonnement du corps noir, dont nous pouvons voir sur la figure 3.3 que cette redistribution a lieu sur les états proches. Nous calculons pour ce processus les durées de vie à 300 K suivantes : $\tau_{|58d_{3/2}\rangle}^{BB} = 195 \mu\text{s}$, $\tau_{|56f_{5/2}\rangle}^{BB} = 221 \mu\text{s}$ et $\tau_{|60p_{1/2}\rangle}^{BB} = 187 \mu\text{s}$. Enfin intéressons nous maintenant au second effet du corps noir pouvant influencer la

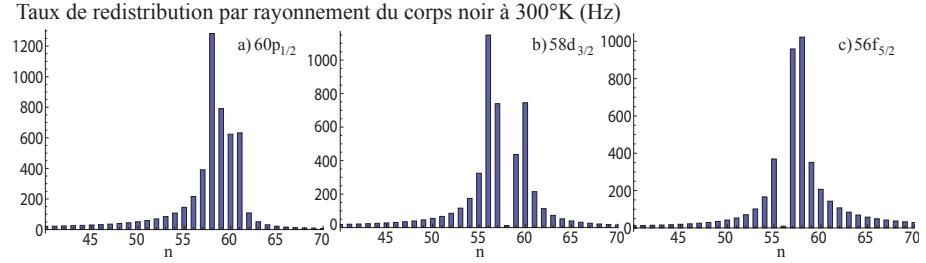


FIGURE 3.3 – Taux de transitions sous l’effet d’un rayonnement du corps noir à 300 K en fonction des états. Ces graphes indiquent le taux de transition entre un état de départ et différents états d’arrivés. L’abscisse donne le nombre quantique principal de l’état vers lequel se désexcite l’atome, tout moment orbital confondu. Les états de départ sont a) $|60p_{1/2}\rangle$, b) $|58d_{3/2}\rangle$, c) $|56f_{5/2}\rangle$.

durée de vie de l’état de Rydberg : la photo-ionisation.

Photo-ionisation et rayonnement du corps noir

Evaluons à présent le taux de photo-ionisation en utilisant la section efficace de photo-ionisation. Pour un faisceau lumineux d’intensité $I(\omega_L)$ et de pulsation ω_L , le flux de photons par unité de surface vaut $\frac{I(\omega_L)}{\hbar\omega_L}$. Le taux de photo-ionisation de l’atome sous l’effet de ce flux de photons est donc donné par la relation :

$$\Gamma_{photo-ion.} = \frac{I(\omega_L)\sigma(\omega_L)}{\hbar\omega_L} \quad (3.11)$$

Cependant pour le rayonnement du corps noir nous ne disposons pas de l’intensité

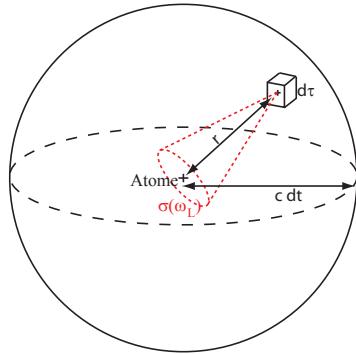


FIGURE 3.4 – Photo-ionisation par rayonnement du corps noir.

lumineuse mais de la densité d’énergie du rayonnement (voir formule 3.8). Pour calculer le taux de photo-ionisation, nous évaluons la probabilité qu’entre deux instants

t et $t + dt$ un photon issu du rayonnement du corps noir traverse une surface égale à la section efficace $\sigma(\omega_L)$ centrée sur l'atome comme illustré sur la figure 3.4. Pour les photons distants de plus de $c dt$ la probabilité est nulle. Pour ceux situés à l'intérieur de la sphère de rayon $c dt$, étant donné que le rayonnement est isotrope, cette probabilité vaut $\frac{\sigma(\omega_L)}{4\pi r^2}$. En conséquence, la probabilité pour qu'un photon de pulsation ω_L issu du volume $d\tau$ traverse la section efficace est donc de $\frac{\sigma(\omega_L)}{4\pi r^2} \times \frac{\rho(\omega_L)d\omega_L}{\hbar\omega_L}$. En intégrant sur tout le volume de la sphère, et en divisant par dt nous obtenons le taux de photo-ionisation par le rayonnement du corps noir :

$$d\Gamma_{BB.photo-ion.} = \frac{c\sigma(\omega_L)\rho(\omega_L)d\omega_L}{\hbar\omega_L} \quad (3.12)$$

Pour obtenir le taux total il suffit ensuite d'intégrer sur tout le spectre du rayonnement du corps noir.

A travers les équations ci-dessus, nous voyons que l'élément clé est la connaissance de la section efficace de photo-ionisation de l'atome. Celle-ci est donnée par la distribution de forces d'oscillateurs [Saffman & Walker 2005] [Gallagher 1994] :

$$\sigma = 2\pi^2 \frac{\hbar e^2}{m_e c} \left. \frac{df}{dE} \right|_{E_C} \quad (3.13)$$

où m_e est la masse de l'électron, $e = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}$, f est la force d'oscillateur et E_C est le niveau d'énergie du continuum à résonance entre le niveau atomique et la fréquence du photon : $E_C = \hbar\omega_L + E_{niv.atomique}$. La distribution des forces d'oscillateur est reliée au recouvrement dipolaire des fonctions d'onde radiales entre l'état lié de l'atome et les états du continuum. De façon plus explicite, notons $\psi_{Ryd.}(r, \theta, \phi) = R_{Ryd.}^{n,l}(r)Y_{Ryd.}^{l,m}(\theta, \phi)$ la fonction d'onde de l'état de Rydberg dans lequel se trouve l'atome, où $R_{Ryd.}^{n,l}(r)$ désigne la partie radiale de la fonction d'onde et $Y_{Ryd.}^{l,m}(\theta, \phi)$ sa partie angulaire ; et notons $\psi_{cont.}(r, \theta, \phi) = R_{cont.}^{E, l_c}(r)Y_{cont.}^{l_c, m_c}(\theta, \phi)$ la fonction d'onde du continuum d'énergie E et de moment angulaire l_c . La distribution des forces d'oscillateur, moyennée sur toutes les directions de l'espace, est indépendante de la projection du moment angulaire m ou m_c et elle s'écrit :

$$\frac{df}{dE} = \sum_{l_c \in \{l-1, l+1\}} \frac{2m_e\omega_L \text{Max}(l_c, l)}{3\hbar(2l+1)} \left| \int_0^\infty R_{Ryd.}^{n,l}(r)rR_{cont.}^{E, l_c}(r)r^2 dr \right|^2 \quad (3.14)$$

Dans la formule 3.14, la partie radiale des fonctions d'onde du continuum est normalisée par unité d'énergie. Ainsi à très grande distance de l'atome, la partie radiale tend asymptotiquement vers :

$$rR_{cont.}^{E, l_c}(r) \sim^{r \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2m_e}{\pi\hbar^2 k}} \sin(kr + \delta_{E, l_c}) \quad (3.15)$$

où $k = \sqrt{\frac{2m_e E}{\hbar^2}}$, et δ_{E, l_c} est un terme de phase.

Le calcul numérique complet de ces divers éléments est possible en utilisant la

théorie des défauts quantiques. Selon cette théorie, le décalage de phase δ_{E,l_c} est composé de deux éléments : le premier est le décalage de l'atome d'hydrogène, puisque l'électron étant essentiellement éloigné du noyau, il voit un centre attractif chargé positivement similaire à l'atome d'hydrogène. Le second élément ajoute une correction au décalage de phase de l'hydrogène pour représenter le fait que l'atome est constitué d'un noyau avec son cortège d'électrons de cœur. Ce décalage est mesurable expérimentalement par spectroscopie des états de Rydberg puisqu'il est directement relié au défaut quantique à un facteur π près. Une fois la phase connue, la méthode de Numérov permet de résoudre numériquement l'équation de Schrödinger pour calculer les fonctions d'onde du continuum, et d'en extraire toutes les grandeurs qui nous intéressent [Spencer *et al.* 1982] [Hoogenraad & Noordam 1998]. Deux difficultés de ces calculs numériques sont d'une part d'avoir les bonnes constantes de normalisation des fonctions d'onde du continuum, et d'autre part de bien initialiser la phase des fonctions d'onde pour l'intégration numérique. Nous travaillons actuellement à vérifier ces éléments.

Nous pouvons donc essayer d'évaluer l'ordre de grandeur de la photoionisation en nous référant aux calculs de section efficace que nous pouvons trouver dans la littérature [Saffman & Walker 2005] [Hoogenraad & Noordam 1998]. Les calculs effectués dans ces deux références ne correspondent pas exactement à notre cas d'étude mais nous pouvons toutefois les exploiter en émettant quelques hypothèses. D'après les graphes donnés dans [Hoogenraad & Noordam 1998] le paramètre V de la formule (22) varie lentement avec l'énergie de l'état du continuum, et sa valeur reste de l'ordre de l'unité. En appliquant ensuite les formules (1) et (5) nous en déduisons que la section efficace de photoionisation d'un état suit approximativement une loi d'échelle en $\omega^{-7/3}$ en fonction de la fréquence de la transition ω . Sous cette hypothèse, nous obtenons une durée de vie liée à la photoionisation du corps noir de $\tau_{|58d_{3/2}\rangle}^{ph,BB} = 74 \mu\text{s}$ pour l'état $|58d_{3/2}\rangle$.

Une autre façon de faire est d'utiliser la formule donnée par T.Gallagher [Gallagher 1994] qui relie les durées de vie à la température du corps noir, et qui prend en compte à la fois l'effet de redistribution des populations et de photoionisation :

$$\frac{1}{\tau_{BB}} = \frac{4\alpha^3 k_B T}{3\hbar n^2} \quad (3.16)$$

où α est la constante de structure fine et k_B est la constante de Boltzmann.

En utilisant cette dernière formule, et en cumulant tous les effets : émission spontanée, effet de redistribution des populations par le rayonnement du corps noir et photo-ionisation, nous obtenons les ordre de grandeur des durées de vie des états de Rydberg de $\tau_{|58d_{3/2}\rangle} = 92 \mu\text{s}$, $\tau_{|56f_{5/2}\rangle} = 127 \mu\text{s}$ et $\tau_{|60p_{1/2}\rangle} = 140 \mu\text{s}$.

3.1.4 Propriétés des états de Rydberg : taux de photo-ionisation

Les états de Rydberg, étant situés à des énergies très proches du continuum, sont sujets à des processus de photo-ionisation sous l'effet d'un champ électrique oscillant. Comme nous venons de le voir en abordant la photo-ionisation par le rayonnement du corps noir, le taux de photo-ionisation est relié à la section efficace de photo-ionisation de l'atome dans un état donné (formule 3.11). Pour obtenir un ordre de grandeur de la photoionisation de l'état $|58d_{3/2}\rangle$ sous l'effet de différents champs lasers, nous évaluons la section efficace de photoionisation sous l'hypothèse que le paramètre V dans [Hoogenraad & Noordam 1998] est quasiment constant. Les taux de photoionisation pour différents lasers, avec des paramètres typiques de nos expériences, sont récapitulés dans le tableau ci-après :

λ (nm)	Puissance (mw)	Col du faisceau (μm)	$\Gamma_{photo-ion.} (\text{s}^{-1})$
810	1,2	0,89	130
795	1,5	150	$5,4 \cdot 10^{-3}$
475	70	10,5	9,2

3.1.5 Propriétés des états de Rydberg : déplacements lumineux

Le cadre théorique expliquant les déplacements lumineux a été abordé au chapitre 2. Les énergies des niveaux atomiques sont déplacées sous l'effet du champ lumineux d'une quantité calculable par la théorie des perturbations (formule 2.19). Il faut connaître pour cela le couplage entre les différents états atomiques. Dans le cas des niveaux de Rydberg, ces couplages sont de deux natures : d'une part il y a les couplages entre l'état de Rydberg et les états liés d'énergie inférieure, et d'autre part il y a les couplages avec les états du continuum (typiquement l'état $|58d_{3/2}\rangle$ se situe à 1 THz du continuum). Un traitement quantique complet des déplacements lumineux est donc possible sous condition de connaître les fonctions d'onde du continuum.

Cependant en première approximation, pour des champs lumineux dans le proche infrarouge, nous pouvons négliger le couplage entre l'état de Rydberg et le continuum. En effet, le champ lumineux couple l'état de Rydberg avec des états du continuum très éloignés en énergie, et le recouvrement des fonctions d'onde radiales devient négligeable devant les couplages entre états liés. Nous pouvons donc limiter les diverses contributions à la polarisabilité de l'atome aux seuls couplages entre états liés. Cependant la polarisabilité de l'atome dans un état $|n, l, j, m_j\rangle$ sous l'effet d'un champ lumineux de pulsation ω_L ne peut pas se déduire de la formule intuitive 2.21 qui a été établie dans l'approximation des champs quasi-résonants avec les transitions atomiques. En effet pour les états de Rydberg, les intégrales radiales entre états proches sont, en ordre de grandeur, 10^3 fois plus importantes qu'entre l'état $|5s_{1/2}\rangle$ et l'état $|5p_{1/2}\rangle$ (qui vaut typiquement $5,3 a_0$ tandis qu'entre l'état $|58d_{3/2}\rangle$ et l'état $|59p_{3/2}\rangle$ l'intégrale radiale vaut $4360 a_0$). Ainsi les éléments de dipôle entre différents états sont importants là où l'approximation de quasi-résonance n'est plus valable. Dans ce cas là, la formule 2.21, perturbative à l'ordre 2, doit être réécrite

pour prendre en compte le fait que le champ laser n'est pas forcément à résonance :

$$\Delta E_{|n,l,j,m_j\rangle} = \sum_{|\psi'\rangle} \left(\frac{|\langle\psi'|\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}|n,l,j,m_j\rangle|^2}{\hbar(\omega_L - \omega_{|n,l,j\rangle,|\psi'\rangle})} - \frac{|\langle\psi'|\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}|n,l,j,m_j\rangle|^2}{\hbar(\omega_L + \omega_{|n,l,j\rangle,|\psi'\rangle})} \right) \quad (3.17)$$

Cette formule donne un déplacement lumineux de 0,7 MHz pour notre faisceau piège à 810 nm, pour une puissance typique sur notre expérience de 1,2 mW.

Cependant il n'est pas nécessaire de recourir à ce calcul pour connaître approximativement la valeur du déplacement lumineux. Comme l'électron de valence est très éloigné du noyau, il est possible d'utiliser également des modèles classiques pour évaluer la polarisabilité de l'atome dans un état de Rydberg. Ainsi, la formule 2.7 pour un électron très faiblement lié au noyau (c'est-à-dire ω_0 négligeable devant la pulsation d'excitation ω), et en négligeant la durée de vie finie du niveau, nous obtenons une polarisabilité de :

$$\alpha(\omega_L) \approx -\frac{e^2}{m_e \omega_L^2} \quad (3.18)$$

où e est la charge de l'électron. Cette expression est parfois déclinée sous l'appellation de "potentiel pondéromoteur d'un électron libre dans un champ laser" [Markert *et al.* 2010]. Cette formule donne le bon ordre de grandeur pour les valeurs de polarisabilité en accord avec le calcul quantique [Younge *et al.* 2010]. Nous pouvons estimer le déplacement lumineux des états de Rydberg sous l'effet du faisceau piège à 1,2 mW :

$$\Delta U = -\frac{1}{4} Re(\alpha) |E|^2 \approx \frac{1}{4} \frac{e^2}{m_e \omega_L^2} \frac{2I}{\epsilon_0 c} = 0,7 \text{ MHz} \quad (3.19)$$

Nous obtenons un très bon accord entre les calculs quantiques et les calculs classiques. Notons également que la polarisabilité des états de Rydberg dépend peu du nombre quantique principal, et que ce calcul s'applique aussi bien à l'état $|58d_{3/2}\rangle$ qu'aux états $|60p_{1/2}\rangle$ ou $|56f_{5/2}\rangle$.

Les valeurs calculées des déplacements lumineux, et en particulier le fait que celles-ci soient positives, permettent de prédire qu'il sera impossible de piéger un atome dans un état de Rydberg avec notre système de pince optique, et que le mouvement de l'atome ne sera pas influencé par le champ lumineux. Nous pouvons le vérifier expérimentalement en réalisant une expérience analogue à la mesure de la température de l'atome dans la pince : une première étape prépare l'atome dans un état de Rydberg. Au cours de cette étape la pince optique est éteinte pendant 190 ns ce qui correspond au temps nécessaire pour exciter l'atome dans l'état de Rydberg. Avec une température des atomes de 70 μK le déplacement des atomes est d'environ 28 nm qui est très inférieur à la taille caractéristique du volume de piégeage. Dans une deuxième étape, de durée variable, la pince est rallumée tandis que l'atome est dans l'état de Rydberg. Enfin une troisième étape permet de redescendre l'atome dans son état fondamental, en un temps identique à l'étape 1, et au cours duquel la pince optique est également éteinte. Nous mesurons ensuite

la présence de l'atome. La figure 3.5 présente la séquence expérimentale ainsi que les résultats expérimentaux obtenus.

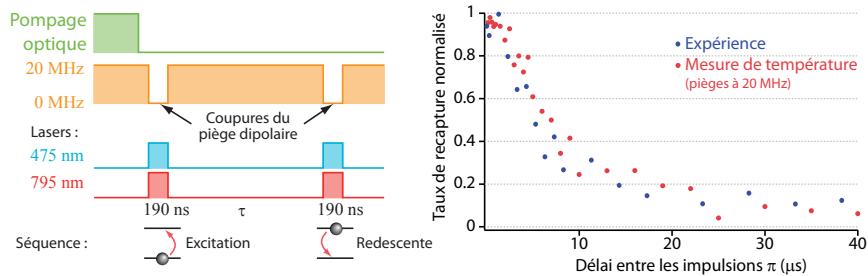


FIGURE 3.5 – Séquence expérimentale et vérification de l’effet du piège dipolaire sur l’état $|58d_{3/2}\rangle$. Les résultats de l’expérience, en bleu, ont été renormalisés pour que la probabilité maximale vaille 1 car nous observons des pertes d’environ 15% au cours de notre séquence que nous voulons décorrérer de l’effet du piège. Nos résultats peuvent être comparés à une mesure de température, en rouge, qui montre que nous ne pouvons pas exploiter ce signal pour extraire une mesure de déplacement lumineux du faisceau piége sur les états de Rydberg.

Etant donné que le déplacement lumineux est positif, les atomes subissent une force dipolaire qui devrait accélérer les pertes par rapport à la simple expérience de mesure de température. Essayons d'estimer si le déplacement lumineux de l'état de Rydberg est suffisant pour que son effet soit visible sur le signal. Nous pouvons essayer d'estimer l'effet mécanique du déplacement lumineux sur l'atome : dans la direction la plus confinante le gradient du potentiel est le plus fort donc l'effet mécanique y est le plus important. Nous considérons donc la force radiale qui vaut $U_0 \frac{r}{w_0^2} \exp^{-\frac{r^2}{2w_0^2}}$, et qui est maximale pour $r = w_0$. Pour une profondeur U_0 de $+1 \text{ MHz}$ et un col de faisceau de $0,89 \mu\text{m}$ nous en déduisons une accélération maximale de $2 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-2}$. Sur $10 \mu\text{s}$, échelle de temps typique pour la mesure de températures, l'atome se déplace d'une distance de $0,1 \mu\text{m}$ sous l'effet de cette accélération. Ce déplacement est une borne supérieure de ce qui se passe en réalité, puisqu'à $70 \mu\text{K}$, la distribution radiale de position des atomes a une variance d'environ 200 nm et à cette position l'accélération est alors seulement de 5 m.s^{-2} . En conséquence, la perte de l'atome mesurée figure 3.5 est essentiellement liée à la température de l'atome et il n'est pas possible d'extraire de la courbe une valeur du déplacement lumineux. Nous constatons en effet que le temps caractéristique de perte de l'atome est identique à celui d'une mesure de température. La diminution du contraste de la courbe est liée à l'efficacité de l'excitation et de la redescente de l'atome dans l'état de Rydberg.

Enfin, notons au passage que le calcul des déplacements lumineux des formules 3.17 ou 3.19 permet également de prédire le déplacement des niveaux d'énergie des

états de Rydberg sous l'effet du rayonnement du corps noir. Comme la polarisabilité est sensiblement la même pour tous les états de Rydberg, ceux-ci sont tous déplacés d'une même quantité, que nous pouvons estimer à environ 2 kHz pour une température de 300 K [Gallagher 1994] [Hollberg & Hall 1984].

3.1.6 Propriétés des états de Rydberg : Effet Stark

Les états de Rydberg ont un couplage dipolaire très élevé, ce qui rend ces états particulièrement sensibles au champ électrique. Il est donc important d'étudier l'influence du champ électrique sur les états de Rydberg.

Nous supposons dans un premier temps que le champ électrique est orienté suivant l'axe de quantification. Dans ce cas là, le champ électrique ne couple que des niveaux de moment angulaire $l \rightarrow l - 1$ et $l \rightarrow l + 1$, et il conserve la projection du moment magnétique $m' = m$. Nous pouvons tout d'abord traiter l'effet du champ électrique en utilisant la théorie des perturbations au premier ordre. Dans ce cas là, il faut distinguer deux régimes possibles : soit l'état est dégénéré en moment angulaire l , soit il ne l'est pas.

Premier cas : l'état est dégénéré. Cette situation se rencontre typiquement pour des valeurs de moment angulaire $l > 3$ puisque dans ces cas là nous avons vu que le défaut quantique est très faible à cause de la barrière de potentiel. Au premier ordre des perturbations, il faut alors diagonaliser la restriction de l'hamiltonien des perturbations au sous-espace propre, et en obtenir les énergies des états. Nous obtenons alors une levée de dégénérescence des états, et une dépendance linéaire avec le champ électrique caractéristique des dipôles permanents. Ce comportement des états leur vaut l'appellation d'états "*hydrogénoides*".

Second cas : l'état n'est pas dégénéré, comme cela est le cas pour les valeurs de moment angulaire faible à cause des défauts quantiques. Dans cette situation le décalage d'énergie à l'ordre 1 des perturbations est donné par $-\langle n l j m_j | e z E | n l j m_j \rangle = 0$ et il faut alors étudier l'effet Stark au second ordre de la théorie des perturbations qui est donné par :

$$\Delta E_{|n l j m_j\rangle} = e^2 E^2 \sum_{|\psi'\rangle} \frac{|\langle n l j m_j | z | \psi' \rangle|^2}{E_{|n l j m_j\rangle} - E_{|\psi'\rangle}} \quad (3.20)$$

L'effet Stark est alors quadratique avec la valeur du champ, et nous avons une levée partielle de dégénérescence des états en fonction de la valeur de $|m|$.

Le traitement perturbatif est facile à calculer et permet de se donner une première intuition du comportement des états de Rydberg soumis à un champ électrique statique. Cependant il revèle très vite ses limites car très rapidement, même pour des valeurs de champ faibles, l'ordre de grandeur du déplacement Stark devient comparable à la séparation en énergie entre différents états. Comme le

soulignent M.L. Zimmerman et D. Kleppner [Zimmerman *et al.* 1979] le traitement perturbatif est inadéquat dans le cas des états de Rydberg. Nous devons donc nous en remettre à la diagonalisation brute de l'hamiltonien de l'atome pour réaliser les diagrammes Stark.

Dans le cadre de notre étude des états de Rydberg, nous avons calculé l'effet Stark sur les états $|58d_{3/2}\rangle$, $|60p_{1/2}\rangle$, et $|56f_{5/2}\rangle$. Nous avons pris pour base de calcul tous les états situés autours de ces derniers, distants d'une énergie inférieure à 200 GHz. Comme le champ électrique couple les niveaux qui diffèrent d'une unité pour le moment angulaire, nous avons limité les éléments de la base aux états $l \leq 6$ car au delà la correction sur le calcul du niveau d'énergie devient négligeable. Pour calculer les éléments de l'hamiltonien, nous nous sommes autorisés à prendre un angle quelconque du champ électrique avec l'axe de quantification. Ce choix peut sembler étrange en premier abord puisque pour le moment rien ne limite notre géométrie. En réalité ce choix a été conduit en perspective des expériences à deux atomes pour lesquelles l'axe de quantification est déterminé par le champ magnétique extérieur imposé mais dont la direction du champ électrique n'est a priori pas fixée. Les éléments de l'hamiltonien d'interaction s'écrivent alors :

$$H_{ij} = -e\langle n' l' j' m' | r_0 E_0 + r_1 E_1 + r_{-1} E_{-1} | n l j m_j \rangle \quad (3.21)$$

où nous avons décomposé les vecteurs position de l'électron \mathbf{r} et champ électrique \mathbf{E} , qui sont des tenseurs d'ordre 1, sur leur base sphérique. Plus explicitement, nous avons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} r_0 &= z & E_0 &= E_z \\ r_1 &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(x + iy) & E_1 &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(E_x + iE_y) \\ r_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(x - iy) & E_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - iE_y) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Les éléments de l'hamiltonien se calculent donc à partir de couplages de la forme $\langle n' l' j' m'_j | r_q | n l j m_j \rangle$ où q peut valoir 0, 1 ou -1. En appliquant le théorème de Wigner-Eckart, nous pouvons décomposer ces couplages en une partie angulaire et une partie radiale. Nous utilisons les formules de M.Saffman [Walker & Saffman 2008] :

$$\langle n' l' j' m'_j | r_q | n l j m_j \rangle = (-1)^{j+l'-1/2} C_{jm1q}^{j'm'} \sqrt{2j+1} \times \left\{ \begin{array}{ccc} l & 1/2 & j \\ j' & 1 & l' \end{array} \right\} \langle n' l' || r || n l \rangle \quad (3.23)$$

où $C_{jm1q}^{j'm'}$ désigne les coefficients de Clebsch-Gordan, la matrice entre accolades est le symbole 6 - j de Racah et où l'élément de matrice réduit vaut :

$$\begin{aligned} \langle n' l' || r || n l \rangle &= \sqrt{2l+1} C_{l010}^{l'0} R_{nl}^{n'l'} \\ &= \sqrt{2l+1} C_{l010}^{l'0} \int R_{n'l'} r R_{nl} r^2 dr \end{aligned} \quad (3.24)$$

où R_{nl} désigne la partie radiale de la fonction d'onde de l'état $|nlj\rangle$, calculable numériquement par la méthode de Numérov en utilisant la théorie des défauts

quantiques. Nous ferons attention que dans la formule 3.23 le coefficient de Clebsch-Gordan ne fait pas intervenir l mais j, j', m, m' , 1 et q .

Nous présentons les résultats des calculs d'effet Stark pour un champ électrique aligné sur l'axe de quantification¹.

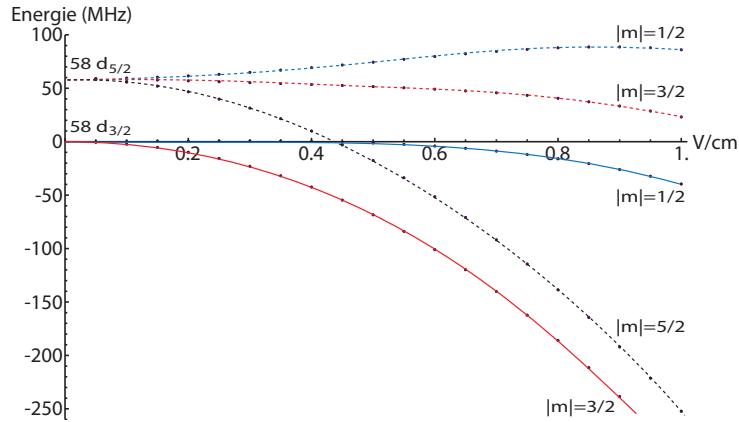


FIGURE 3.6 – **Effet Stark sur l'état $|58d_{3/2}\rangle$.** L'origine des énergies est celle de l'état $|58d_{3/2}\rangle$ pour un champ électrique nul.

Pour l'état $|58d_{3/2}\rangle$, le champ électrique déplace le niveau d'énergie mais introduit très peu de mélange entre les états voisins. Ainsi, la courbe rouge de la figure 3.6 donne le déplacement en énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$: pour un champ électrique de 0,5 V/cm l'état propre est composé, en termes de population, à 92,0% de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, à 7,1% de l'état $|58d_{5/2}, m_j = 3/2\rangle$, et à 0,9% d'autres états. Nous pouvons "étiqueter" les courbes en fonction de l'état de départ sans champ électrique.

Le cas de l'état $|60p_{1/2}\rangle$ est très similaire à celui du $|58d_{3/2}\rangle$: le décalage des niveaux d'énergie est certes plus important, mais les états restent quasiment purs. Cela est dû à la structure fine qui est plus importante que celle du $|58d\rangle$ et il est donc possible de les identifier clairement. La différence principale par rapport au cas de l'état $|58d_{3/2}\rangle$ vient de ce que l'écart fin, de 460,7 MHz, est presque huit fois plus important.

Les effets du champ électrique sont très violents sur les états f comme le montre la figure 3.8 : non seulement le décalage des niveaux d'énergie par effet Stark est

1. Les résultats présentés ici fondés sur la diagonalisation de l'hamiltonien sont plus précis que ceux présentés dans la thèse d'A. Gaëtan [Gaëtan 2009], ce qui explique le comportement différent, en particulier pour le $|m_j| = 1/2$, et le fait que nous ayons bien des croisements évités.

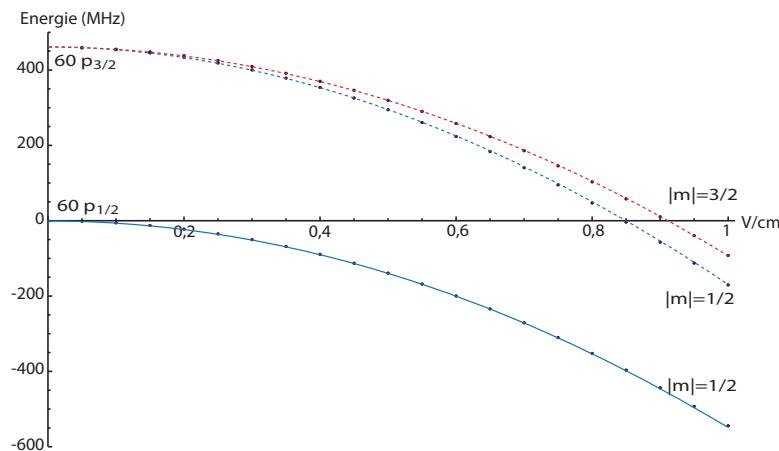


FIGURE 3.7 – **Effet Stark sur l'état $|60p_{1/2}\rangle$.** L'origine des énergies est celle de l'état $|60p_{1/2}\rangle$ pour un champ électrique nul.

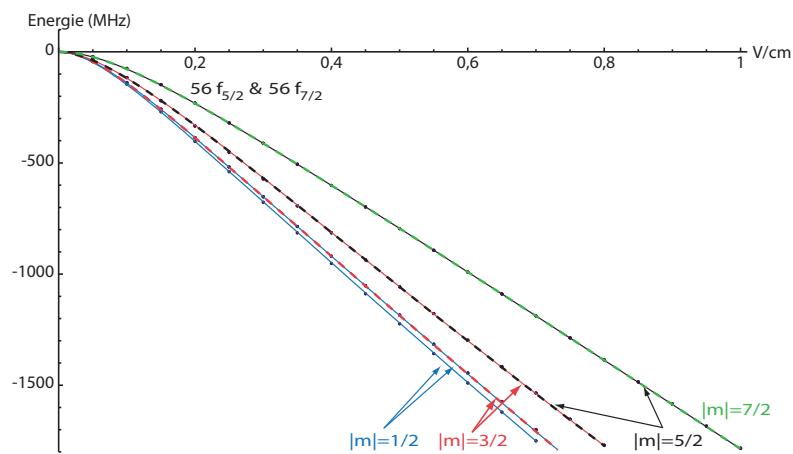


FIGURE 3.8 – **Effet Stark sur l'état $|56f_{5/2}\rangle$.** L'origine des énergies est celle de l'état $|56f_{5/2}\rangle$ pour un champ électrique nul. Le mélange des couleurs indique les états dominants dans le mélange obtenu par effet du champ électrique.

très important (approximativement 2,3 GHz/(V/cm) pour l'état $|56f_{5/2}, m_j = 3/2\rangle$) mais de plus les états propres sont des états fortement mélangés pour des valeurs de champ très faibles. Par exemple pour un champ électrique de 0,1 V/cm, l'état propre d'énergie -115 MHz sur la figure 3.8 est tel que $|\langle\psi|56f_{5/2}, m_j = 3/2\rangle|^2 = 0,587$, et l'état propre d'énergie -138 MHz est tel que $|\langle\psi|56f_{5/2}, m_j = 3/2\rangle|^2 = 0,218$ (l'état $|56f_{5/2}, m_j = 3/2\rangle$ est aussi présent dans l'état propre d'énergie 584 MHz à 12% et dans l'état propre d'énergie 608 MHz à 5%). Etant donné que nous n'avons aucun contrôle dans notre expérience sur le champ électrique, le moindre champ résiduel déplacera les niveaux de plusieurs MHz, ce qui diminuera notre contrôle sur les états de Rydberg.

Prise en compte de l'angle du champ électrique avec l'axe de quantification

Les figures présentées précédemment ont été calculées pour un champ électrique qui ne présente pas d'angle avec l'axe de quantification. De même la discussion sur la composition des états propres de l'atome dans le champ électrique porte sur cette situation. Or il est très improbable que le champ électrique, que nous ne contrôlons pas, soit dans cette configuration géométrique. Il est donc important de comprendre comment les états propres de l'atome sont modifiés avec l'angle du champ électrique. D'un point de vue théorique, pour prendre en compte l'angle entre le champ électrique et l'axe de quantification, nous procédons en deux étapes : tout d'abord nous trouvons les états propres de l'hamiltonien de l'atome dans le champ électrique pour un axe de quantification pris colinéaire avec le champ électrique. Nous obtenons donc les mêmes énergies propres que celles présentées ci-dessus. Puis dans un second temps, il suffit d'effectuer une rotation de l'axe de quantification pour se ramener à la géométrie étudiée. Les états propres étant des superpositions d'états sphériques, il est alors facile de connaître leur composition avec la nouvelle direction de l'axe de quantification si nous connaissons les lois de transformation des harmoniques sphériques par rotation. Nous utilisons pour cela le formalisme des matrices D de Wigner [Wigner 1931] [Van de Wiele 2001].

Supposons que nous voulions, *in fine*, exprimer l'état de l'atome dans le repère orthonormé direct (x, y, z) , z étant la direction de l'axe de quantification, en général donnée par la direction du champ magnétique. Or les états propres Stark sont des superpositions d'états sphériques $|j, m\rangle_{X,Y,Z}$ dans un repère (X, Y, Z) . Nous exprimons le repère (X, Y, Z) par une rotation $\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma)$ du repère d'étude (x, y, z) en suivant les conventions $z-y-z$ des angles d'Euler, c'est-à-dire que le repère (x, y, z) subit d'abord une rotation directe d'angle α autours de l'axe z , puis il subit une rotation directe d'angle β autours de l'axe y , et enfin il subit une rotation directe d'angle γ autours de l'axe z (voir figure 3.9). En procédant ainsi, tout état $|j, m\rangle_{x,y,z}$, dans la base (x, y, z) , auquel nous appliquons la rotation $\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma)$ se retrouve être un état $|j, m\rangle_{X,Y,Z}$ dans la base (X, Y, Z) , ce qui s'écrit mathématiquement :

$$|j, m\rangle_{X,Y,Z} = \mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma)|j, m\rangle_{x,y,z} \quad (3.25)$$

Cherchant à obtenir la décomposition d'un état $|j, m\rangle_{X,Y,Z}$ sur la base des états

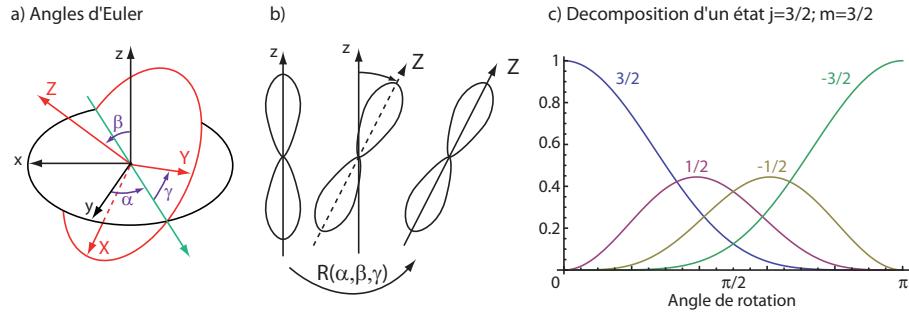


FIGURE 3.9 – **Principe de la rotation de la base.** a) *Angles d'Euler en convention $z - y - z$.* b) *Illustration de l'égalité 3.25 sur l'exemple de la rotation d'un état $l = 1, m = 0$ dans la base (x, y, z) qui est égale à l'état $l = 1, m = 0$ dans la base (X, Y, Z) .* c) *Décomposition d'un état $j = 3/2, m_j = 3/2$ sur différents m_j en fonction de l'angle de rotation de la base. Nous traçons ici le module au carré des différentes composantes.*

$|j, m'\rangle_{x,y,z}$, il suffit de connaître les coefficients de la matrice D de Wigner :

$$D_{m',m}^j(\alpha, \beta, \gamma) = \langle j, m' | \mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma) | j, m \rangle_{x,y,z} \quad (3.26)$$

$$D_{m',m}^j(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-im'\alpha} d_{m',m}^j(\beta) e^{-im\gamma} \quad (3.27)$$

où $d_{m',m}^j$ est un coefficient de la *matrice d de Wigner*. Pour la convention de rotation choisie ici (rotation $z - y - z$), ce coefficient vaut :

$$\begin{aligned} d_{m',m}^j &= \sqrt{(j+m')!(j-m')!(j+m)!(j-m)!} \times \\ &\sum_s \frac{(-1)^{m'-m+s} \left(\cos \frac{\beta}{2}\right)^{2j+m-m'-2s} \left(\sin \frac{\beta}{2}\right)^{m'-m+2s}}{s!(j+m-s)!(m'-m+s)!(j-m'-s)!} \end{aligned} \quad (3.28)$$

où la somme porte sur des valeurs de s telles que les factorielles soient positives. Pour résumer, l'effet de l'angle entre le champ électrique et la direction de l'axe de quantification ne va pas modifier les déplacements Stark, mais il va modifier la base d'états propres en mélangeant des états ayant des projections de moment angulaire différents. La figure 3.9 illustre comment, partant d'un état purement $|nd_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ à angle nul, cet état transforme ses composantes en augmentant l'angle de rotation. En pratique, pour nos calculs informatiques, nous préférerons inclure l'angle du champ électrique avec l'axe de quantification directement dans l'expression de l'hamiltonien, en utilisant l'expression 3.21. Nous pouvons donc observer les composantes d'un état donné dans les différentes branches du diagramme Stark. La figure 3.10 nous montre la composante $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ du diagramme Stark pour différentes valeurs d'angle entre le champ électrique et le champ de quantification. L'angle a pour effet de mélanger les différentes branches du diagramme

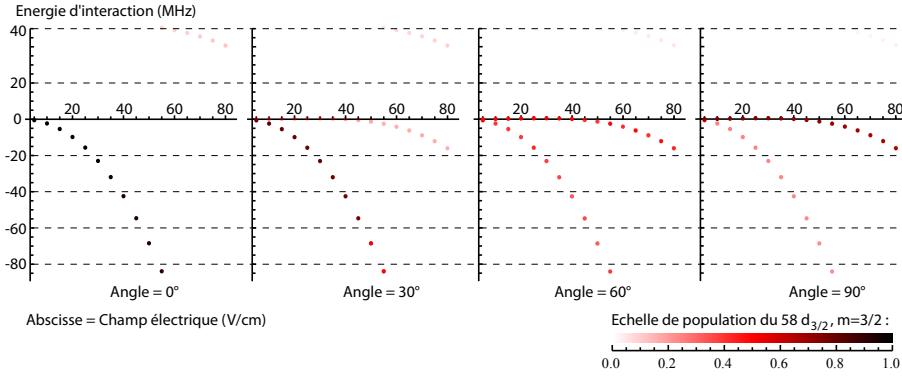


FIGURE 3.10 – **Apparition de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ sur la branche identifiée $m_j = \pm 1/2$.** Le graphe présente la population de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ en fonction de l'angle que fait le champ électrique avec l'axe de quantification, et sans champ magnétique. L'état se redécompose en $|58d_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$, $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$ et $|58d_{3/2}, m_j = -3/2\rangle$ avec l'angle.

Stark entre les différents sous-niveaux Zeeman du niveau. Nous remarquons que le code couleur, qui donne la population de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ sur les différentes branches, correspond bien à la décomposition donnée dans la figure 3.9.

3.1.7 Propriétés des états de Rydberg : Effet Zeeman

Enfin le dernier effet que nous avons traité est celui du champ magnétique sur les niveaux de l'atome. Le champ magnétique agit sur l'atome par l'intermédiaire du couplage entre le champ magnétique et le moment magnétique de l'atome. Ce couplage s'écrit de façon générale :

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B} \quad (3.29)$$

où g_L dépend du rapport de la masse de l'électron par la masse atomique :

$$g_L = 1 - \frac{m_e}{m_{at}} \quad (3.30)$$

et g_S est donné par la mesure, nous prendrons la valeur donnée dans le CODATA :

$$g_S = 2,002\,319\,304\,3622(15) \quad (3.31)$$

Pour prendre en compte l'effet du champ magnétique, nous devons évaluer les déplacements d'énergie des niveaux et les comparer à leur structure fine ou hyperfine. Avec un champ magnétique typique de 5 à 9 G sur notre expérience, les déplacements Zeeman sont de l'ordre de la dizaine/quinzaine de MHz. Or nous avons vu que la structure hyperfine des états s de Rydberg est de l'ordre de la centaine de kHz, et qu'elle est encore bien plus faible pour les autres états. Nous traiterons donc l'effet

du champ magnétique sur la structure fine, qui est typiquement de 60 MHz pour le niveau $58d$. Par conséquent nous écrirons que l'hamiltonien qui régit les effets du champ magnétique s'écrit, pour un champ \mathbf{B} orienté suivant l'axe z :

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_{S_z} S_z + g_{L_z} L_z) B_z \quad (3.32)$$

puisque g_I est négligeable. Or, dans notre système, nous connaissons bien les états dits "sphériques", c'est-à-dire les états dont les nombres quantiques sont n, l, j, m_j . Ces états ne sont pas des états propres de l'hamiltonien d'interaction magnétique. Ainsi, le calcul de l'effet du champ magnétique nécessite une redécomposition des états sphériques en utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan :

$$|n, l, j, m_j\rangle = \sum_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s} |n, l, s, \tilde{m}_l, \tilde{m}_s\rangle \langle n, l, s, \tilde{m}_l, \tilde{m}_s | n, l, j, m_j \rangle \quad (3.33)$$

En voyant cette expression nous pouvons anticiper qu'il existera des couplages non nuls entre états de différents j par l'intermédiaire du champ magnétique. Pour montrer cela, réécrivons les coefficients de Clebsch-Gordan de façon un peu plus compacte :

$$\langle n, l, s, \tilde{m}_l, \tilde{m}_s | n, l, j, m_j \rangle = C_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s, m_j}^{l, s, j} \quad (3.34)$$

Les opérateurs spin de l'électron et moment cinétique agissent sur un état $|n, l, j, m_j\rangle$ de la façon suivante :

$$\begin{aligned} S_z |n, l, j, m_j\rangle &= \sum_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s} \tilde{m}_s |n, l, s, \tilde{m}_l, \tilde{m}_s\rangle C_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s, m_j}^{l, s, j} \\ L_z |n, l, j, m_j\rangle &= \sum_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s} \tilde{m}_l |n, l, s, \tilde{m}_l, \tilde{m}_s\rangle C_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s, m_j}^{l, s, j} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Enfin nous pouvons calculer le couplage entre deux états par l'intermédiaire du champ magnétique :

$$\begin{aligned} \langle n', l', j', m'_j | H_B | n, l, j, m_j \rangle &= \mu_B B_z \delta_{n, n'} \delta_{l, l'} \times \\ &\quad \sum_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s} (g_{S_z} \tilde{m}_s + g_{L_z} \tilde{m}_l) C_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s, m'_j}^{l, s, j'} C_{\tilde{m}_l, \tilde{m}_s, m_j}^{l, s, j} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Tout d'abord, l'expression 3.36 présente un symbole de Krönecker $\delta_{n, n'}$ pour tenir compte du fait que les fonctions d'ondes radiales pour des valeurs de n différentes sont orthogonales ; et un symbole de Krönecker $\delta_{l, l'}$ car L_z conserve l et S_z n'agit pas sur le nombre orbital. Le second point à remarquer est que les couplages ont lieu entre états ayant la même projection de moment angulaire total car les coefficients de Clebsch-Gordan peuvent être non nuls seulement si $m_j = \tilde{m}_l + \tilde{m}_s = m'_j$. Ainsi les couplages par le champ magnétique ont lieu entre états ayant des moments angulaires totaux j différents. Dès lors que la structure fine sera du même ordre que le couplage nous pouvons nous attendre à ce que le champ

magnétique mélange les états. Prenons par exemple les états $|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ et $|56f_{7/2}, m_j = 5/2\rangle$ dont l'écartement énergétique à champ nul est de 0,9 MHz. Pour un champ magnétique de 9 G ces deux états se mélangent, et nous obtenons les deux états propres : $|\psi_1\rangle = 0,356|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle - 0,935|56f_{7/2}, m_j = 5/2\rangle$ et $|\psi_2\rangle = -0,935|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle + 0,356|56f_{7/2}, m_j = 5/2\rangle$. Comme les mélanges sont importants, nous avons systématiquement utilisé la décomposition 3.36 pour calculer les couplages entre états dans ce mémoire.

Nous avons vu dans ces deux derniers paragraphes l'effet du champ électrique et celui du champ magnétique pris séparément. Dans notre expérience cependant nous avons ces deux champs simultanément. Nous discuterons à la section 3.2.5 et à la figure 3.24 de la façon dont les deux effets se combinent.

3.2 Excitation d'un atome vers un état de Rydberg

Dans cette section, nous verrons le schéma expérimental d'excitation d'un atome unique dans un état de Rydberg. Nous pouvons trouver de nombreux détails sur ce sujet dans la thèse d'A. Gaëtan [Gaëtan 2009] et nous présenterons ici la base nécessaire à la compréhension des expériences décrites dans ce mémoire.

Le choix du schéma d'excitation dépend de l'utilisation à long terme de l'état de Rydberg cible : bien que pour les expériences de spectroscopie que nous avons réalisées il ne soit pas nécessaire de garder la cohérence de l'état atomique, cela n'est plus le cas dès lors que nous comptons utiliser l'état de Rydberg pour réaliser des calculs quantiques, pour lesquels nous voulons conserver le maximum d'information. Nous avons donc opté pour un schéma d'excitation qui conserve la cohérence de l'état atomique.

3.2.1 Etat cible et état de départ

Bien que la justification complète du choix de l'état cible viendra ultérieurement (voir chapitre 4), nous pouvons d'ores et déjà émettre quelques restrictions quant à ce choix. Nous cherchons en effet à effectuer une transition cohérente à partir du niveau $|5s_{1/2}\rangle$ vers un état de Rydberg. Etant donné les longueurs d'onde mises en jeu dans cette transition, il est plus simple expérimentalement d'élaborer des schémas d'excitation à deux photons. Dans ces conditions, l'état intermédiaire étant nécessairement un état p , nous avons le choix entre des états s et des états d . Au final, l'étude des interactions à deux atomes (chapitre 4) nous a conduit à choisir l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Bien que cet état soit exprimé en termes de structure hyperfine alors que nous avons vu qu'elle n'est pas résolue dans notre expérience, il s'agit d'un état de projection de moment magnétique maximale dont la décomposition dans la base fine ne fait intervenir que l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. L'étude de la structure fine nous suffira donc dans ce cadre là.

Notre état de départ est également bien identifié : nous préparons initialement l'atome dans l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ par pompage optique. Nous employons pour cela un faisceau à 780 nm se propageant le long de la direction de quantification, polarisé σ_+ et asservi, par un montage de spectroscopie sur cellule, sur la transition $|5s_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5p_{3/2}, F' = 2\rangle$, en tenant compte des déplacements lumineux et du décalage Zeeman. Le faisceau est focalisé sur un col de 70 μm , a une puissance de 5 μW , et n'est pas rétro-réfléchi. Dans une telle configuration, l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ est un état noir dans lequel est préparé l'atome, et pour lequel la lumière n'agit plus ce qui évite de chauffer l'atome. Durant le processus de pompage optique, il est possible que l'atome soit désexcité vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1\rangle$, c'est pourquoi un faisceau, dit "repompeur", accordé sur la transition $|5s_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5p_{3/2}, F' = 2\rangle$, est allumé simultanément. Cette phase de préparation de l'atome dure 600 μs et précède toute séquence.

Nous avons pu estimer l'efficacité de préparation dans l'état initial en effectuant des transitions Raman entre les deux états $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Auparavant nous utilisions un systèmes de faisceaux Raman à 810 nm focalisés sur l'atome à travers l'objectif de microscope MIGOU, ce qui en faisait un système adressable. Les oscillations de Rabi que nous obtenions avec ce système avaient un contraste maximal d'environ 85 % et un amortissement très important. Ce système est décrit plus en détails dans la thèse d'A. Gaëtan [Gaëtan 2009] qui s'attache en particulier à discuter des limitations de ce système. Grâce à un nouveau montage des systèmes laser (voir section 3.2.4), nous avons pu effectuer la transition Raman d'une autre manière : en utilisant deux lasers à 795 nm asservis en phase par un montage de battement sur photodiode rapide, l'un polarisé π et l'autre polarisé σ_+ , tous deux désaccordés de 600 MHz par rapport à la transition $|5s_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5p_{1/2}, F' = 2\rangle$. La figure 3.11 montre le schéma de pompage optique et le schéma

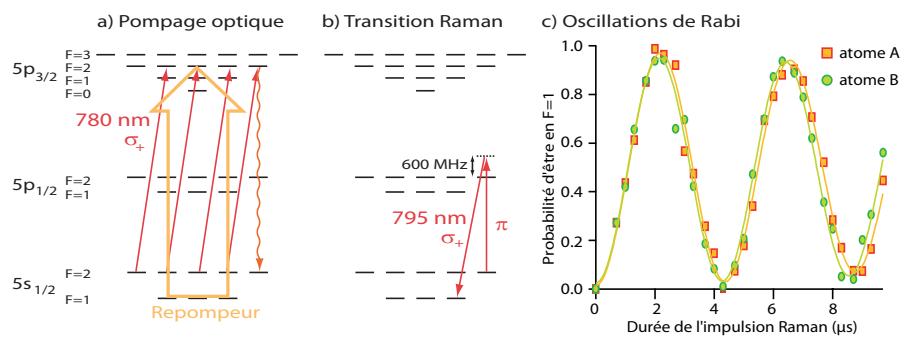


FIGURE 3.11 – Test du pompage optique par transition Raman. a) Schéma de pompage optique. b) Schéma de transition Raman. c) Oscillations de Rabi entre les deux états $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Nous avons utilisé des puissances de 45 μW pour chacun des deux faisceaux focalisés sur un col de 150 μm . L'oscillation a été réalisée pour chaque piège dipolaire.

d'excitation de la transition Raman, ainsi qu'une oscillation de Rabi effectuée entre les deux états pour chaque atome placé dans une pince distincte. Le contraste des franges de Rabi nous indique que nous sommes capables de préparer l'atome dans l'état initial avec une probabilité d'environ 99%. En effet, à cause de la température des atomes nous avons des pertes systématiques de l'atome d'environ 2 %. Dans les mesures que nous avons faites, la probabilité de transfert de population dans l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ est de $97 \pm 2\%$, ce qui est très proche du transfert maximal mesurable de 98 %.

3.2.2 Excitation cohérente vers l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$

Il existe essentiellement deux schémas d'excitation cohérente en utilisant des processus optiques : le passage adiabatique (STIRAP = Stimulated Raman Adiabatic Passage) ou l'excitation de Rabi par une impulsion π . Les schémas d'excitation par passage adiabatique ont l'avantage d'être très robustes aux diverses fluctuations et incertitudes expérimentales, en particulier face aux dérives de fréquence et d'intensité lumineuse des lasers. C'est pourquoi certains groupes se sont attachés à démontrer la faisabilité d'une excitation cohérente par STIRAP d'un état de Rydberg dès 2005 [Cubel *et al.* 2005]. Dans le cas de notre expérience, les échelles de temps mises en jeu que nous visons (excitation réalisée en moins de 100 ns) posent alors quelques défis techniques. De plus, dans la perspective de réaliser par la suite des opérations quantiques, le schéma d'excitation par impulsion π semblait plus réaliste et prometteur. Nous avons donc opté pour cette stratégie.

Le schéma d'excitation retenu est donc le suivant : nous utilisons une transition à deux photons, réalisée par un faisceau laser à 795 nm polarisé π et un faisceau à 475 nm polarisé σ_+ . Le faisceau à 795 nm se propage dans une direction orthogonale à la direction de l'axe de quantification et est désaccordé de 724 MHz dans le bleu par rapport à la transition $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{1/2}, F' = 2)$. Un tel décalage est nécessaire pour minimiser la perte de cohérence liée au taux d'émission spontanée élevé de l'état intermédiaire. Ce décalage, qui devrait donc être le plus grand possible, est un compromis entre réduction de l'émission spontanée et fréquence de Rabi effective élevée de la transition à deux photons. Quant au faisceau à 475 nm, il se propage suivant la direction du champ de quantification, et sa fréquence est ajustée pour être à résonance sur la transition. La figure 3.12 illustre le schéma d'excitation retenu pour exciter l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$.

3.2.3 Rappels sur les transitions à deux photons

Avant d'entrer dans le détail technique des systèmes lasers utilisés et dans la réalisation expérimentale de l'excitation vers un état de Rydberg, rappelons les éléments théoriques sous-jacents aux transitions à deux photons. Ceci nous permettra de comprendre pourquoi nous cherchons à obtenir une stabilisation en phase des systèmes lasers, et quels sont les résultats expérimentaux attendus. Nous allons tout d'abord entrer dans un premier niveau de détail simplifié où nous

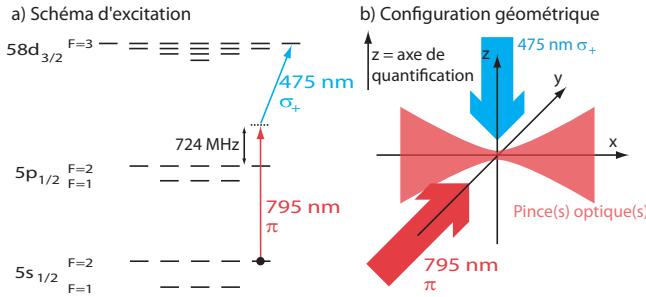


FIGURE 3.12 – Schéma d’excitation de l’état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ et configuration géométrique.

négligerons le phénomène d’émission spontanée. Dans un second temps nous verrons comment traiter l’émission spontanée avec les équations de Bloch optique.

Transition à deux photons sans émission spontanée

Prenons un système à trois niveaux : un état fondamental $|f\rangle$, un état intermédiaire $|i\rangle$ et un état excité $|e\rangle$. D’une part ce système est en interaction avec un champ électrique oscillant à la pulsation ω_1 et qui couple $|f\rangle$ et $|i\rangle$, et d’autre part il est en interaction avec un champ électrique oscillant à la pulsation ω_2 et qui couple $|i\rangle$ et $|e\rangle$. Décrivons l’évolution de notre système placé dans un état $|\psi(t)\rangle = a_f(t)|f\rangle + a_i(t)e^{-\omega_1 t}|i\rangle + a_e(t)e^{-(\omega_1+\omega_2)t}|e\rangle$. Il suffit de résoudre l’équation de Schrödinger, dont l’hamiltonien s’exprime dans la base $\{|f\rangle, |i\rangle, |e\rangle\}$:

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_R^*}{2} (e^{i\omega_R t} + e^{-i\omega_R t}) & 0 \\ \frac{\Omega_R}{2} (e^{i\omega_R t} + e^{-i\omega_R t}) & 0 & \frac{\Omega_B^*}{2} (e^{i\omega_B t} + e^{-i\omega_B t}) \\ 0 & \frac{\Omega_B}{2} (e^{i\omega_B t} + e^{-i\omega_B t}) & \frac{E_e}{\hbar} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

où $\Omega_R = -\frac{1}{\hbar} \langle i | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_R | f \rangle$ et $\Omega_B = -\frac{1}{\hbar} \langle e | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_B | i \rangle$, les indices R et B désignant les couleurs rouges et bleues des lasers que nous utilisons dans notre expérience. Notons bien ici que la phase des lasers est contenue dans les termes Ω_R et Ω_B . Elles se retrouveront donc dans les termes d’amplitude de l’état à un instant t quelconque comme nous pouvons le voir à travers les équations d’évolution de l’état, écrit dans l’approximation du champ tournant :

$$\begin{cases} 2ia_f(t) &= \Omega_R^* a_i \\ 2ia_i(t) &= \Omega_R a_f + \Omega_B^* a_e - 2\Delta a_i \\ 2ia_e(t) &= \Omega_B a_i - 2\delta a_e \end{cases} \quad (3.38)$$

où $\Delta = \omega_R - \frac{E_i}{\hbar}$ et $\delta = \omega_B - \frac{E_e}{\hbar}$ sont les désaccords des champs électriques par rapport aux transitions. Ces équations nous indiquent que le système va osciller

entre les différents états $\{|f\rangle, |i\rangle, |e\rangle\}$. Supposons qu'initialement le système soit dans l'état fondamental $|f\rangle$, progressivement sous l'effet du premier champ électrique oscillant l'état intermédiaire $|i\rangle$ va se peupler tandis que l'état fondamental $|f\rangle$ va se dépeupler. Or au fur et à mesure que l'état intermédiaire se peuple, l'état excité qui lui est couplé va se peupler également. Le peuplement d'un état est d'autant plus efficace que les couplages sont à résonance (désaccords nuls). Cette vision du transfert de population d'un état à l'autre est toutefois incomplète puisqu'elle semble empêcher l'établissement d'une population dans l'état excité si l'état intermédiaire ne l'est pas. Prenons le cas extrême où le désaccord avec l'état intermédiaire est très important, c'est à dire $\Delta \gg \Omega_R, \Omega_B$, ce qui semblerait empêcher l'établissement d'une population dans l'état intermédiaire. Alors les équations 3.38 se simplifient en :

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f(t) &= \frac{\Omega_R^* \Omega_B^*}{2\Delta} a_e + \frac{|\Omega_R|^2}{2\Delta} a_f \\ 2i\dot{a}_e(t) &= \frac{\Omega_R \Omega_B}{2\Delta} a_f - 2\left(\delta - \frac{|\Omega_B|^2}{4\Delta}\right) a_e \end{cases} \quad (3.39)$$

Ces équations sont identiques à celles d'un système à deux niveaux couplés par un champ électrique oscillant ayant une fréquence de Rabi effective et un désaccord effectif de :

$$\Omega_{2\gamma} = \frac{\Omega_R \Omega_B}{2\Delta} \quad \text{et} \quad \delta_{2\gamma} = \delta - \left(\frac{|\Omega_B|^2}{4\Delta} - \frac{|\Omega_R|^2}{4\Delta}\right) \quad (3.40)$$

Nous remarquons au passage que le désaccord effectif semble être composé du désaccord total du système des deux lasers, auquel il faut ajouter une contribution des déplacements lumineux induits par chaque laser $\frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta}$ et $\frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta}$. D'après les calculs précédents il est facile de prévoir la forme des spectres d'excitation si nous utilisons des impulsions π puisque, partant de l'état fondamental, la population dans l'état excité est :

$$|\langle \psi | e \rangle|^2(t) = \frac{|\Omega_{2\gamma}|^2}{|\Omega_{2\gamma}|^2 + \delta_{2\gamma}^2} \sin^2\left(\sqrt{|\Omega_{2\gamma}|^2 + \delta_{2\gamma}^2} \frac{t}{2}\right) \quad (3.41)$$

nous obtenons un spectre de la forme d'un sinus cardinal lorsque nous utilisons des impulsions π . Une autre conséquence, que nous pouvons voir à travers les couplages Ω_i qui contiennent un terme de phase des lasers, est qu'il est nécessaire que la phase relative des lasers soit stable sur la durée de l'excitation si nous voulons conserver la cohérence de l'état quantique. Dans ce cas là, cette phase relative sera "imprimée" sur l'état quantique obtenu.

Transition à deux photons avec émission spontanée : équations de Bloch optique

Si nous voulons entrer plus dans les détails de ce qui se passe dans une transition à deux photons, en incorporant les processus d'émission spontanée vers l'état intermédiaire, vers l'état fondamental, ou vers tout autre niveau, il faut recourir au formalisme de Bloch pour décrire l'évolution du système. Ce formalisme utilise l'équation d'évolution de la matrice densité faisant intervenir l'opérateur de Liouville qui permet de prendre en compte l'émission spontanée :

$$\hat{\dot{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{L} \quad (3.42)$$

Prenons l'exemple de notre système pour lequel nous voulons modéliser la transition à deux photons en prenant en compte les processus d'émission spontanée représentés sur la figure 3.13. Dans ce cas, nous considérons un système à cinq états, dont le

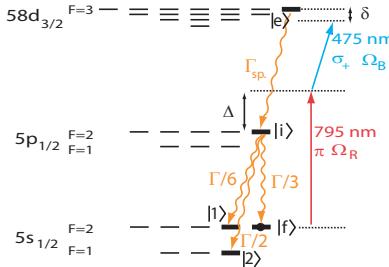


FIGURE 3.13 – Base d'étude utilisée pour établir les équations de Bloch optique.

niveau excité est l'état de Rydberg qui peut se désexciter vers l'état intermédiaire via son taux d'émission spontanée $\Gamma_{sp.} = 2\pi \cdot 4,8$ kHz. Le niveau intermédiaire quant à lui peut se désexciter suivant trois voies, dont les poids respectifs sont donnés par les coefficients de Clebsch-Gordan. L'état intermédiaire se désexcite donc vers le fondamental avec un taux $\frac{\Gamma}{3}$, vers un état étiqueté "1" avec un taux $\frac{\Gamma}{6}$ et vers un état étiqueté "2" avec un taux $\frac{\Gamma}{2}$, de sorte que le taux d'émission spontanné vaille au total $\Gamma = 2\pi \cdot 5,75$ MHz [Steck]. En faisant l'approximation du champ tournant, l'hamiltonien et l'opérateur de Liouville s'expriment alors dans la base $\{|1\rangle, |2\rangle, |f\rangle, |i\rangle, |e\rangle\}$ (l'origine des énergies est prise au niveau du fondamental, l'état $|1\rangle$ ayant une énergie $-\hbar\omega_{HF}$) :

$$H = \hbar \begin{pmatrix} -\omega_{HF} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_R^*/2 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_R/2 & -\Delta & \Omega_B^*/2 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_B/2 & -\delta \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

et

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} \frac{\Gamma}{2}\rho_{ii} & 0 & 0 & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1i} & -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{1e} \\ 0 & \frac{\Gamma}{6}\rho_{ii} & 0 & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2i} & -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{2e} \\ 0 & 0 & \frac{\Gamma}{3}\rho_{ii} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{fi} & -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{fe} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{i1} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{i2} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{if} & \Gamma_{sp.}\rho_{ee} - \Gamma\rho_{ii} & -\frac{\Gamma + \Gamma_{sp.}}{2}\rho_{ie} \\ -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{e1} & -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{e2} & -\frac{\Gamma_{sp.}}{2}\rho_{ef} & -\frac{\Gamma + \Gamma_{sp.}}{2}\rho_{ei} & -\Gamma_{sp.}\rho_{ee} \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

La résolution de ces équations nous permettra alors d'extraire les données pertinentes pour comprendre les phénomènes mis en jeu dans la transition à deux photons. Le comportement général des solutions peut être décrit en distinguant les états qui sont couplés par les champs oscillants, et les états non-couplés vers lesquels l'atome peut se désexciter : sous l'effet de l'émission spontanée, la population

des états non-couplés augmente avec le temps, et cela d'autant plus vite que les coefficients de Clebsch-Gordan sont importants et que les désaccords sont faibles. Ceci se traduit par une diminution du contraste d'oscillation de l'état de l'atome entre les états couplés. Nous serons donc souvent amenés à analyser les oscillations de Rabi en utilisant des fonctions de type "sinusoïde amortie".

3.2.4 Détails du système laser

Intéressons-nous à présent aux systèmes lasers utilisés pour réaliser la transition à deux-photons. Le schéma de contrôle des lasers a été intégralement modifié pour être fiabilisé et être pilotable en partie par interface informatique. Initialement nous nous référions à un lambda-mètre modèle HighFinesse WS-U, dont la résolution à court terme est de 2 MHz, pour asservir les systèmes lasers. Cet appareil travaillant plutôt à une résolution de plusieurs dizaines de MHz, nous avons d'abord modifié les asservissements lasers en utilisant une cavité Fabry-Perot balayée, sur laquel étaient injectés les lasers à asservir. Ce système n'étant pas encore suffisamment stable sur une journée de mesures, nous avons opté pour un schéma d'asservissement sur une cavité de transfert. Nous présentons ici l'état final du système laser, avec lequel nous avons eu les résultats les plus précis.

Laser à 795 nm, $F = 2$

Le laser à 795 nm est un laser commercial Topica DL100 à cavité étendue. Les impulsions de lumière envoyées sur l'atome sont contrôlées par un modulateur électro-optique modèle LINOS LM 0202 P 5W IR, placé entre deux éléments polarisants, qui permet de découper des impulsions courtes, dont la durée peut descendre jusqu'à environ 10 ns. L'extinction, définie par le ratio entre la puissance maximale sur la puissance minimale de sortie, est typiquement de 250 si nous utilisons en entrée et en sortie des prismes de Glan-Thomson. L'extinction est multipliée par un facteur typique de 100 si le faisceau est couplé à une fibre optique monomode après le modulateur électro-optique. Malgré tout, l'extinction est insuffisante, nous observons que les fuites de lumière diminuent le taux de chargement de la pince optique et diminue le taux de recapture des atomes dans la pince optique. Donc nous faisons suivre le modulateur électro-optique d'un modulateur accousto-optique de 100 MHz fonctionnant dans l'ordre 1. Les modulateurs accousto-optiques ayant des temps de réponse plus longs, nous les utilisons par impulsions de durée 1 μ s au cours desquelles l'électro-optique va affiner la découpe de l'impulsion à des temps plus courts. L'un des défauts majeurs des modulateurs accousto-optiques fonctionnant en pulsé est l'apparition de dérives thermiques qui modifient leur efficacité et donc induisent des fluctuations de puissance. Pour éviter cela, nous laissons les modulateurs allumés en permanence tandis que des obturateurs mécaniques coupent les éventuelles fuites. Au moment de la séquence, nous basculons en mode pulsé et nous libérons les obturateurs mécaniques. Enfin, pour acheminer le faisceau sur l'atome, nous utilisons une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Le collimateur de sortie

règle la focalisation sur l'atome avec un col de faisceau d'environ 150 μm . Une lame $\frac{\lambda}{4}$ suivie d'une lame $\frac{\lambda}{2}$ permettent de régler et corriger les défauts de polarisation. Le faisceau laser arrive sur l'atome suivant un axe orthogonal à l'axe de quantification. Ce faisceau laser sera désigné par le terme "laser à 795 nm, $F = 2$ " car sa fréquence sera référencée à la transition $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |5p_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous disposons également d'un second laser à 795 nm, dont le montage est exactement identique au laser à 795 nm, $F = 2$ tel que décrit ci-dessus (hormis pour la polarisation et la fréquence). La fréquence de ce second laser étant référencée à la transition $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |5p_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, nous le désignons par le terme "laser à 795 nm, $F = 1$ ". Il est utilisé par exemple pour réaliser les transitions Raman présentées section 3.2.1.

Laser à 795 nm, $F = 1$

Profitons-en pour décrire le montage optique du faisceau laser à 795 nm, $F = 1$, bien qu'il ne soit pas directement impliqué dans la transition vers l'état de Rydberg. Le montage de ce laser est exactement identique au faisceau laser à 795 nm, $F = 2$: c'est un laser commercial Topica DL100 à cavité étendue, dont nous découpons des impulsions courtes grâce à un modulateur électro-optique placé entre deux polariseurs, suivi d'un modulateur accousto-optique travaillant à 100 MHz dans l'ordre -1. Il est superposé au faisceau laser à 795 nm, $F = 2$ en utilisant un cube séparateur de polarisation, de sorte que le faisceau laser à 795 nm, $F = 2$ a une polarisation linéaire verticale tandis que le faisceau laser à 795 nm, $F = 1$ a une polarisation linéaire horizontale. Le faisceau est ensuite couplé à la fibre monomode APC à maintien de polarisation qui mène à la chambre d'expérience comme décrit ci-dessus. Dans notre configuration géométrique il n'est pas possible d'obtenir une polarisation σ_+ pour un tel faisceau, une polarisation linéaire orthogonale à l'axe de quantification donne une configuration $\sigma_+ + \sigma_-$ sur l'atome. Notons que si nous voulons que les deux faisceaux laser à 795 nm aient la même polarisation, il suffit de placer un polariseur avant la fibre optique. Le schéma optique des lasers à 795 nm est donné figure 3.14 a).

Laser à 475 nm

Le laser à 475 nm est obtenu par doublage de fréquence dans une cavité en X d'un laser maître à 950 nm. L'ensemble constitué du laser maître, d'un étage d'amplification, et de la cavité de doublage de fréquence est un modèle commercial Toptica TA-SG-110. La puissance typique de sortie après la cavité de doublage, et après une paire de prismes anamorphoseurs est de 225 mW en continu. Notons au passage que la longueur d'onde du laser maître peut se trouver dans les résonances de l'eau, auquel cas la puissance de sortie s'effondre à cause de l'absorption par l'humidité de l'air. Notre système laser n'étant pas monté sous atmosphère inerte, les résonances de l'eau représentent pour nous des fréquences inaccessibles expérimentalement. Enfin en sortie de la cavité de doublage nous utilisons un modulateur

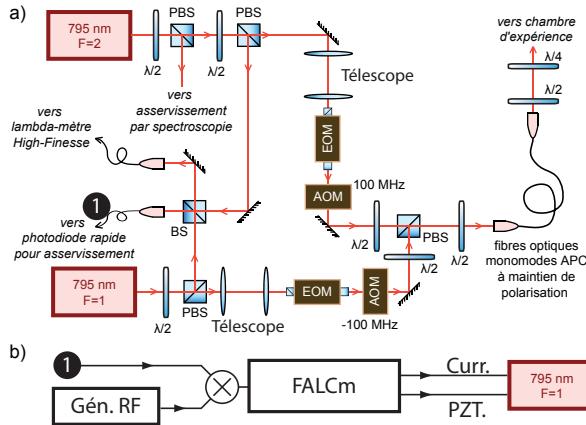


FIGURE 3.14 – Système laser à 795 nm. a) Schéma optique des lasers vers la chambre d'expérience. b) Montage de l'asservissement en phase du laser à 795 nm, $F = 1$ sur le laser à 795 nm, $F = 2$ par mixage du signal de battement sur photodiode avec un signal radio-fréquence.

électro-optique (modèle LINOS LM 0202 P 5W VIS) placé entre deux cubes polarisants pour découper des impulsions brèves, ainsi qu'un obturateur mécanique pour supprimer les fuites de lumière. Une voie de sortie du cube polarisant placé après le modulateur électro-optique est utilisée pour visualiser les fluctuations de puissance de sortie du laser : celles-ci sont faibles sur des échelles de temps courtes, mais des dérives lentes à l'échelle d'une heure ou deux sont visibles. Enfin, la lumière est envoyée sur l'atome par l'intermédiaire d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Le faisceau laser est directement focalisé depuis le coupleur de fibre sur l'atome. Le col du faisceau mesuré au niveau de l'atome est de $10.5 \mu\text{m}$. Le faisceau se propage le long de l'axe de quantification. Une lame $\frac{\lambda}{4}$ et une lame $\frac{\lambda}{2}$ permettent de régler la polarisation.

Afin d'obtenir la plus grande précision pour l'excitation de l'état de Rydberg, nous avons travaillé sur les schémas d'asservissement des systèmes lasers afin de réduire leurs fluctuations de phase (notons au passage que les fluctuations de polarisation mesurées au niveau de l'atome sont extrêmement faibles, les lasers passant par des fibres à maintien de polarisation). Le principe général du système d'asservissement repose sur le fait que nous disposons d'une cavité Fabry-Perot stable appelée *cavité de transfert*, et qu'un asservissement des lasers par un montage Pound-Drever-Hall sur la cavité affine la largeur des spectres lasers si la bande passante du circuit d'asservissement est suffisamment élevée. La figure 3.15 schématisé le montage expérimental et d'asservissement. Nous présenterons d'abord la cavité de transfert puis nous détaillerons l'asservissement des différents lasers.

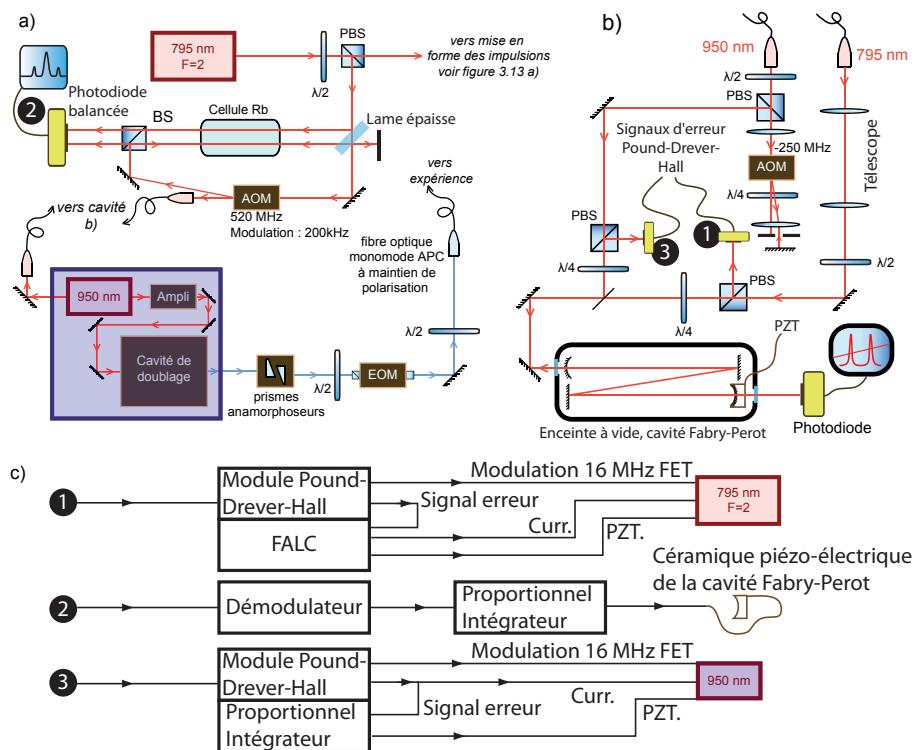


FIGURE 3.15 – Système laser. a) Schéma optique des lasers vers la chambre d'expérience et la cavité Fabry-Perot. b) Schéma d'alignement des lasers sur la cavité Fabry-Perot. c) Schéma des asservissements. Dans les schémas, EOM = modulateur électro-optique, AOM = modulateur accousto-optique, PBS = cube séparateur de polarisation, BS = cube séparateur, PZT = piézo-électrique.

Cavité de transfert pour les asservissements

Notre système d'asservissement repose sur une cavité de transfert en Z, dont les miroirs ont été traités pour travailler à 795 nm et 950 nm. Le schéma de la cavité est original de l'Institut Max Planck (Munich) et a pour objectif d'affiner le spectre des lasers à mieux que 100 kHz. Ceci implique d'avoir une largeur de transmission $\delta\nu$ du même ordre de grandeur qu'il est possible d'obtenir de deux manières : ou bien avoir une très grande finesse, ou bien avoir un interval spectral libre très petit, puisque nous avons la relation $\mathcal{F} = FSR/\delta\nu$, où FSR désigne l'intervalle spectral libre (*Free Spectral Range*). La finesse de la cavité est donnée par le coefficient de réflexion en énergie R des miroirs qui la constituent :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.45)$$

ce qui nous donne, en pratique, une limitation technique de la finesse que nous pouvons obtenir. Les données constructeurs des miroirs que nous avons commandés nous permettent de prévoir une finesse de $\mathcal{F} = 1000$, et par conséquent nous devons utiliser une géométrie de cavité qui nous donne un intervalle spectral libre d'environ 100 MHz, sachant que ce dernier est donné par $FSR = c/2L$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide, et L est la longueur optique de la cavité. La cavité a donc une longueur de 1,5 m.

La cavité est isolée mécaniquement du reste de la table optique : elle est posée sur un jeu de six pieds métalliques, par l'intermédiaire de joints absorbant les vibrations mécaniques.

La sensibilité à la température de la cavité a été minimisée en utilisant un jeu de trois tubes en verre ULE (*Ultra-Low Expansion*) pour maintenir les pièces métalliques qui supportent les miroirs. Par ailleurs, les miroirs sont insérés dans leurs supports de façon à ce que la face réfléchissante soit centrée par rapport à l'épaisseur du matériau.

La cavité est montée dans une enceinte à vide. De cette façon nous évitons que

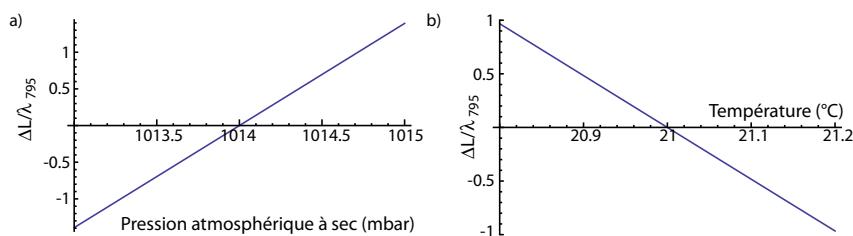


FIGURE 3.16 – Variation de la longueur optique de la cavité en fonction de la pression atmosphérique et de la température, pour une longueur d'onde de 795 nm. a) Nous avons pris une température de 21°C et une pression de l'eau de 23 mbar. b) Nous avons pris une pression à sec de 1014 mbar et une pression de l'eau de 23 mbar.

les fluctuations de la pression atmosphérique ou de la température de la salle ne modifient la longueur optique de la cavité au point que la céramique piézo-électrique ne puisse plus compenser ces fluctuations. Pour calculer ces effets nous utilisons les formules données par J. C. Owens [Owens 1967] et R. C. Stone [Stone 1996] :

$$(n - 1) \times 10^8 = \left[2371.34 + \frac{683939.7}{130 - \sigma^2} + \frac{4547.3}{38.9 - \sigma^2} \right] D_s + (6487.31 + 58.058 \sigma^2 - 0.7115 \sigma^4 + 0.08851 \sigma^6) D_w \quad (3.46)$$

$$D_s = \left[1 + P_s \left(57.9 \times 10^{-8} - \frac{9.325 \times 10^{-4}}{T} + \frac{0.25844}{T^2} \right) \right] \frac{P_s}{T} \quad (3.47)$$

$$D_w = \left[1 + P_w (1 + 3.7 \times 10^{-4} P_w) \left(-2.37321 \times 10^{-3} + \frac{2.23366}{T} - \frac{710.792}{T^2} + \frac{7.75141 \times 10^4}{T^3} \right) \right] \frac{P_w}{T} \quad (3.48)$$

où T est la température exprimée en Kelvin, P_s est la pression atmosphérique à sec (corrigée de la pression de l'humidité de l'air), exprimée en millibar ou hectoPascal, P_w est la pression de l'humidité de l'air, que nous prenons égale à 23 mbar qui une valeur typique pour les conditions normales de température et de pression, et $\sigma = 1/\lambda$ est le nombre d'onde de la lumière, exprimé en μm^{-1} .

La figure 3.16 donne la variation de la longueur optique de la cavité en fonction de la température et de la pression. Nous avons pris comme origine de ces graphes les conditions usuelles dans lesquelles nous réalisons les expériences : température de 21°C , et pression atmosphérique de 1014 mbar. L'ordonnée des graphes représente la variation de longueur de la cavité, exprimée longueur d'onde du laser à 795 nm. Ces graphes nous indiquent qu'une variation d'un millibar, ou de $0,2^\circ\text{C}$ suffisent à ce que la longueur optique de la cavité change d'un longueur d'onde. Or sur une journée, la pression atmosphérique peut varier de quelques millibars, et le fonctionnement de l'air conditionné ne permet pas un contrôle si précis de la température. Nous tirons un autre avantage à pomper la cavité sous vide : l'indice lumineux dépendant de la longueur d'onde nous avons une longueur de cavité différentielle pour nos deux longueurs d'onde. La figure 3.17 exprime la différence entre les deux longueur d'onde (795 nm et 950 nm) de l'intervalle spectral libre, exprimée en Hz. Pour minimiser les fluctuations relatives de fréquences entre deux lasers asservis sur la cavité, nous devons travailler à pression nulle et température nulle. Cependant d'après ces graphes, même dans les conditions usuelles de température et de pression, nous pouvons nous attendre à des fluctuations inférieures au kHz. Ce ne sera donc pas notre facteur limitant.

Enfin nous pouvons nous interroger jusqu'à quelle pression nous devons pomper l'enceinte de la cavité de transfert. *A priori* tant que nous obtenons une pression

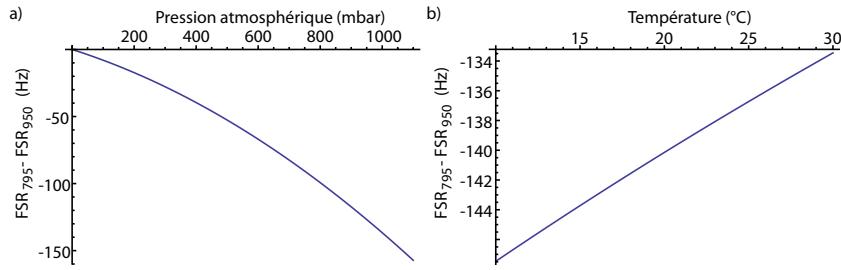


FIGURE 3.17 – Variation de l'intervalle spectral libre en fonction de la pression et de la température. a) Nous avons pris une température de 21°C et nous faisons varier proportionnellement la pression à sec et la pression de l'eau. b) Nous avons pris une pression à sec de 1014 mbar et une pression de l'eau de 23 mbar.

inférieure au millibar nous ne devrions plus avoir besoin de compenser les fluctuations de longueur optique de la cavité sur plus d'un intervalle spectral libre avec la céramique piézo-électrique. En réalité nous devons pomper jusqu'à environ 10^{-4} à 10^{-5} millibar car nous devons éviter d'ioniser le gaz en dépassant le minimum de Paschen (voir figure de gauche 3.18). En effet, nous utilisons une haute tension (1000 V) pour piloter la céramique piézo-électrique. Nous avons observé que pour des pressions de l'ordre du dizième/centième de millibar nous ionisons le gaz résiduel de l'enceinte. En conséquence, le revêtement intérieur de l'enceinte à vide, du métal anodisé, se détériore et du dépôt de matière a lieu sur les miroirs, réduisant alors leur coefficient de réflexion et donc la finesse de la cavité.

Nous avons mesuré l'intervalle spectral libre de la cavité de transfert en uti-

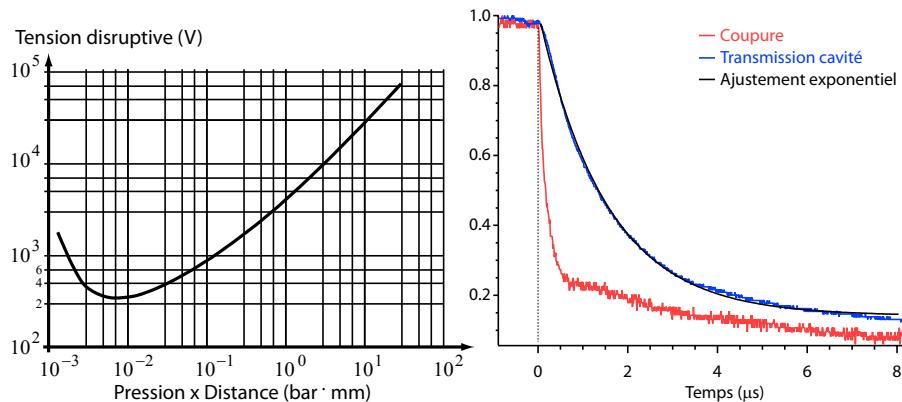


FIGURE 3.18 – Courbe de Paschen pour l'air à 20°C et mesure de la finesse de la cavité. Les courbes de mesure de la finesse ont été normalisées à 1 et sont des moyennes sur 64 mesures pour s'affranchir des fluctuations expérimentales d'intensité.

lisant le lambda-mètre High-Finesse, précis au MHz près pour des échelles de temps courtes, et en balayant sa fréquence sur plusieurs intervalles. Nous obtenons $FSR = (106 \pm 0,2)$ MHz. Par ailleurs nous avons mesuré également la finesse de la cavité en mesurant la durée de vie des photons dans la cavité. Pour cela nous asservissons le laser à 950 nm sur la cavité, de sorte que l'intensité intra-cavité soit constante. Puis nous coupons le faisceau laser pendant $10 \mu\text{s}$ à l'aide d'un modulateur accousto-optique avec un temps caractéristique inférieur à la durée de vie attendue des photons. Ce temps de coupure étant très faible devant la stabilité intrinsèque de la diode laser, celle-ci reste asservie et nous pouvons répéter la mesure un très grand nombre de fois pour moyenner la mesure obtenue. Nous observons une décroissance exponentielle de l'intensité lumineuse intra-cavité que nous pouvons relier directement au coefficient de réflexion des miroirs et donc à la finesse :

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{c(1-R)}{L}I \quad (3.49)$$

Les mesures présentées à droite de la figure 3.18 font état d'une constante de temps de $1,52 \mu\text{s}$, ce qui nous donne une finesse de $\mathcal{F} = 953$.

Première étape : Asservissement du laser à 795 nm, $F = 2$ sur la cavité de transfert

Un partie du faisceau laser à 795 nm est prélevée pour être envoyée sur la cavité. Afin de minimiser les problèmes de désalignement, nous utilisons une fibre optique pour acheminer le faisceau au plus proche de la cavité (voir figure 3.15). Une paire de lentilles (focales 100 mm puis 75 mm) en configuration de télescope permettent d'ajuster le mode spatial du laser au mode TEM_{00} de la cavité. Une lame $\frac{\lambda}{4}$ permet de tourner la polarisation du faisceau réfléchi sur le miroir d'entrée de la cavité d'un angle $\frac{\pi}{2}$, et de le collecter sur une photodiode rapide amplifiée (Modèle Thorlabs PDA10A-EC). Nous utilisons un module Toptica PDD 110 pour moduler le courant de la diode laser à 16 MHz. L'amplitude de modulation n'a pas été mesurée. Nous pouvons estimer, en observant que sur le pic Fabry-Perot en transmission les pics liés à la modulation ne sont pas visibles, l'amplitude de modulation est inférieure d'un facteur $2 \cdot 10^{-3}$ par rapport à l'amplitude maximale. Le signal issu de la photodiode est ensuite démodulé par le module PDD pour générer le signal d'erreur. Celui-ci est traité par un module FALC (Fast Analog Linewidth Control) pour rétro-agir d'une part sur le courant de la diode et d'autre part sur le piézo-électrique supportant le réseau de la cavité étendue. La rétroaction sur le courant permet d'avoir une bande passante du système d'asservissement d'environ 10 MHz tandis que la rétroaction sur le piézo-électrique a vocation à compenser les dérives lentes. N'ayant pas accès au signal d'erreur directement, nous estimons la finesse du spectre du laser en observant les fluctuations de la puissance lumineuse transmise par la cavité : nous obtenons un rapport entre la puissance transmise et sa variance d'environ 10. Avec l'intervalle spectral libre de la cavité mesuré à 106 MHz et la finesse mesurée à 953 ceci nous donne une largeur théorique de $\approx 11,1$ kHz (la diode laser libre a une largeur

spectrale de plusieurs centaines de kHz d'après une mesure que nous avons réalisée par auto-battement).

Deuxième étape : Asservissement de la cavité sur une raie du rubidium

L'asservissement du laser à 795 nm, $F = 2$ sur la cavité ne fixe cependant pas sa fréquence. La deuxième étape consiste donc à asservir la longueur de la cavité Fabry-Perot sur une résonance atomique, en agissant sur une céramique piézo-électrique sur laquelle est monté un miroir de la cavité. Nous utilisons donc un montage de spectroscopie sur cellule avec compensation du fond Doppler. Le montage est présenté dans la figure 3.15 a) et fonctionne de la manière suivante : un faisceau laser intense (typiquement 4 mW pour un diamètre de faisceau de 2 mm) traverse une plaque de verre épaisse. Sur chacun des dioptres de la lame de verre environ 4 % de la lumière est réfléchie, et nous obtenons ainsi deux faisceaux parallèles de faible intensité qui viennent sonder les atomes de rubidium de la cellule chauffée (à environ 40°C). La partie intense du faisceau restante est envoyée en tant que pompe en configuration contra-propagative par rapport à l'une des deux sondes. Ainsi, l'une des sondes est absorbée suivant un profil Doppler, tandis que l'autre est absorbée suivant un profil d'absorption saturée. En envoyant ces sondes sur des photodiodes, et en soustrayant les signaux électriques nous obtenons un spectre des raies du rubidium sans le profil Doppler associé. Pour effectuer un décalage entre la fréquence laser et la fréquence de transition, nous insérons sur le chemin optique du faisceau pompe un modulateur accousto-optique piloté à une fréquence $\nu_{AOM} = 520$ MHz et fonctionnant dans l'ordre +1. De plus nous y appliquons une modulation de fréquence d'une amplitude de 200 kHz à une fréquence de 23 kHz pour générer le signal d'erreur, qui est ensuite obtenu par démodulation du signal de la photodiode compensée. En asservissant la cavité sur la transition $(5s_{1/2}, F = 3) \rightarrow (5p_{1/2}, F' = (2, 3))$ du rubidium 85, nous fixons la fréquence du laser à 795 nm, $F = 2$ à un décalage de 624 MHz de la transition $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{1/2}, F' = 2)$ du rubidium 87. Notons au passage que, comme nous l'avons indiqué précédemment, les impulsions laser envoyées sur l'atome sont découpées par un modulateur électro-optique et un modulateur accousto-optique. Ce dernier induit un décalage additionnel de 100 MHz de la fréquence du laser. Au total, sur l'atome, la fréquence laser est donc décalée de 724 MHz par rapport à la transition $(5s_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5p_{1/2}, F' = 2)$ du rubidium 87. L'asservissement de la cavité sur une transition du rubidium n'a pas révélé d'élargissement spectral du laser.

Troisième étape : Asservissement de la fréquence du laser à 475 nm

Le laser bleu à 475 nm est également asservi en fréquence sur la cavité de transfert par un montage de Pound-Drever-Hall analogue à celui qui asservit le laser à 795 nm, $F = 2$ (modulation sur le courant à 16 MHz, démodulation par un module Toptica PDD 110 d'un signal de photodiode rapide amplifiée en réflexion sur la face d'entrée de la cavité). Pour cela, nous asservissons plutôt la diode maître à 950 nm

en prélevant une fuite derrière un miroir, avant l'étage d'amplification. Cependant, envoyer directement cette fuite sur la cavité de transfert imposerait que la demi-longueur d'onde soit un sous-multiple de la longueur de la cavité. Nous avons donc monté un modulateur accousto-optique en double passage, alimenté par un signal radio-fréquence à 250 MHz, nous permettant d'accorder la longueur d'onde du laser maître sur la longueur de la cavité Fabry-Perot. Afin de limiter les erreurs d'alignement lors des changements de fréquence du modulateur accousto-optique, le cristal est placé au point focal d'une lentille qui collecte l'ordre -1 de diffraction. Ainsi, tout changement de fréquence, qui se traduit par un changement d'angle du faisceau réfracté, se traduira par une translation horizontale du faisceau. En étant parfaitement réfléchi, ce faisceau passera alors dans le cristal sur le chemin retour quelle que soit la fréquence de modulation et l'alignement du montage y est alors insensible. En pratique, nous observons que le pic de transmission de la cavité Fabry-Perot diminue d'un facteur 2 sur l'intensité lumineuse lorsque la fréquence de modulation change de ± 20 MHz. Ceci permet toutefois de conserver une amplitude de signal d'erreur suffisante pour pouvoir maintenir l'asservissement en modifiant la fréquence du modulateur accousto-optique sur une plage de 55 MHz. Etant donné que ce dernier est monté en double passage, cela permet de modifier la fréquence d'asservissement sur un intervalle spectral libre complet (dont nous rappelons qu'il a été mesuré à 106 MHz). Nous visualisons en parallèle la fréquence du laser maître en utilisant le lambda-mètre HighFinesse. Ceci permet de placer la fréquence du laser maître à proximité de la fréquence de résonance de la transition avant d'activer les asservissements. Nous estimons la largeur spectrale de la diode maître en visualisant le signal d'erreur : le signal électrique pic à pic fait 1,2 V et correspond à une largeur spectrale évaluée à 111 kHz. Après asservissement, la variance du signal d'erreur est de 130 mV, ce qui nous donne une largeur spectrale de 12,0 kHz. S'agissant de la diode maître, le laser doublé à 475 nm a alors une largeur spectrale d'environ 24,0 kHz.

Quatrième étape (optionnelle) : Asservissement de la fréquence du laser à 795 nm, $F = 1$

Si nous avons besoin d'utiliser le faisceau laser à 795 nm, $F = 1$ nous pouvons l'asservir en phase avec le faisceau laser à 795 nm, $F = 2$ par un montage de battement. Le signal d'erreur utilisé est généré en mixant un signal de battement entre les deux lasers à 795 nm provenant d'une photodiode rapide (photodiode fibrée NewFocus modèle 1554) avec un générateur radio-fréquence. Si nous souhaitons réaliser des transitions Raman, ce générateur sera à 6,8 GHz. Nous utilisons un module d'asservissement commercial Toptica FALCm en retro-agissant sur le courant via un "*Bias Tee*" pour les composantes hautes fréquences, et sur le réseau de la diode laser pour les composantes basses fréquences. Ce module d'asservissement possède une bande passante totale d'environ 10 MHz. Ceci nous permet d'avoir un asservissement de la phase relative des lasers car la bande passante totale du système d'asservissement est plus large que la largeur spectrale des lasers, mesurée à quelques centaines de

kHz lorsqu'ils ne sont pas asservis. La figure 3.14 synthétise le montage expérimental utilisé pour le système à 795 nm. Notons que n'y figurent pas les contrôleurs radio-fréquence des modulateurs accousto-optiques. Ces derniers ont pourtant un rôle très important dans nos expériences car ils nous donnent un contrôle additionnel sur la fréquence et l'intensité lumineuse des faisceaux. Pour conserver la cohérence de la phase relative des deux lasers à 795 nm, les générateurs radio-fréquences sont également asservis en phase.

3.2.5 Réalisation expérimentale de l'excitation

Bien que très simple du point de vue théorique, l'excitation d'un atome vers un état de Rydberg n'est pas si évidente à mettre en œuvre expérimentalement. Nous abordons ici les résultats expérimentaux tels que nous les attendons tout d'abord, et nous commencerons par expliquer notre méthode de détection. Puis nous verrons quelques effets qui viennent fortement perturber la répétabilité de l'expérience et qui malheureusement ne trouvent pas systématiquement une explication satisfaisante.

Détection des atomes dans un état de Rydberg

Habituellement les expériences conçues pour étudier les états de Rydberg utilisent des électrodes pour ioniser les atomes et détecter sélectivement ainsi les états de Rydberg. Sur notre montage expérimental nous ne disposons pas de contrôle du champ électrique, ni de détecteur d'ions. A défaut de pouvoir utiliser un signal positif pour détecter un état de Rydberg, nous utilisons un signal négatif reposant sur les pertes des atomes : nous avons vu à la section 3.1.5 que les faisceaux du piège dipolaire créent un déplacement lumineux légèrement positif sur les états de Rydberg. Si, pour chaque expérience, nous nous plaçons dans des conditions où nous recapturons à coup sûr l'atome, les pertes de l'atome pourront alors être attribuées à l'excitation dans un état de Rydberg.

Plus précisément, nous cherchons à évaluer avec quelle fidélité la perte de l'atome peut être attribuée à un état de Rydberg. Tout d'abord, pour des atomes préparés dans le niveau fondamental nous observons, pour une séquence expérimentale de 71 ms au cours de laquelle le piège dipolaire est coupé pendant 1 μ s, un taux typique de recapture compris entre 98 et 99 % qui provient des collisions avec le gaz résiduel dans l'enceinte à vide. Ensuite, pour un atome dans un état de Rydberg de durée de vie infinie, l'atome ne sera pas piégé dans la pince optique, et quittera la région de piégeage sous l'effet de sa température en typiquement 10 μ s. Si la durée de vie de l'état de Rydberg est très inférieure à cette valeur, alors l'atome sera désexcité dans un état piégé avant de quitter la zone du piège et nous le recapturerons. Pour évaluer l'effet de la durée de vie de l'état de Rydberg, nous devons prendre en compte sa durée de vie radiative puisque la durée de vie liée au rayonnement du corps noir se traduit majoritairement en un changement d'état vers un autre état de Rydberg et non vers un état piégé.

Pour l'état $|58d_{3/2}\rangle$ la durée de vie radiative étant d'environ $206\ \mu s$, nous pouvons estimer que la probabilité de perte de l'atome vaut alors $e^{-10/206} \approx 95\%$. Enfin un autre mécanisme de pertes vient de notre façon de réaliser l'excitation vers les états de Rydberg : comme nous le verrons nous coupons le piège dipolaire pendant cette étape, pendant environ $1\ \mu s$, temps pendant lequel l'atome peut être perdu sous l'effet de sa température. Ce mécanisme représente environ 1 % de pertes de l'atome.

Ceci nous indique au final que nous avons une barre d'erreur expérimentale d'environ 5 % sur la correspondance entre l'état de Rydberg et la perte de l'atome dans la pince, sous réserve qu'il n'y ait pas d'autre mécanisme de perte de l'atome. Par ailleurs, cette méthode de détection se montrerait plus efficace si les atomes étaient chauds, mais en contrepartie cela aurait un effet sur l'élargissement par effet Doppler, et sur la cohérence des bits quantiques. Nous verrons au chapitre 6 qu'à ce sujet nous devrions au contraire chercher à avoir des atomes les plus froids possibles. Nos paramètres expérimentaux correspondent à un compromis entre tous ces effets, et nous assimilerons pour la suite les pertes à l'excitation dans un état de Rydberg. De plus, dans le but de distinguer les pertes liées à l'expériences de celles liées à la mesure, par exemple lorsque nous mesurons l'état de l'atome en utilisant le faisceau pousseur, nous mesurerons systématiquement l'état des pertes liées à l'expérience seule par une calibration préalable.

Excitation vers l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$

Pour se placer dans une situation idéale où l'atome peut être considéré comme immobile pendant la durée d'excitation vers l'état de Rydberg, nous cherchons à réaliser l'impulsion π en une durée inférieure à 200 ns. Sachant que dans une excitation à deux photons, nous pouvons approximer la fréquence de Rabi par l'expression simplifiée :

$$\Omega = \frac{\Omega_R \Omega_B}{2\Delta} \quad (3.50)$$

où Δ est le désaccord entre le laser à 795 nm, $F = 2$ et la transition D1, nous pouvons d'ores et déjà comprendre que les puissances laser requises seront très importantes. En effet, nous visons une fréquence de Rabi totale supérieure à 5 MHz sachant que le désaccord Δ est de 724 MHz. Certes, la fréquence de Rabi associée au laser à 795 nm, $F = 2$ peut facilement être supérieure à la centaine de MHz puisque les intégrales radiales entre états de la transition D1 sont assez importantes, mais en revanche celle associé au laser à 475 nm sera très faible puisque les intégrales radiales entre les états $|5p_{1/2}\rangle$ et $|58d_{3/2}\rangle$ sont environ 300 fois plus faibles que celles de la transition D1. A.Gaëtan a montré dans sa thèse [Gaëtan 2009], en s'appuyant sur la résolution des équations de Bloch, que l'excitation sera meilleure si les deux fréquences de Rabi sont équilibrées. Il va donc falloir compenser la faiblesse des couplages par une intensité lumineuse plus importante pour le faisceau à 475 nm. Nous utilisons donc typiquement pour l'excitation vers l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ une intensité lumineuse de $2,5 \cdot 10^4\ W.cm^{-2}$ pour le laser

à 475 nm (88 mW focalisé sur 10,5 μm), et une intensité lumineuse de 7,7 W.cm $^{-2}$ pour le laser à 795 nm (5,5 mW focalisé sur 150 μm).

La figure 3.19 donne la séquence expérimentale d'excitation vers l'état de Rydberg

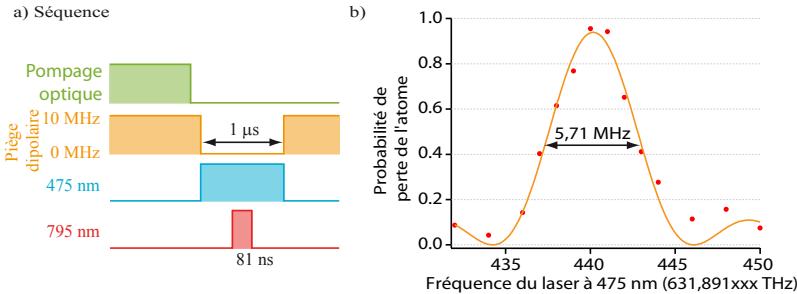


FIGURE 3.19 – Séquence expérimentale et spectre d'excitation de l'état $|58d_{3/2}\rangle$. a) Séquence expérimentale. Nous avons utilisé une puissance de 88 mW pour le faisceau à 475 nm et une puissance de 5,5 mW pour le faisceau à 795 nm. b) Spectre expérimental, limité par transformée de Fourier. Nous pouvons exciter l'atome dans l'état $|58d_{3/2}\rangle$ avec une probabilité de 95 %. Chaque point représente l'accumulation des données sur 100 expériences. La courbe d'ajustement utilisée est un sinus cardinal conformément à l'équation 3.41.

$|58d_{3/2}\rangle$, ainsi que les résultats expérimentaux exprimés en probabilité de perte de l'atome. D'après notre discussion sur la détection de l'état de Rydberg, les données que nous avons représentent donc l'excitation de l'atome dans l'état de Rydberg en fonction de la fréquence du laser à 475 nm, avec une incertitude d'environ 5 %. Pour éviter que les déplacements lumineux du niveau fondamental liés au piège dipolaire ne modifient la fréquence de la transition, ce dernier est coupé pendant l'excitation. Nous avons utilisé une durée d'impulsion de 81 ns, correspondant à un impulsions π . La largeur de la raie d'excitation est limitée par transformée de Fourier : ayant utilisé une impulsions π le spectre de la raie doit être de la forme d'un sinus cardinal en fonction du désaccord du laser avec la transition atomique. En diminuant la fréquence de Rabi nous pouvons espérer que la largeur de Fourier de la raie sera inférieure à la largeur naturelle de la raie, ce qui nous donnerait un ordre de grandeur de la durée de vie de l'état de Rydberg. Nous avons effectué des spectres de la transition atomique pour différentes valeurs de fréquences de Rabi, et pour des largeurs de spectre de 1,2 MHz nous étions toujours limités par transformée de Fourier. Nous n'avons pas pu aller au delà expérimentalement, car il aurait fallu utiliser des impulsions de durée comparable à la durée de vie de l'état de Rydberg, c'est à dire de plusieurs centaines de microsecondes. Or pour des atomes à 70 μK nous ne pouvons couper le piège dipolaire si longtemps.

Etant donné que nous sommes capables d'exciter l'atome dans l'état de Rydberg avec une grande efficacité, nous pouvons essayer de caractériser cette excitation un peu plus en détails. Nous cherchons à savoir jusqu'à quelle durée d'excitation

pouvons nous garder la cohérence de l'état produit. Nous nous intéressons ensuite à deux effets pouvant avoir un rôle sur la perte de cohérence de l'excitation : d'une part l'émission spontanée, et d'autre part les déplacements lumineux induits par chaque laser car les fluctuations des puissances lasers se traduisent alors en fluctuation des niveaux d'énergie.

Tout d'abord, regardons la durée d'excitation : sur des échelles de temps longues, la stabilité en phase des lasers, les fluctuations de puissance, et le mouvement de l'atome sont susceptibles de diminuer la cohérence de l'excitation. Nous avons vu qu'une température de $70 \mu\text{K}$ est responsable d'un élargissement Doppler d'environ 350 kHz qui est supérieur à la largeur spectrale de nos lasers. Cela signifie qu'en principe ce n'est pas le système laser qui sera limitant pour la cohérence de l'excitation. D'autre part nous avons vu que l'atome se déplace d'environ 140 nm sur une micro-seconde. Ce déplacement est très faible comparé aux rayon des faisceaux excitateurs ($150 \mu\text{m}$ et $10,5 \mu\text{m}$) donc nous pouvons faire l'hypothèse que l'atome reste dans une région homogène pour l'intensité lumineuse. En revanche les fluctuations lumineuses temporelles seront ressenties pleinement. Nous avons donc tenté de réaliser des oscillations de Rabi sur de longues durées.

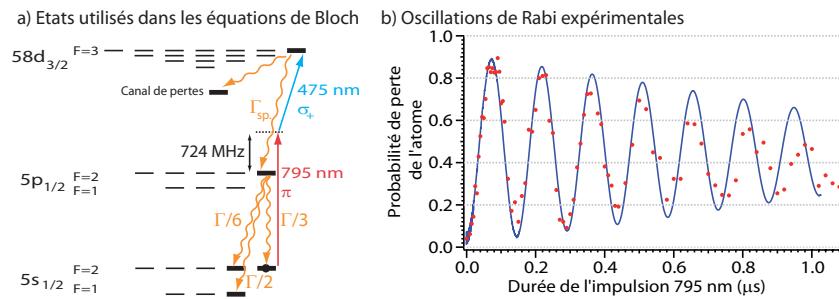


FIGURE 3.20 – Oscillations de Rabi entre l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. a) Détail des états utilisés pour la modélisation des oscillations. Les paramètres de la modélisation sont détaillés dans le texte. b) Résultats expérimentaux et courbe donnée par la modélisation.

Tout comme pour la figure 3.19, les résultats expérimentaux de la figure 3.20 sont donnés en termes de probabilité de perte de l'atome, sachant qu'elles représentent l'excitation dans un état de Rydberg pour 95 % des cas. Les résultats que nous avons obtenus sont compatibles avec un modèle d'oscillations de Rabi régies par les équations de Bloch optique qui prennent en compte cinq états atomiques (voir 3.2.3). Les trois premiers états à prendre en compte sont logiquement les états directement mis en jeu dans la transition à deux photons, à savoir le $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, le $|5p_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, et le $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Les deux autres états inclus dans notre modèle permettent de prendre en compte tous les chemins d'émission spontanée, il s'agit de l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$

et de l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 1\rangle$. Nous avons introduit dans notre modèle les fluctuations de la fréquence des lasers telles que données par la largeur Doppler car la largeur des lasers est bien inférieure à la largeur Doppler, et les fluctuations de la puissance des lasers de l'ordre de 3% telles que nous les avons mesurées.

Les taux d'émission spontanée utilisés sont d'une part celui de l'état $|5p_{1/2}\rangle$, c'est à dire 5,75 MHz, et d'autre part celui calculé de l'état de Rydberg $|58d_{3/2}\rangle$, c'est à dire 4,8 kHz. Nous avons ajouté également au modèle un canal représentant de pures pertes qui modélise l'effet de la durée de vie de l'état de Rydberg sous l'effet du rayonnement du corps noir et la photo-ionisation de l'atome sous l'effet des champs laser. Le taux utilisé pour ce type de pertes a été ajusté pour que notre modèle reproduise la diminution de contraste des oscillations. La valeur numérique utilisée pour le taux de pertes de l'état de Rydberg est quatre fois plus élevé que si nous combinons les valeurs théoriques attendues pour la durée de vie associée au rayonnement du corps noir seul. Par ailleurs nous observons expérimentalement un ralentissement des oscillations à partir de 500 ns qui n'est pas reproduit dans notre modèle. Le phénomène à l'origine de ce ralentissement, bien que n'étant pas clairement identifié, semblerait provenir d'une baisse de puissance du laser à 475 nm sur la durée de mesure de l'oscillation : en effet après la prise de mesures, la puissance de sortie de ce laser a été mesurée et fait état d'une diminution d'environ 15 %, ce qui pourrait être à l'origine de la diminution de la fréquence de Rabi sur les derniers points. Cette diminution pourrait également expliquer la perte de contraste accélérée que nous observons par rapport à notre modèle puisque les fluctuations de puissance se traduisent également en fluctuation de désaccord dans les transitions à deux photons.

Le deuxième point d'analyse est de déterminer la part d'émission spontanée résiduelle que nous avons au cours de l'excitation vers l'état de Rydberg. Nous avons réalisé deux expériences pour estimer la population résiduelle dans le niveau hyperfin $F = 1$ du fondamental, et une expérience pour estimer la population résiduelle dans le niveau hyperfin $F = 2$ du fondamental. Dans le premier cas, nous avons fait suivre tout simplement l'impulsion π vers l'état de Rydberg d'une impulsion par le faisceau pousseur, qui nous permet de discriminer les situations où l'atome est dans le niveau $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$ de celles où l'atome est dans le niveau $|5s_{1/2}, F = 1\rangle$ (voir section 2.3.4). Ainsi seuls les atomes ayant terminé la séquence dans l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ sous l'effet de l'émission spontanée seront recapturés dans la pince. Nous estimons ainsi que cette population est d'environ 2 %. Une autre expérience complémentaire vise à établir la population dans le niveau $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$: après la préparation de l'atome dans l'état de Rydberg en utilisant une impulsion π , nous effectuons une seconde transition, de l'état de Rydberg vers un l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Pour ce faire, nous utilisons exactement le même laser bleu à 475 nm d'une part, et nous utilisons d'autre part le laser à 795 nm, $F = 1$, polarisé σ_+ , et dont la fréquence est réglée pour être à résonance sur l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ pour la transition à deux photons. De cette manière, en modifiant la durée de l'impulsion, nous effectuons une oscillation

de Rabi entre l'état de Rydberg et l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Alternativement,

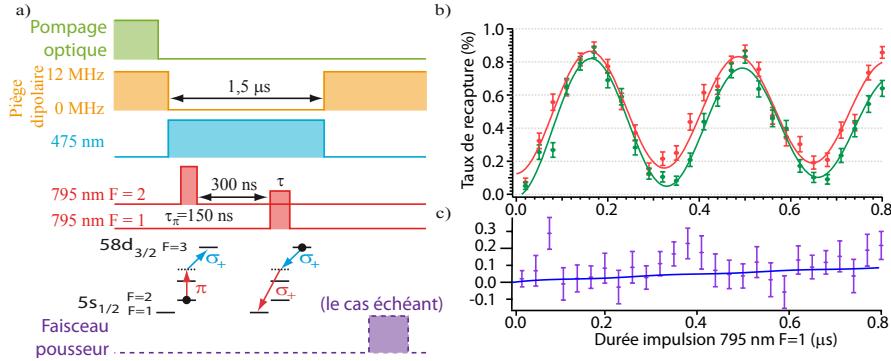


FIGURE 3.21 – Oscillations de Rabi entre l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. a) Séquence expérimentale utilisée : après pompage optique dans l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, une première transition π à deux photons est effectuée pour préparer l'atome dans l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Une impulsion de durée variable sert ensuite à effectuer des oscillations de Rabi vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Les deux faisceaux à 795 nm ont une puissance de 1,6 mW, le faisceau à 475 nm a une puissance de 88 mW. Le cas échéant, nous ajoutons le faisceau pousseur en fin de séquence. b) Résultats expérimentaux de l'oscillation de Rabi. La courbe en rouge a été réalisée sans faisceau pousseur, la courbe en vert a été réalisée avec. La différence des deux expériences donne le graphe c), auquel nous avons superposé les prédictions de notre modèle par les équations de Bloch de la population dans l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ liée au taux d'émission spontanée.

nous pouvons effectuer la même oscillation de Rabi, en la faisant suivre par le faisceau pousseur. Ainsi, si au cours de l'excitation vers l'état de Rydberg puis de la redescense vers l'état fondamental l'atome s'est désexcité par émission spontanée dans un des sous-niveaux Zeeman du niveau $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$, il sera présent dans la pince optique si nous ne faisons rien tandis qu'il sera expulsé si nous ajoutons le faisceau pousseur. La différence entre les deux expériences nous donne alors une estimation de l'émission spontanée dans notre schéma d'excitation. La figure 3.21 synthétise les résultats de l'expérience. Nous en déduisons que l'émission spontanée dans le processus de montée puis redescense est d'environ 4 %, conformément au modèle théorique, ce qui nous laisse présumer que ce taux n'est que de 2 % pour l'excitation seule.

Enfin nous avons mesuré les déplacements lumineux liés à chaque laser lors de la transition à deux photons. Ceci nous donne la sensibilité de l'expérience avec la puissance lumineuse reçue par l'atome. Pour cela, nous modifions séparément la puissance des lasers, et nous effectuons la spectroscopie de l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ pour des durées d'impulsions telles que nous restons à des impulsions π . La figure 3.22 nous montre que des fluctuations de puissance de quelques milliwatts

du laser bleu à 475 nm aura un impact faible sur le déplacement de la position de la transition, dans le sens que ce déplacement sera inférieur à la largeur de la raie, ce qui ne sera pas le cas pour la même fluctuation de puissance sur le laser à 795 nm. En revanche pour le laser à 795 nm, $F = 2$ le déplacement lumineux est beaucoup

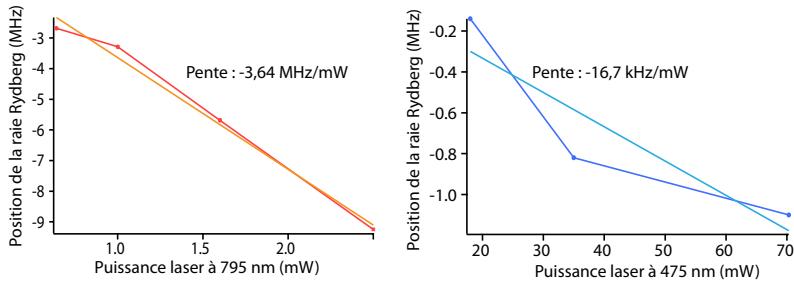


FIGURE 3.22 – Mesures des déplacements lumineux associés aux faisceaux à 795 nm, $F = 2$ et à 475 nm. La position de la raie a été mesurée en prenant des impulsions π . L'origine des ordonnées est arbitrairement prise à zéro pour une puissance laser nulle.

plus important, ce qui nous indique d'une part qu'il faudra porter une attention particulière à la stabilisation en puissance de ce faisceau, et d'autre part cela nous permet d'évaluer la fréquence de Rabi associée à ce faisceau laser seul. En utilisant la formule 3.40, et pour une puissance de 1,6 mW pour le faisceau à 795 nm, nous obtenons une fréquence de Rabi de $\Omega_{795} = 130$ MHz, puis nous déduisons celle du faisceau à 475 nm pour une puissance de 88 mW en utilisant la mesure de la fréquence de Rabi effective de la transition à deux photons : $\Omega_{475} = 74$ MHz.

Difficultés expérimentales de réalisation de l'excitation

Malgré la simplicité apparente de l'excitation vers l'état de Rydberg, il existe sur notre expérience deux difficultés non résolues, qui sont d'une part l'apparition, parfois, d'un pic secondaire et d'autre part un décalage du centre de la raie sur des échelles de temps de plusieurs heures. Notre grande difficulté à comprendre et étudier ces observations vient de ce nous ne sommes pas capables de reproduire de façon déterministe les expériences qui conduisent à l'observation d'une raie en double structure ou d'un décalage de la fréquence centrale de la raie. Il n'est pas impossible que ces deux problèmes soient reliés à la présence de champs électriques résiduels et fluctuant, que malheureusement nous ne pouvons pas compenser puisque nous ne disposons pas d'électrode dans notre montage pour contrôler les champs électriques. Nous décrirons donc d'abord une série de résultats expérimentaux qui apportent un éclairage sur ce qui se passe au niveau de la transition, puis nous discuterons des interprétations possibles de ces résultats expérimentaux, ainsi que des causes qui pourraient les expliquer. Toutefois, nous ne pourrons donner une conclusion définitive à nos observations.

La première observation est qu'il n'est pas rare d'observer une raie à double structure comme celle publiée par Y. Miroshnychenko *et al.* [Miroshnychenko *et al.* 2010]. Un exemple très marqué est donné dans la figure 3.23. La différence de fréquence

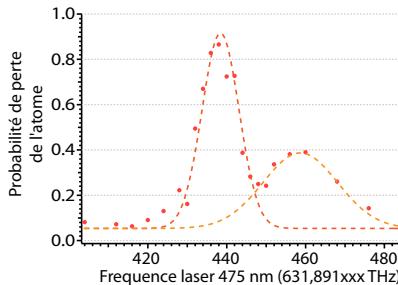


FIGURE 3.23 – Spectre d'excitation de l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Il n'est pas rare qu'apparaisse un pic secondaire distant de $20,2 \pm 0,2$ MHz du pic principal.

entre les deux pics est de $20,2 \pm 0,2$ MHz, et la largeur du pic satellite est environ le double du pic principal. Il semblerait qu'à chaque observation d'une double structure l'écart entre les centres soit fixe. Le second élément expérimental limitant notre capacité à effectuer des expériences sur une longue durée est le déplacement de la position de la transition vers l'état de Rydberg. Entre le début et la fin de journée nous observons parfois des déplacements qui peuvent atteindre 3 à 5 MHz, ce qui devient comparable voire supérieur à la largeur de la raie. Il arrive par ailleurs que ce décalage apparaisse brutalement.

Face à ces résultats nous avons avancé plusieurs hypothèses que nous allons chercher à tester : l'existence de défauts de polarisation des lasers à 795 nm, $F = 2$ ou à 475 nm, une influence de l'effet Zeeman ou de l'effet Stark, et une mauvaise préparation dans l'état initial.

Pour clarifier la discussion traitons d'abord les effets qui ne sont pas ambigus, à savoir le pompage optique initial et l'effet Zeeman. Tout d'abord l'hypothèse du mauvais pompage optique peut être écartée au regard des deux arguments suivants : tout d'abord la qualité du pompage optique initial est évaluée à environ 99% en nous basant sur les oscillations de Rabi pour la transition Raman entre les états $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ (voir figure 3.11) ; ensuite si les pics avaient pour origine deux populations d'atomes différentes, alors la somme des amplitudes des pics devrait être au plus égale à 1, chaque population effectuant alors une transition π vers un état de Rydberg. Or ce n'est pas le cas ici, puisque la somme vaut 1,28, ce qui signifie que la même population est susceptible d'effectuer une transition vers deux états différents. Nous écartons donc l'hypothèse d'un mauvais pompage optique. Pour ce qui est de l'effet Zeeman, nous utilisons un circuit électronique à stabilisation de courant qui nous permet un très bon contrôle

du champ magnétique. Par ailleurs une sonde de courant nous permet de vérifier la stabilité du courant circulant dans les bobines, et nous n'avons observé aucune fluctuation particulière. Nous écartons donc l'hypothèse de fluctuations du champ magnétique.

Testons à présent les hypothèses restantes, c'est-à-dire d'éventuels défauts de polarisation et des fluctuations de champ électrique. Le premier point est qu'*a priori* un défaut de polarisation ne peut pas se traduire en une fluctuation de position de la raie observée. Ceci n'est pas tout à fait juste pour les transitions à deux photons, puisque la puissance lumineuse transférée dans la seconde polarisation ne fournit pas forcément le même déplacement lumineux que la première polarisation à cause des coefficients de Clebsch-Gordan. Cependant d'après nos mesures (figure 3.22) le décalage de raie observé sous l'effet des déplacements lumineux ne devraient pas excéder 1 MHz, dans le scénario le plus défavorable où 100 % de la puissance lumineuse change de polarisation. Ce décalage bien inférieur à ce que nous observons nous laisse penser que le champ électrique doit absolument être pris en compte.

Pour vérifier à quel état atomique peut être attribué le pic secondaire, nous avons réalisé une expérience qui consiste à tourner la polarisation du laser bleu à 475 nm de façon à passer d'une polarisation σ_+ à une polarisation σ_- , et observer comparativement la position des raies de transition vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$. En effet, avec nos valeurs de champ magnétique de -9 G l'écart entre les deux pics de 20,2 MHz correspond exactement au décalage Zeeman relatif entre ces deux états. L'avantage de cette façon de procéder est que d'une part toute la puissance lumineuse disponible est effectivement transférée d'une polarisation à l'autre. D'autre part, les déplacements lumineux liés au laser à 475 nm sont au maximum de 500 kHz d'après les mesures que nous avons réalisées. Nous nous attendons donc à ce que le changement de polarisation n'indue pas de modification importante des déplacements lumineux, et donc cela rend la comparaison de position des raies plus aisée. Les résultats de cette expérience est mitigé : la position relative des raies pour la transition vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$ fluctue énormément : Ainsi, un jeu de données nous indique une différence de position de 16 ± 1 MHz, tandis qu'un autre nous donne une différence de seulement $2,8 \pm 0,5$ MHz. Compte tenu du fait que la position intrinsèque d'une raie donnée peut varier de plusieurs MHz dans la journée, la première mesure est compatible avec le fait que la double structure peut être attribuée à une excitation vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$. En revanche la seconde mesure ne trouve pas encore d'explication.

En comparant les diagrammes Stark de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et de l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$, en présence d'un champ magnétique de -9 G, et pour différents angles de champ électrique, nous concluons que le scénario le plus probable est que nous sommes en présence d'un champ électrique fluctuant entre 0 mV/cm à 200 mV/cm, et probablement orienté avec un fort angle avec l'axe de

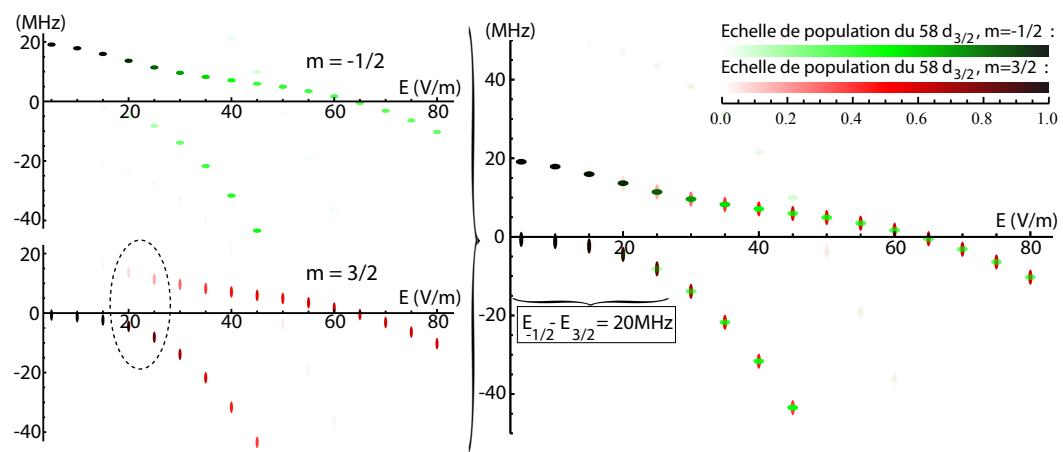


FIGURE 3.24 – Diagrammes Stark des états $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$ et $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, pour un champ électrique à 90° et un champ magnétique de -9 G . A gauche figurent les diagrammes Stark de l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$ (en vert) et de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ (en rouge). Nous avons mis en valeur la partie du diagramme qui peut expliquer une double structure de la raie d'excitation sans avoir pour autant un défaut de polarisation. A droite les deux diagrammes sont superposés pour montrer que l'écart entre les deux pics reste constant sur une large plage de champs électriques. (Note : bien prendre les centres des ovales pour mesurer l'écart).

quantification, voire perpendiculaire (voir figure 3.24). Ces valeurs de fluctuations du champ électrique expliquent des déplacements de la raie. Cependant sur une base quotidienne nous observons la plupart du temps des décalages de positions inférieurs au MHz, ce qui nous donne un ordre de grandeur des fluctuations quotidiennes de champ électrique de quelques dizaines de millivolts par centimètre. Le second point important est l'angle du champ électrique : il explique que l'écart mesuré entre les deux pics soit constant d'une part, et d'autre par l'existence d'un couplage, qui peut devenir efficace, vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = -1/2\rangle$. Nous ne pouvons pas exclure que des défauts de polarisation du laser à 475 nm viennent s'immiscer également. En revanche aucun diagramme Stark de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$ ne vient appuyer l'hypothèse d'un défaut de polarisation du laser à 795 nm. Les expériences que nous avons réalisées en faisant varier la polarisation de ce dernier n'ont d'ailleurs pas permis de conclure à l'existence d'un défaut de polarisation de ce laser.

Etant donné que des fluctuations incontrôlées de la position de la raie atomique nous handicapent fortement pour effectuer des expériences sur une longue durée, nous avons cherché à comprendre d'où peuvent provenir des fluctuations de champ électrique. Le fait que le décalage de la raie s'effectue parfois brutalement laisse penser à un phénomène de décharge électrique. Outre l'apparition de charges électrostatiques sur l'expérimentateur qui arrive parfois, nous pouvons penser à la jauge de pression à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide qui fonctionne à arc électrique, à la pompe ionique, ou également à des fuites de courant observées à la masse. L'angle que fait le champ électrique avec l'axe de quantification suggère également que la surface diélectrique du matériau constitutif de l'objectif de microscope MIGOU peut être chargé. L'origine de ces charges de surface éventuelles n'est pas déterminée.

Une possibilité que nous ne pouvons pas écarter est que le décalage mesuré de la raie n'est qu'un artifice lié à un défaut de nos appareils de mesure. En effet, ne disposant pas d'un peigne de fréquence, et ne pouvant nous fier au lambdamètre HighFinesse pour une telle précision, nous reposons notre analyse sur le fait que les lasers sont convenablement asservis sur une raie atomique. Avec notre ancien montage d'asservissement sur cellule de rubidium avec un montage en double passage, il nous arrivait d'observer l'apparition d'une composante continue dans le signal d'erreur, que nous attribuions à une modification de la pente du profil Doppler de la spectroscopie. Cependant le schéma d'asservissement utilisé actuellement, tel que décrit section (3.2.4), ne semble plus présenter ce problème, et aucune composante continue n'apparaît sur le signal d'erreur en plusieurs semaines d'expérimentation. De même, l'asservissement des fréquences relatives entre le faisceau à 795 nm, $F = 2$ et celui à 475 nm par l'intermédiaire de la cavité de transfert peut conduire à des écarts de fréquence mais nous avons vu que théoriquement cet effet ne devrait pas être supérieur au kHz. En l'absence de dispositif nous permettant de vérifier la stabilité à long terme des asservissements, en mesurant les fréquences relatives des lasers, il est difficile de trancher sur l'origine de ces déplacements observés de la raie. Face à ces difficultés, et pour répondre à ces questions, nous développons une nouvelle

configuration de l'expérience pour contrôler les champs électriques. En attendant nous nous sommes tourné vers une autre stratégie qui consiste à utiliser d'autres raies atomiques.

Excitation vers des états $|ns_{1/2}\rangle$

Face à tous ces problèmes de contrôle de champ électrique, nous pouvons tenter de nous en affranchir en travaillant sur des états s . En effet, pour ces états nous nous attendons à ce que l'effet du champ électrique soit plus faible que pour les état d . Pour élaborer un schéma d'excitation, il convient de se souvenir que notre état de départ est l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous n'avons pas de latitude pour choisir un autre état de départ car nous avons besoin d'un pompage optique efficace pour cela. Dans notre expérience, bien que cela ne soit pas impossible, il est assez difficile de préparer l'atome initialement dans un autre état (en particulier à cause de l'encombrement autour de l'enceinte à ultra-vide et des accès optiques à l'atome). Nous avons donc deux schémas d'excitation possible pour exciter un état $|ns_{1/2}\rangle$ à travers une transition à deux photons : soit nous gardons une polarisation π pour le laser à 795 nm, $F = 2$ et nous réglons la polarisation du laser à 475 nm sur σ_- ; soit inversement nous réglons la polarisation du laser à 795 nm, $F = 2$ sur σ_- et nous conservons la polarisation du laser à 475 nm sur σ_+ . Le choix entre ces deux schémas d'excitation découle alors des couplages entre états : comme nous cherchons à réaliser les transitions en un temps le plus court possible, nous cherchons le couplage maximal. La différence entre les deux couplages est très faible, nous avons donc opté pour le schéma expérimental le plus simple à mettre en œuvre, c'est-à-dire le second. Nous avons donc, par exemple, réalisé expérimentalement la transition vers l'état $|69s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ et vers l'état $|60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ comme illustré sur la figure 3.25. Pour la transition vers l'état $|60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ (resp. $|69s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$) nous avons utilisé une puissance de 6 mW (resp. 8 mW) pour le faisceau laser à 795 nm et une puissance de 60 mW (resp. 60 mW) pour le faisceau laser à 475 nm. La raie atomique a été réalisée en utilisant une durée d'impulsion de 450 ns (resp. 400 ns). Pour l'oscillation de Rabi de la transition $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |69s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ nous avons augmenté la puissance du faisceau laser à 795 nm à 15 mW.

Dans la configuration géométrique que nous utilisons, le faisceau à 795 nm, $F = 2$ est orthogonal à l'axe de quantification ce qui signifie qu'en ayant une polarisation linéaire orthogonale à l'axe de quantification, nous obtenons une polarisation $\sigma_+ + \sigma_-$ sur l'atome. La moitié de la puissance disponible pour ce laser est donc inutilisée. Les fréquences de Rabi obtenues sont compatibles avec leur calcul théorique en utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan et les intégrales radiales de couplage entre états atomiques. Un fait surprenant est que l'efficacité des transitions est inférieure à celle vers l'état $|\psi_{58d}\rangle = |58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Ceci peut provenir du fait que les couplages étant plus faibles nous utilisons des durées d'impulsion plus longues. En effet l'amortissement après des durées d'excitation de 400 ns n'est pas négligeable sur la transition vers $|\psi_{58d}\rangle$. Or cette durée correspond seulement à une impulsion π

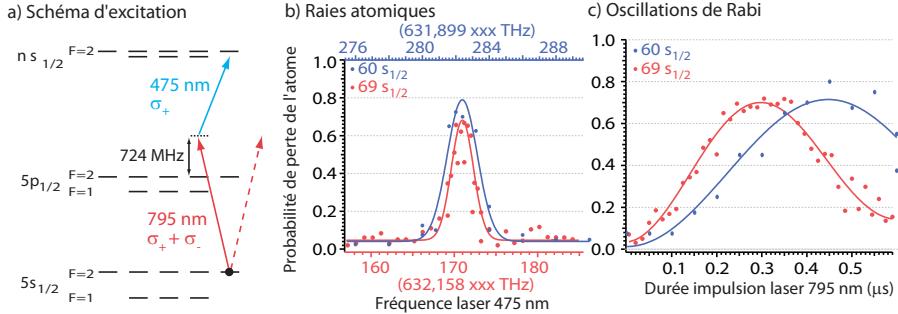


FIGURE 3.25 – **Excitation vers l'état** $|60s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|69s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. a) Schéma d'excitation. b) Raies observées. c) Oscillations de Rabi.

pour une transition vers un état s , ce qui peut expliquer notre difficulté à augmenter l'efficacité de la transition. De plus, en augmentant la puissance du faisceau à 795 nm, $F = 2$ tel que nous le faisons, nous avons deux effets parasites : d'une part la moitié de la puissance inutilisée influence la transition par l'intermédiaire de déplacements lumineux, et d'autre part nous augmentons le déséquilibre entre les deux fréquences de Rabi mises en jeu dans la transition à deux photons. Or A. Gaëtan [Gaëtan 2009] a montré dans sa thèse qu'à cause de l'émission spontanée liée à l'état intermédiaire, plus ce déséquilibre est important, plus il est difficile d'obtenir des oscillations de Rabi contrastées et sans amortissement. En conclusion, sur les transitions vers les états s nous sommes limités par la puissance disponible du faisceau laser à 475 nm.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les états de Rydberg de façon générale. Ces états sont décomposés en une partie angulaire identique à celles de l'hydrogène, et une partie radiale que nous pouvons calculer numériquement avec la méthode de Numerov en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation d'un potentiel écranté où l'électron de valence voit essentiellement un cœur chargé positivement. Cette résolution s'appuie sur les valeurs mesurées des niveaux d'énergie, qui sont différentes des énergies de l'hydrogène par l'intermédiaire du défaut quantique. Ceci nous permet de calculer les intégrales radiales entre différents états de Rydberg, et d'en déduire en particulier les durées de vie des états. Celles-ci sont très longues, comparées aux durées de vie des états $5p$ par exemple, donc nous nous attendons à pouvoir exploiter les états de Rydberg pour des opérations quantiques cadencées au MHz. D'autre part nous pouvons calculer les effets du champ électrique et magnétique sur les états de Rydberg. Le point essentiel est que le calcul de ces effets par la théorie des perturbations est très rapidement limité et nous devons recourir la plupart du temps à la diagonalisation de l'hamiltonien, dont nous obtenons une

base d'états propres de l'atome dans le champ électrique et magnétique qui sont des états mélanges des états sphériques.

Nous avons ensuite vu dans ce chapitre que nous sommes capables d'exciter de façon cohérente des atomes de rubidium, préparés dans l'état $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ par pompage optique, dans l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ et dans des états $|ns_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous utilisons pour cela des transitions à deux photons en équilibrant au mieux les fréquences de Rabi associées aux deux lasers, dont la largeur spectrale est environ dix fois plus faible que la largeur Doppler des transitions due à la température des atomes. Les états de Rydberg sont détectés sur notre expérience par la perte de l'atome puisque les déplacements lumineux liés aux faisceaux du piège dipolaire sont légèrement positifs. Cette façon de détecter l'état de Rydberg est fiable à environ 5 % près. Nous obtenons des efficacités de transition proches de 100 % pour la transition vers l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$, et nous conservons un contraste important des oscillations de Rabi jusqu'à des durées de quelques centaines de nanosecondes. Le taux d'émission spontanée pour une impulsion π est évalué à quelques pourcents seulement. Pour la transition vers des états $|ns_{1/2}\rangle$ l'efficacité est plus faible, environ 80 %, et nous observons également une diminution du contraste qui semble plus rapide. Ceci a pour origine deux effets qui peuvent être compensés en augmentant la puissance du laser bleu à 475 nm : le couplage total avec l'état initial étant plus faible la fréquence de Rabi en est fortement diminuée, et l'impulsion π a lieu pour une durée de plusieurs centaines de nanosecondes dont nous avons vu que pour ces durées le contraste diminue déjà. Par ailleurs nous avons dû compenser la diminution de la fréquence de Rabi en augmentant la fréquence de Rabi liée au laser à 795 nm, accentuant le déséquilibre entre les deux fréquences de Rabi mises en jeu. Ceci résulte en une diminution du contraste également.

Enfin nous avons discuté des limitations actuelles de notre expérience et en particulier sa sensibilité au champ électrique que nous ne pouvons pas contrôler. Cet effet s'observe de deux manières : d'une part la position des raies fluctue en cours de journée et également d'un jour sur l'autre ; et d'autre part nous observons parfois une double structure sur les spectres de transition. Sans pouvoir donner une conclusion définitive quant à l'origine de ces observations, nous pensons être en présence d'un champ électrique fluctuant et non colinéaire à l'axe de quantification. Cependant la source de ce champ électrique n'a pas pu être identifié, ce qui en fait une limitation forte de notre expérience car nous ne disposons de rien permettant de le compenser, ou à défaut de l'imposer.

Toutefois, ces limitations expérimentales apparaissent assez rarement, ce qui nous permet de tirer profit de notre contrôle des transitions vers l'état de Rydberg pour réaliser une étude des interactions entre états de Rydberg. Ceci nous permettra également d'observer le phénomène de blocage de Rydberg, et de l'utiliser pour réaliser une intrication entre deux atomes.

CHAPITRE 4

Interactions entre deux atomes dans un état de Rydberg : Aspects théoriques

Sommaire

4.1	Interactions dipôle-dipôle électrique entre deux atomes de Rydberg	98
4.2	Traitement perturbatif de l'interaction	100
4.3	Résonance de Förster et états choisis	100
4.4	Traitement par diagonalisation de l'hamiltonien	103
4.5	Zéros de Föster	105
4.6	Diagonalisation de l'hamiltonien complet	106
4.6.1	Effet d'anistotropie	112
4.6.2	Effet du champ magnétique	113
4.6.3	Effet du champ électrique	115
4.7	Interaction sur des états s	116
4.8	Conclusion	117

De façon générale, l'interaction entre deux atomes neutres est dominée par l'interaction dipôle-dipôle électrique, et si les atomes ont un moment magnétique, comme c'est le cas chez les alcalins, l'interaction dipôle-dipôle magnétique entre également en jeu. Lorsque les atomes sont dans leur état fondamental, l'effet dominant à courte distance est l'interaction électrique, couramment appelée "interaction de van der Waals", ayant une loi en $1/R^6$; et à longue distance, c'est-à-dire typiquement au delà de 30 nm, c'est l'interaction magnétique qui domine avec une loi en $1/R^3$. Lorsque les atomes sont séparés d'une distance supérieure à 1 μm cette dernière est faible, inférieure à 1 Hz. En revanche, lorsque les deux atomes sont dans des états de Rydberg, l'interaction dipôle-dipôle électrique devient l'effet dominant en gagnant un facteur typique de 10^{12} [Walker *et al.* 2010]. C'est à cette interaction que nous nous intéressons dans ce chapitre.

4.1 Interactions dipôle-dipôle électrique entre deux atomes de Rydberg

L'interaction électrostatique entre deux dipôles \mathbf{d}_A et \mathbf{d}_B , distants de R suivant une direction \mathbf{u} s'exprime ainsi :

$$H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{d}_A \cdot \mathbf{d}_B - 3(\mathbf{d}_A \cdot \mathbf{u})(\mathbf{d}_B \cdot \mathbf{u})}{R^3} \quad (4.1)$$

Cette expression est valable lorsque les deux dipôles sont très éloignés l'un de l'autre, c'est-à-dire que la distance les séparant est grande devant la taille des dipôles. Or dans notre expérience, disposant d'atomes de Rydberg dont le rayon caractéristique est de 350 nm, il est légitime de s'interroger sur la validité de la formule 4.1. Pour cela revenons au calcul de l'interaction et prenons deux atomes de Rydberg, de noyau A avec son électron de valence 1 et de noyau B avec son électron de valence 2. Les noyaux sont séparés de $R \cdot \mathbf{u}_{AB}$, l'électrons de valence 1 est repéré par rapport à la position du noyau B par \mathbf{r}_{B1} , réciproquement l'électron 2 par rapport au noyau A est repéré par \mathbf{r}_{A2} , et enfin la position relative des électrons est repérée par \mathbf{r}_{12} . Dans ce modèle simplifié (puisque il ne prend pas en compte les électrons de cœur), l'interaction de type électrostatique entre les deux atomes s'écrit alors $H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{r_{A2}} - \frac{e^2}{r_{B1}} + \frac{e^2}{r_{12}} \right)$. Pour faire ressortir l'interaction dipôle-dipôle, nous devons réécrire cette expression en utilisant les relations $\mathbf{r}_{A2} = \mathbf{r}_{B2} + \mathbf{R}$, $\mathbf{r}_{B1} = \mathbf{r}_{A1} - \mathbf{R}$, $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_{B2} - \mathbf{r}_{A1} + \mathbf{R}$, et utiliser le développement limité :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{|\mathbf{r} + R\mathbf{u}|^2}} &= \frac{1}{R} \left(1 + 2\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{u}}{R} + \frac{r^2}{R^2} \right)^{-1/2} \\ &= \frac{1}{R} \left[1 + \frac{-1}{2} \left(2\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{u}}{R} + \frac{r^2}{R^2} \right) + \frac{1}{2!} \frac{-1}{2} \frac{-3}{2} \left(2\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{u}}{R} + \frac{r^2}{R^2} \right)^2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

Seuls l'ordre 0 et l'ordre 1 du développement limité 4.2 se compensent dans l'expression de l'hamiltonien. Nous obtenons, de façon générale, un développement de l'interaction électrostatique entre les deux atomes de la forme $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i \geq 3} \frac{\hat{D}_i}{R^i}$. Le terme \hat{D}_3 est l'interaction dipôle-dipôle de l'équation 4.1, le terme \hat{D}_4 celui de l'interaction dipôle-quadrupôle et ainsi de suite. Nous pouvons estimer la distance à partir de laquelle l'interaction dipôle-quadrupôle devient négligeable devant celle dipôle-dipôle en comparant les ordres de grandeur de \hat{D}_3 et de \hat{D}_4 : notons r la position relative de l'électron de valence par rapport au noyau pour chaque atome, alors en ordre de grandeur nous avons $D_3 \approx 2r^2$ et $D_4 \approx 12r^3$, ce qui nous donne une distance minimale entre les atomes de $2,1 \mu\text{m}$ si nous prenons comme critère que le rapport des interactions doit être de 1 % et que la distance de l'électron au noyau est de 350 nm. Dans notre expérience nous nous sommes limités à des distances minimales entre atomes de $3,6 \mu\text{m}$, ce qui justifie que nous n'utiliserons que le terme d'interaction dipôle-dipôle donné en équation 4.1 pour modéliser notre

4.1. Interactions dipôle-dipôle électrique entre deux atomes de Rydberg

système.

Intéressons nous à présent aux propriétés de l'interaction dipôle-dipôle (nous pourrons également nous référer aux travaux du groupe de R.Côté [Singer *et al.* 2005], du groupe de G.Raithel [Reinhard *et al.* 2007a] [Reinhard *et al.* 2007b] ou encore du groupe de J-M. Raimond [Emmert 2009] qui ont beaucoup étudié cette interaction-là). Pour cela nous devons décomposer les opérateurs dipôles, qui sont des tenseurs d'ordre 1, sur la base sphérique tout comme nous l'avons fait pour étudier l'effet Stark sur un atome (voir section 3.1.6). De cette façon il sera commode d'effectuer des calculs numériques en appliquant le théorème de Wigner-Eckart. En adoptant la géométrie donnée figure 4.1, nous pouvons réécrire l'équation 4.1 de la façon suivante :

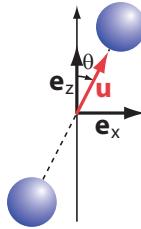


FIGURE 4.1 – Disposition des atomes par rapport à l'axe de quantification. L'axe inter-atomique est repéré par le vecteur unitaire $u = \sin \theta e_x + \cos \theta e_z$.

$$H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R^3} \left[d_{Ax}d_{Bx} (1 - 3\sin^2 \theta) + d_{Az}d_{Bz} (1 - 3\cos^2 \theta) + d_{Ay}d_{By} - 3\sin \theta \cos \theta (d_{Ax}d_{Bz} + d_{Az}d_{Bx}) \right] \quad (4.3)$$

ce qui peut encore être écrit :

$$H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R^3} \left[\frac{-3}{2} \sin^2 \theta (d_{A+}d_{B+} + d_{A-}d_{B-}) + \frac{3\sin^2 \theta - 2}{2} (d_{A+}d_{B-} + d_{A-}d_{B+}) + (1 - 3\cos^2 \theta) (d_{A0}d_{B0}) + \frac{3}{\sqrt{2}} \sin \theta \cos \theta ((d_{A+} - d_{A-})d_{B0} + d_{A0}(d_{B+} - d_{B-})) \right] \quad (4.4)$$

où nous avons défini $d_{\pm} = \frac{\pm(-1)}{\sqrt{2}} (d_x \pm id_y)$ et $d_0 = d_z$ pour chaque atome. Le cas particulier où les atomes sont alignés avec l'axe de quantification nous intéresse particulièrement puisqu'il s'agit de notre configuration géométrique la plus couramment utilisée. Dans ce cas là $\theta = 0$ et l'hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$H = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-d_{A+}d_{B-} - d_{A-}d_{B+} - 2d_{A0}d_{B0}}{R^3} \quad (4.5)$$

Cet hamiltonien a la particularité de conserver la projection du moment angulaire à deux particules, c'est-à-dire qu'il ne couplera que des états $|n_A, l_A, j_A, m_{jA}\rangle \otimes$

$|n_B, l_B, j_B, m_{jB}\rangle$ qu'avec des états $|n'_A, l'_A, j'_A, m'_{jA}\rangle \otimes |n'_B, l'_B, j'_B, m'_{jB}\rangle$ tels que $m_{jA} + m_{jB} = m'_{jA} + m'_{jB}$. Par ailleurs, l'opérateur dipôle ne couple que des états ayant des moments orbitaux qui diffèrent de ± 1 . L'interaction ne couplera donc que des états de moments orbitaux à deux atomes tels que $(l_A + l_B) - (l'_A + l'_B) \in \{-2; 0; 2\}$. Ces règles de sélection nous seront d'une grande utilité lorsque nous devrons modéliser notre système car, pour des états de Rydberg, un choix intelligent de la base d'états propres est crucial sans quoi le nombre d'états composant la base de calcul augmente déraisonnablement et il devient impossible d'effectuer des calculs numériques.

4.2 Traitement perturbatif de l'interaction

Dans un premier temps nous pouvons nous intéresser à l'interaction en suivant un traitement perturbatif. Nous nous intéressons donc ici au décalage en énergie d'un système à deux atomes préparé dans un état $|n_A, l_A, j_A, m_{jA}\rangle \otimes |n_B, l_B, j_B, m_{jB}\rangle$, autrement écrit de façon plus compacte : $|\psi_A\rangle \otimes |\psi_B\rangle$. L'opérateur dipôle étant antisymétrique, et en l'absence de dégénérences, le terme perturbatif d'ordre 1 est nul car, l'atome n'ayant pas de dipôle permanent, il n'est composé que de termes de la forme $\langle n, l, j, m_j | d_{x,y,z} | n, l, j, m_j \rangle = 0$. Les résultats perturbatifs à l'ordre 2 nous donnent un décalage en énergie de la forme :

$$\Delta E_{|\psi_A\rangle \otimes |\psi_B\rangle} = \frac{C_6}{R^6} \quad (4.6)$$

où C_6 vaut :

$$C_6 = \sum_{|\psi'_A\rangle, |\psi'_B\rangle} \frac{|\langle \psi_A | \mathbf{d}_A | \psi'_A \rangle \langle \psi_B | \mathbf{d}_B | \psi'_B \rangle - 3 \langle \psi_A | \mathbf{d}_A \cdot \mathbf{u} | \psi'_A \rangle \langle \psi_B | \mathbf{d}_B \cdot \mathbf{u} | \psi'_B \rangle|^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 (E_{|\psi_A\rangle} + E_{|\psi_B\rangle} - E_{|\psi'_A\rangle} - E_{|\psi'_B\rangle})} \quad (4.7)$$

Ce comportement de l'interaction avec une loi en $1/R^6$ est couramment appelée "interaction de van der Waals", c'est une interaction à courte portée. En réalité, ce traitement perturbatif n'est souvent pas applicable en pratique pour prévoir l'interaction entre atomes car il n'est valable que tant que le décalage du niveau d'énergie reste inférieur à la séparation minimale en énergie des états du système à deux atomes. Dès que les atomes sont très proches l'un de l'autre, ou que le dénominateur est proche de zéro, il faut recourir à un calcul plus complet par diagonalisation de l'hamiltonien. Dans ce dernier cas, le système est proche d'une résonance, appelée "résonance de Förster".

4.3 Résonance de Förster et états choisis

Le terme "résonance de Förster" a été utilisé pour la première fois pas T. Walker et M. Saffman [Walker & Saffman 2005] par analogie avec le transfert d'énergie résonnant observé en biologie [Förster 1948]. Il désigne les situations où il existe des séries d'états à deux atomes très proches énergétiquement et

couplés par l'hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle, mais souvent il n'est utilisé que lorsque les états initiaux des deux atomes sont identiques, c'est-à-dire lorsque les couplages à résonance sont de la forme $nl + nl \leftrightarrow n_1l_1 + n_2l_2$. Le développement perturbatif prédit que dans de tels systèmes, les niveaux d'énergie du système à deux atomes seront très fortement décalés, donc nous nous attendons à observer des interactions à plus longue portée. Nous verrons section 4.4 qu'en effet à grande distance, c'est-à-dire à quelques μm , l'interaction suit une loi en $1/R^3$. Il est important pour nous de disposer ainsi d'une interaction importante et à grande distance, car d'une part nous ne pouvons pas rapprocher les atomes à une distance arbitrairement petite, et d'autre part pour effectuer des portes logiques quantiques rapides reposant sur l'interaction dipôle-dipôle, l'interaction doit être supérieure à la fréquence de Rabi d'excitation de l'état de Rydberg, c'est-à-dire à la dizaine de MHz dans notre montage expérimental. Pour ces raisons-là nous avons choisi de travailler avec une résonance de Förster dans notre expérience. Discutons à présent du choix de l'état que nous avons fait.

Nous accédons aux états de Rydberg par l'intermédiaire de transitions à deux photons qui nous donnent accès à des états s et à des états d . Pour ces états, deux classes de résonances de Förster ont été identifiées [Walker & Saffman 2008] pour l'atome de rubidium. Il s'agit des résonances $ns+ns \leftrightarrow np+(n-1)p$ et des résonances $nd+nd \leftrightarrow (n-2)f+(n+2)p$. Ces résonances sont responsables pour l'essentiel des décalages en énergie des états à deux atomes comme le montre la figure 4.2, ce qui justifie qu'en première approximation nous pouvons calculer l'énergie d'interaction de van der Waals avec un système à deux niveaux.

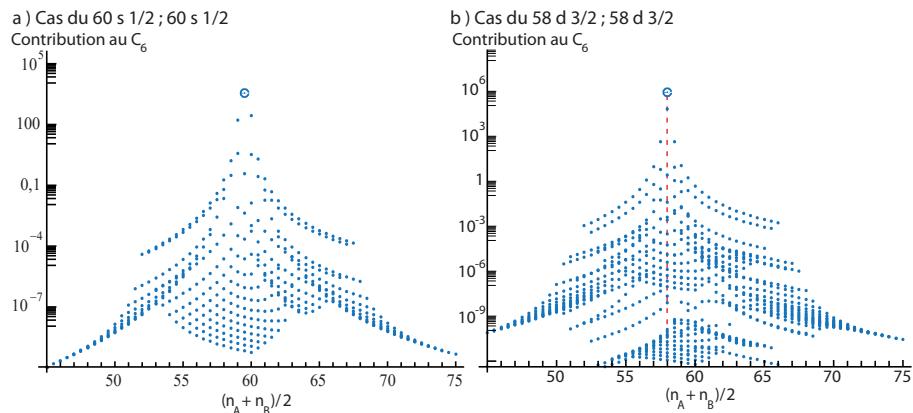


FIGURE 4.2 – Contributions au coefficient C_6 de différents états. Chaque point représente, en module, un terme de la somme dans l'équation 4.7. L'abscisse des points a été arbitrairement prise égale à $(n'_A + n'_B)/2$. a) C_6 de l'état $|60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle \otimes |60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$. b) C_6 de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Sur cette figure sont représentées les contributions des différents couplages au coefficient C_6 du développement perturbatif (formule 4.7). Chaque point représente,

en valeur absolue, la contribution d'un état $|\psi'_A\rangle \otimes |\psi'_B\rangle$ à ce coefficient, exprimé en $\text{MHz} \cdot \mu\text{m}^6$, c'est-à-dire le décalage en MHz de l'état $|\psi_A\rangle \otimes |\psi_B\rangle$ sous l'effet du couplage avec $|\psi'_A\rangle \otimes |\psi'_B\rangle$ si les deux atomes étaient distants de 1 μm . Sur le graphe de gauche, nous avons pris l'exemple de l'état $|60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_A \otimes |60s_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_B$ couplé à des états $|n_A, p, j_A, m_{jA}\rangle \otimes |n_B, p, j_B, m_{jB}\rangle$, pour n_A et n_B compris entre 45 et 75 ; et nous avons pris comme abscisse pour chaque point $(n_A + n_B)/2$. En gras est représenté le point correspondant à la résonance de Förster $60s + 60s \leftrightarrow 60p + 59p$, dont la contribution est 35 fois plus importante que toutes les autres contributions possibles. De la même manière le graphe de droite a pris l'exemple de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_A \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_B$. La résonance de Förster avec l'état $|60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_A \otimes |56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle_B$ est 13 fois plus importante que la résonance avec l'état $|59p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_A \otimes |57f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle_B$, et près de 5000 fois plus importante que toutes les autres contributions.

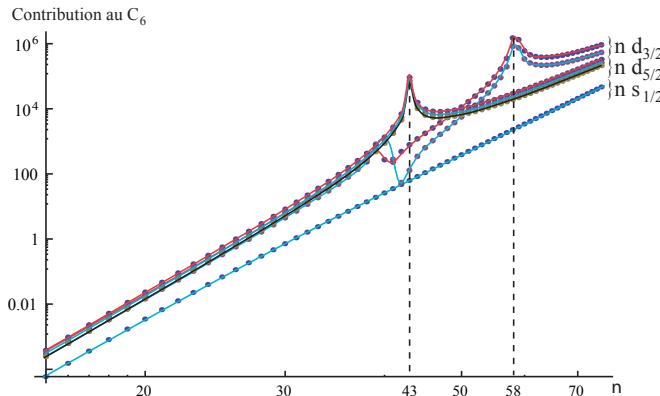


FIGURE 4.3 – Contribution au coefficient C_6 des résonances de Förster $ns + ns \leftrightarrow np + (n - 1)p$ et $nd + nd \leftrightarrow (n - 2)f + (n + 2)p$ pour différentes valeurs de n . Trois jeux de courbes sont représentées : le premier jeu correspond aux résonances $nd_{3/2} + nd_{3/2} \leftrightarrow (n - 2)f + (n + 2)p$ pour lequel nous avons deux valeurs possibles de $|m_j|$: 1/2 (en bleu) et 3/2 (en rouge) ; le deuxième jeu correspond aux résonances $nd_{5/2} + nd_{5/2} \leftrightarrow (n - 2)f + (n + 2)p$ pour lequel nous avons trois valeurs possibles de $|m_j|$: 1/2 (en bleu), 3/2 (en rouge) et 5/2 (en noir) ; enfin le troisième jeu correspond à la résonance $ns_{1/2} + ns_{1/2} \leftrightarrow np + (n - 1)p$ qui n'a qu'une valeur de $|m_j|$ possible : 1/2 (en bleu). Le calcul a été fait pour un angle nul entre l'axe inter-atomique et l'axe de quantification.

L'effet des résonances de Förster augmente avec le nombre quantique principal suivant une loi en n^{11} comme nous pouvons le voir sur la figure 4.3 où nous avons tracé le décalage en énergie des états ns-ns et des états nd-nd sous l'effet de leur résonance de Förster seule. Pour ce calcul les deux atomes sont placés à 1 μm de distance, le long de l'axe de quantification et en l'absence de champ magnétique et électrique, ce qui revient à avoir calculé le coefficient C_6 exprimé en $\text{MHz} \cdot \mu\text{m}^6$.

Le calcul a été réalisé en sommant sur toutes les valeurs de j et de m_j possibles pour les états à résonance. Les raisons pour lesquelles l'interaction a une loi en n^{11} sont à la fois que les éléments de dipôle augmentent en n^2 , et que l'écart en énergie diminue en $1/n^3$. Le numérateur du coefficient C_6 étant le produit de deux dipôles mis au carré a donc une loi en $(n^2 n^2)^2 = n^8$, et le dénominateur a une loi en $1/n^3$, résultant en une loi en n^{11} . Ainsi, si nous cherchons à obtenir la plus grande interaction, la première stratégie consiste à utiliser des états de Rydberg de nombre quantique principal le plus élevé possible. De plus les états nd-nd présentent une résonance plus importante que les états ns-ns, en particulier autours de $n = 58$. C'est pourquoi nous avons ciblé la résonance $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_A \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_B \leftrightarrow |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_A \otimes |56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle_B$. L'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ présente l'avantage d'avoir un nombre quantique principal raisonnablement peu élevé, ce qui nous permet d'une part d'être moins sensible au champ électrique et d'autre part d'avoir une fréquence de Rabi suffisamment importante, car si nous avions dû travailler avec des états de Rydberg ayant un nombre quantique principal plus élevé le recouvrement des fonctions d'onde radiales avec l'état $|5p_{1/2}\rangle$ diminuerait, rendant l'état plus difficile à exciter en un temps court. De plus le nombre quantique magnétique de notre état cible est maximal ce qui nous assure une fréquence de Rabi plus élevée qu'en utilisant d'autres sous-niveaux Zeeman grâce aux coefficients de Clebsch-Gordan. Cet état a également une durée de vie plus élevée.

Outre cette stratégie de choix de l'état de Rydberg, nous aurions pu utiliser le fait que les résonances de Förster peuvent être induites par un champ électrique extérieur [Vogt *et al.* 2007][Ryabtsev *et al.* 2010a][Ryabtsev *et al.* 2010b] ou par des champs radio-fréquence [Bohlouli-Zanjani *et al.* 2007]. Ceci nécessite cependant de l'équipement à installer dans l'enceinte à vide qui n'a pas été conçue pour recevoir de telles modifications. C'est pourquoi nous avons préféré utiliser une résonance de Förster naturelle.

Enfin, notons que les calculs de décalage d'énergie présentés ici n'ont pas véritablement de sens physique pour les résonances de Förster à $n = 43$ ou $n = 58$ car nous nous sommes appuyés sur la théorie des perturbations pour prédire l'effet dominant, mais les décalages d'énergie qui en découlent sont bien supérieurs à l'écart en énergie des états à deux atomes. Ainsi ils conduisent à évaluer le décalage en énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_A \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_B$ à environ 55 MHz pour une distance entre atomes de 5 μm , ce qui est une valeur sur-évaluée comme nous le verrons par un calcul complet de l'hamiltonien, section 4.6.

4.4 Traitement par diagonalisation de l'hamiltonien

Avant de réaliser le calcul complet de diagonalisation de l'hamiltonien, regardons comment se comporte l'interaction dipolaire entre deux atomes dans un cadre simplifié, et en prenant les deux atomes le long de l'axe de quantification. Tout d'abord nous restreignons notre étude aux états impliqués dans la résonance de Förster car ce sont eux qui, a priori, ont le plus d'effet. Notre base d'étude est donc

formée de trois états : le $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_A \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle_B$, le $|60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_A \otimes |56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle_B$ et le $|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle_A \otimes |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle_B$. Par symétrie, les deux atomes devraient se comporter de la même manière. Nous pouvons donc prévoir que les états mis en jeu sont symétriques et nous utiliserons plutôt la base

$$\{|d, d\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}(|pf\rangle + |fp\rangle), \frac{1}{\sqrt{2}}(|pf\rangle - |fp\rangle)\}$$

(nous utilisons ici une notation allégée pour faciliter la lecture). Dans cette base, en prenant pour origine des énergies celle de l'état $|dd\rangle$, l'hamiltonien (4.5) s'écrit :

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2}C_3/R^3 & 0 \\ \sqrt{2}C_3/R^3 & \Delta & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

où par définition :

$$C_3 = \frac{-1}{4\pi\varepsilon_0} \langle 58d_{3/2}, m_j = \frac{3}{2} | \hat{d}_- | 56f_{5/2}, m_j = \frac{5}{2} \rangle \langle 58d_{3/2}, m_j = \frac{3}{2} | \hat{d}_+ | 60p_{1/2}, m_j = \frac{1}{2} \rangle$$

$$\text{et } \Delta = E_{|56f_{5/2}, m_j = \frac{5}{2}\rangle} + E_{|60p_{1/2}, m_j = \frac{1}{2}\rangle} - 2E_{|58d_{3/2}, m_j = \frac{3}{2}\rangle}.$$

La diagonalisation de l'hamiltonien est alors immédiate, puisque l'état antisymétrique $\frac{1}{\sqrt{2}}(|pf\rangle - |fp\rangle)$ n'est pas couplé et donc se simplifie immédiatement. Les énergies propre de l'hamiltonien sont :

$$E_{\pm} = \frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{2}C_3}{R^3}\right)^2} \quad (4.9)$$

Et les états propres sont :

$$\begin{cases} |\psi_+\rangle = \sin\theta|dd\rangle + \frac{\cos\theta}{\sqrt{2}}(|fp\rangle + |pf\rangle) \\ |\psi_-\rangle = \cos\theta|dd\rangle - \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}(|fp\rangle + |pf\rangle) \end{cases} \quad (4.10)$$

avec $\tan 2\theta = \frac{2\sqrt{2}C_3}{\Delta \cdot R^3}$. Nous avons alors deux cas limites :

- Premier cas : $|\Delta| \gg \frac{\sqrt{2}C_3}{R^3}$, ce qui correspond à de grandes distances entre atomes, des cas de très faible couplage, ou des cas où il n'y aurait pas de résonance de Förster. Alors les énergies propres sont égales à :

$$E_{\pm, gde.dist.} = \frac{\Delta}{2} \pm \frac{|\Delta|}{2} \left(1 + \frac{4C_3^2}{\Delta^2 R^6}\right) \quad (4.11)$$

L'interaction a une dépendence en $1/R^6$ du type van der Waals.

- Second cas : $|\Delta| \ll \frac{\sqrt{2}C_3}{R^3}$, ce qui correspond aux résonances de Förster, ou à une distance faible entre atomes. Alors les énergies propres sont égales à :

$$E_{\pm, pte.dist.} = \pm \frac{\sqrt{2}|C_3|}{R^3} \quad (4.12)$$

Nous obtenons alors un potentiel ayant une loi en $1/R^3$. Cette interaction est intéressante du point de vue de l'information quantique puisqu'elle est plus importante à longue distance qu'une loi en $1/R^6$. Etant donné que nous contrôlons les atomes avec des pinces optiques limitées par diffraction, il est impossible techniquement sur notre montage expérimental d'approcher les atomes à moins d'un micromètre de distance. En pratique, la limite se situe plutôt à $3 \mu\text{m}$. Ainsi, disposer d'une interaction longue portée n'est pas un luxe mais une nécessité expérimentale sur notre montage. Notons également que dans ce cas-là, les états propres sont des mélanges des états $|d, d\rangle$ et $\frac{1}{\sqrt{2}}(|pf\rangle + |fp\rangle)$, c'est-à-dire que l'état du système à deux atomes est une superposition des états $|d, d\rangle$, $|pf\rangle$ et $|fp\rangle$. Schématiquement, la population atomique se redistribue dans les sous-niveaux quasi-dégénérés sous l'effet de l'interaction. (voir figure 4.4).

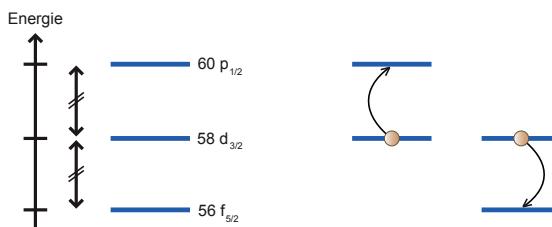


FIGURE 4.4 – **Principe d'une résonance de Förster.** Sous l'effet du couplage dipôle-dipôle, l'état atomique se redistribue sur les états quasi-dégénérés.

La limite entre le régime de van der Waals et celui du couplage dipôle-dipôle résonnant est appelée "rayon de van der Waals". Elle est déterminée par la distance $R_{vdW} = \left(\frac{\sqrt{2}|C_3|}{|\Delta|}\right)^{1/3}$ où $|C_3| = 2368 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^3$ et $\Delta = -6,92 \text{ MHz}$ dans notre cas. Ceci nous donne une frontière entre les deux régimes située à $R_{vdW} = 7,8 \mu\text{m}$.

Ayant énoncé les principes généraux qui ont conduit l'étude de l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg, nous pouvons tenter une modélisation plus réaliste qui inclut plus d'états couplés dans l'hamiltonien du système. Cependant la généralisation ne se fait pas aussi simplement car il peut apparaître un phénomène d'annulation de l'interaction, désigné par "zéro de Förster". Regardons plus en détail de quoi il s'agit.

4.5 Zéros de Förster

Dans les résonances de Förster qui font intervenir des états de moment orbital élevé, la multiplicité des sous-niveaux Zeeman peut conduire à annuler l'interaction. T. G. Walker et M. Saffman ont étudié [Walker & Saffman 2005] les conditions dans lesquelles peuvent apparaître ces interférences entre couplages et qui mènent à un "zéro de Förster". Celles-ci apparaissent dans les

couplages de la forme $l_0j_0 + l_0j_0 \leftrightarrow l_1j_1 + l_2j_2$, en prenant comme convention que $j_1 \leq j_2$, et en prenant les atomes alignés sur l'axe de quantification. Les auteurs ont démontré que lorsque $j_1 < j_0$ il existe toujours un état superposition $|\psi_0\rangle = \sum_{m_0=-j_0}^{j_0} a_0 |l_0, j_0, m_0\rangle \otimes |l_0, j_0, -m_0\rangle$ qui n'est pas couplé aux états $|l_1j_1, m\rangle \otimes |l_2j_2, -m\rangle$ par l'interaction dipôle-dipôle. Par ailleurs, lorsque $j_1 \geq j_0$, les auteurs montrent que, bien qu'il n'y ait pas forcément d'état "zéro de Förster", il existe une courbe de potentiel très peu couplée aux états $|l_1j_1\rangle \otimes |l_2j_2\rangle$. Le seul cas pour lequel il n'existe pas de zéro de Förster ni d'état faiblement couplé est lorsque $j_1 \geq j_0$ et $l_1 = l_2 = l_0 + 1$.

Aux vues des conclusions de M. Saffman, la résonance $58d_{3/2} + 58d_{3/2} \leftrightarrow 60p_{1/2} + 56f_{5/2}$ devrait donner lieu à l'existence d'un "zéro de Förster". L'existence d'un état faiblement, voire non couplé, est-elle dérangeante dans notre cas ? La réponse est non. En effet, précisons tout d'abord qu'un "zéro de Förster" ne signifie pas que la courbe de potentiel sera constante et indépendante de la distance entre atomes. Cela signifie simplement que l'interaction sera du type Van de Waals par l'intermédiaire des couplages avec d'autres états hors résonance ; les zéros de Förster perdent simplement le caractère résonnant de l'interaction. De plus, ces zéros de Förster sont des états superposition de projection de moment magnétique total nulle. Ces états peuvent être évités si nous contrôlons parfaitement le sous-niveau Zeeman de l'état de Rydberg excité, en particulier lorsque la projection du moment magnétique n'est pas nulle.

Ces "zéros de Förster" jouent un rôle dans des expériences où la position des atomes n'est pas contrôlée, comme dans les nuages d'atomes froids, mais dans notre cas, même en présence de mouvement résiduel dans les pinces optiques, nous avons un contrôle suffisant sur la position des atomes pour éviter d'être gêné par ce processus.

Nous pouvons à présent calculer numériquement l'interaction attendue entre deux atomes de Rydberg à travers la diagonalisation de l'hamiltonien complet.

4.6 Diagonalisation de l'hamiltonien complet

Jusqu'à présent, mis à part les états de la résonance de Förster, nous avons ignoré la présence d'autres états en interaction avec l'état de Rydberg $|58d_{3/2}\rangle \otimes |58d_{3/2}\rangle$. L'objectif est donc de calculer l'hamiltonien total du système à deux atomes, en incluant pour cela le plus d'états $|nljm_j\rangle \otimes |n'l'j'm'_j\rangle$ possibles. Ces calculs ont déjà été réalisés par A. Gaëtan [Gaëtan 2009] à l'Institut d'Optique, ou encore par A. Emmert [Emmert 2009] au laboratoire Kastler-Brossel. Nous présentons ici des calculs menés en collaboration avec P. Cheinet du laboratoire Aimé Coton, et ayant l'objectif d'inclure des éléments qui ont été mis de côté jusqu'à présent :

- La possibilité d'ajouter l'effet, jusqu'alors négligé, du champ magnétique qui couple les états de la structure fine.
- La possibilité d'avoir un angle entre l'axe de quantification et l'axe interato-

mique.

- La possibilité d'ajouter l'effet du champ électrique, en ayant un angle quelconque avec le champ magnétique.
- La possibilité d'ajouter facilement d'autres effets, comme les couplages dipôle-quadrupôle ou quadrupôle-quadrupôle.
- La possibilité de visualiser la décomposition des états propres dans la base sphérique à deux atomes.

Pour éviter d'avoir une base d'états trop large qui ralentirait les calculs, nous devons nous imposer quelques règles de sélection, qui peuvent être établies en analysant l'hamiltonien total. Celui-ci est constitué de quatre termes : trois termes correspondant à des hamiltoniens à un seul atome, et un terme d'interaction à deux atomes. De façon plus explicite :

$$H_{tot.} = H_{0,A} + H_{0,B} + H_{magn,A} + H_{magn,B} + H_{elect,A} + H_{elect,B} + H_{int,AB} \quad (4.13)$$

H_0 est diagonal, il donne les niveaux d'énergie de la base utilisée. H_{magn} est le terme d'interaction dipôle magnétique-champ magnétique (effet Zeeman), H_{elect} est le terme d'interaction dipôle électrique-champ électrique statique (effet Stark). L'interaction électrostatique dipôle-dipôle est donnée par $H_{int,AB}$.

Tout d'abord les opérateurs mis en jeu dans l'hamiltonien sont tous constitués de dipôles, qui ne peuvent coupler que des états ayant un moment orbital variant d'une unité $l \leftrightarrow l \pm 1$. Nous avons donc décidé de nous limiter à utiliser des états ayant un moment orbital inférieur ou égal à 6. Nous incluons donc des couplages directs entre les états f et les états g , mais également les couplages indirects entre les états f et h , ou i . En réalité, cette limitation à des moments orbitaux inférieurs à 6 est généreuse dans le sens que nous n'avons pas observé d'amélioration significative de la précision des calculs par rapport au cas où nous sommes limités à $l_{max} = 4$. Par ailleurs, si le champ électrique est aligné avec l'axe de quantification et si l'axe inter-atomique l'est également, il ne devrait pas y avoir de mélange entre sous-niveaux Zeeman, et nous pouvons nous restreindre à une base d'états pour lesquels $m_{j,total} = 3$. Dès lors que nous voulons nous permettre de prendre en compte les angles du problème, les opérateurs dipôles peuvent coupler des sous-états Zeeman différents, et nous ne pouvons pas appliquer une telle restriction à nos états de base. Nous décidons donc de conserver tous les sous-niveaux Zeeman de notre problème. La légitimité d'un tel choix se pose réellement car il conduit à augmenter drastiquement le nombre d'états dans la base choisie, sans que les états additionnels pris en compte contribuent fortement à l'interaction dipôle-dipôle.

La dernière question est de savoir comment construire la base en présence de champ électrique. En effet, si nous cherchons à inclure les états qui contribuent au décalage Stark dans la base à deux atomes, nous pouvons travailler dans une base d'états sphériques $|n, l, j, m_j\rangle$ pour lesquels le calcul des couplages dipolaires est simple, mais nous devons alors éléver au carré le nombre d'états nécessaires à la construction d'une base pertinente. Nous n'avons pas adopté cette stratégie car le

nombre d'états de la base devient alors trop important. Nous effectuons le calcul en trois étapes :

- Tout d'abord nous calculons la contribution au coefficient C_6 de tous les états de Rydberg à deux atomes. Pour cela nous nous limitons aux valeurs de n comprises entre 40 et 80, puisque pour des nombres quantiques principaux trop éloignés de l'état étudié le recouvrement des fonctions d'ondes devient si faible que la contribution devient négligeable. Nous trions les contributions en fonction de leur ordre de grandeur. De cette manière nous pouvons décider de mener un calcul approximatif en sélectionnant uniquement les états qui ont la contribution la plus forte, et ainsi mener très rapidement les calculs avec une base réduite d'états ; ou bien nous pouvons décider de mener un calcul de plus en plus précis mais qui nécessite une base d'états plus grande. Par exemple, pour l'état $|58d_{3/2}\rangle \otimes |58d_{3/2}\rangle$, le premier contributeur est l'état $|56f_{5/2}\rangle \otimes |60p_{1/2}\rangle$ (et son symétrique). Puis ayant une contribution dix fois plus faible, nous trouvons les états $|57f_{5/2}\rangle \otimes |59p_{1/2}\rangle$ et $|57f_{5/2}\rangle \otimes |59p_{3/2}\rangle$. Et ayant une contribution encore dix fois plus faible nous trouvons les états $|56f_{5/2}\rangle \otimes |57f_{5/2}\rangle$, $|56f_{5/2}\rangle \otimes |60p_{3/2}\rangle$ et $|57f_{5/2}\rangle \otimes |57f_{5/2}\rangle$. Nous obtenons une liste des états qui contribuent à l'interaction dipôle-dipôle en fonction de l'importance de leur contribution. Sachant que nous nous attendons à un décalage en énergies de l'ordre de quelques dizaines de MHz, pour obtenir des résultats précis au pourcent près nous devons au moins inclure les états qui contribuent de quelques centaines de kHz pour les distances inter-atomiques étudiées. Pour les calculs présentés nous avons utilisé une base formée des états qui contribuent de 1 MHz à l'interaction pour une distance de 1 μm entre les atomes. Notons qu'en procédant ainsi nous ne tenons compte que des couplages directs entre notre état étudié $|58d_{3/2}\rangle \otimes |58d_{3/2}\rangle$ avec d'autres états. Cependant, comme nous en avons l'intuition à partir de la formule de déplacement d'énergie de la théorie des perturbations, l'effet du couplage entre deux états dépend de l'écart en énergie de ces deux états. Ainsi, les éléments de notre base de calcul pourraient être eux-mêmes décalés sous l'effet d'un couplage avec un état tiers que nous aurions omis de la base de calcul. C'est pourquoi nous pourrions étendre la construction de notre base de travail en appliquant le raisonnement précédent sur chaque état de notre base de travail pour prendre en compte des couplages indirects d'ordre 1. Nous n'avons pas testé cette possibilité mais nous pensons que sa contribution sera faible pour deux raisons. D'une part le couplage étant indirect il se fera moins ressentir sur notre état étudié. D'autre part nous avons analysé, pour chaque état de notre base ainsi constituée, quels sont les états tiers qui présentent un couplage significatif, et réalisant potentiellement un couplage indirect. Une grande partie des états tiers que nous obtenons par cette analyse se trouve déjà incluse dans notre base de départ, et donc ces couplages indirects seront déjà pris en compte dans notre calcul.
- Ayant choisi le degré de précision que nous souhaitons obtenir, nous construi-

sons la base des états propres de l'atome dans le champ magnétique et électrique. Nous pouvons effectuer ces calculs sur une grande base d'états, typiquement nous incluons tous les sous-niveaux Zeeman des états, nous nous limitons à un moment orbital maximal de 6, et nous prenons en compte pour le calcul tous les états proches en énergie de ± 100 GHz. Pour éviter d'éventuels effets de bords, pour lesquels les états aux bords de notre intervalle d'étude ne sont pas correctement calculés, nous n'enregistrons les calculs que dans une fenêtre d'énergie de ± 500 MHz autours de notre état d'étude. Ainsi, pour obtenir un large panel d'états propres, qui incluent les états identifiés à la première étape, sur une plage étendue en énergie, nous faisons glisser notre fenêtre d'enregistrement de ± 500 MHz ainsi que la base de calcul à ± 100 GHz.

- Lorsque nous disposons de cette base d'états propres à un atome, nous construisons la base à deux atomes. Nous prenons systématiquement les états symétriques, dont nous avons vu que la symétrisation avait pour effet d'augmenter le couplage d'une part, mais aussi de laisser des courbes de potentiel non couplées. La difficulté ensuite vient de ce que les états propres de l'atome dans le champ magnétique et électrique sont des états mélanges, et donc les contributeurs principaux au coefficient C_6 que nous avons identifiés en première étape se trouvent dans plusieurs états propres du champ électromagnétique. Pour être sûrs de les sélectionner nous définissons un intervalle d'étude autours de ces états et nous ne sélectionnons que les états dont l'énergie sans interaction dipôle-dipôle se trouve dans cet intervalle d'étude. Cet intervalle d'étude doit tenir compte de l'effet Stark et de l'effet Zeeman, sa largeur typique varie entre de 400 MHz et 1 GHz. En procédant ainsi, nous obtenons une base de 1064 états à deux atomes pour être précis au MHz à 1 μm . Nous notons que le nombre d'états de la base est faible, le logiciel *Mathematica* peut diagonaliser en quelques secondes une matrice 2000×2000 . Cependant c'est la construction de l'hamiltonien qui est très lente. En effet chaque état propre de l'atome dans le champ électro-magnétique est la superposition de typiquement 30 états de la base sphérique. L'interaction entre deux états pour un atome requiert donc 30^2 calculs, soit 1800 calculs pour deux atomes. L'hamiltonien à 1064 états requiert donc $532 \times 1065 \times 1800 = 10^9$ opérations. Si le calcul d'un élément de dipôle prend 300 μs , il faut 4 jours pour construire l'hamiltonien. Ce temps de calcul constitue actuellement notre plus grande limitation. Nous avons quelques pistes permettant d'accélérer le calcul : d'une part tabuler les couplages dipolaires, car il y a de nombreuses redondances dans les calculs dont nous ne tirons pas profit ; d'autre part nous pouvons exploiter le fait que nous avons symétrisé la base, donc seule la moitié des états de la base a besoin d'être calculée. Enfin, nous pourrions utiliser un langage de programmation plus proche du langage machine, par exemple du C, pour accélérer cette partie des calculs.

- Enfin la dernière étape consiste à trier et organiser les états propres de l'hamiltonien ainsi calculés. La difficulté à prédire le comportement des états propres conduit à implémenter un algorithme de tri très général pour réexprimer les états dans une superposition d'états sphériques à deux atomes, qui sont les seuls états pour lesquels il est facile de prévoir les couplages par un champ électrique oscillant avec l'état $|5p_{1/2}\rangle$ qui entre en jeu dans la transition à deux photons vers l'état de Rydberg $|58d_{3/2}\rangle$. Cette étape de tri est également chronophage : lorsque la base est très grande (supérieure à 400 états) et que les états propres de l'hamiltonien sont très mélangés, cette étape peut nécessiter jusqu'à 2 à 3 heures de calcul. L'avantage est qu'une fois le tri effectué, les algorithmes d'analyse deviennent extrêmement rapides : nous avons gagné un facteur 50 en temps de calcul sur chaque étape de l'analyse grâce à ce traitement.

4.6.0.1 Diagramme d'interaction

Nous présentons ici les résultats des calculs de la diagonalisation pour des paramètres qui représentent le cas idéal sur notre expérience : les atomes sont parfaitement alignés sur le champ magnétique qui définit l'axe de quantification ; le champ magnétique est de -9 G et est connu grâce à la fréquence de la transition Raman entre les états $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ qui dépend des déplacements Zeeman des niveaux ; et le champ électrique est nul.

La base d'états utilisée est composée de 1064 états à deux atomes. Elle est choisie telle que nous prévoyons une précision de 1 MHz à $1 \mu\text{m}$ et elle inclut tous les sous-niveaux Zeeman.

Comme l'hamiltonien couple les états à deux atomes qui ont la même projection totale de moment angulaire $m_A + m_B = m'_A + m'_B = m_{tot}$, le diagramme d'énergie que nous obtenons est une superposition de diagrammes "indépendants" pour un m_{tot} donné : à l'intérieur d'un même diagramme les états sont couplés entre eux, mais entre deux diagrammes "de m_{tot} distincts" les états s'ignorent mutuellement. En conséquence le résultat brut de la diagonalisation de l'hamiltonien requiert une analyse des états propres pour révéler la forme des potentiels. Le diagramme qui nous est le plus utile en pratique est celui des états qui ont une composante $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, car c'est cet état-là que nous pouvons atteindre avec nos systèmes lasers. La figure 4.6 nous est donc plus utile pour comprendre l'effet de l'interaction. Nous utilisons un code couleur pour traduire la population de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ dans l'état propre de l'hamiltonien : plus la couleur est foncée, plus cette population est proche de 1 (qui correspond à la couleur noire).

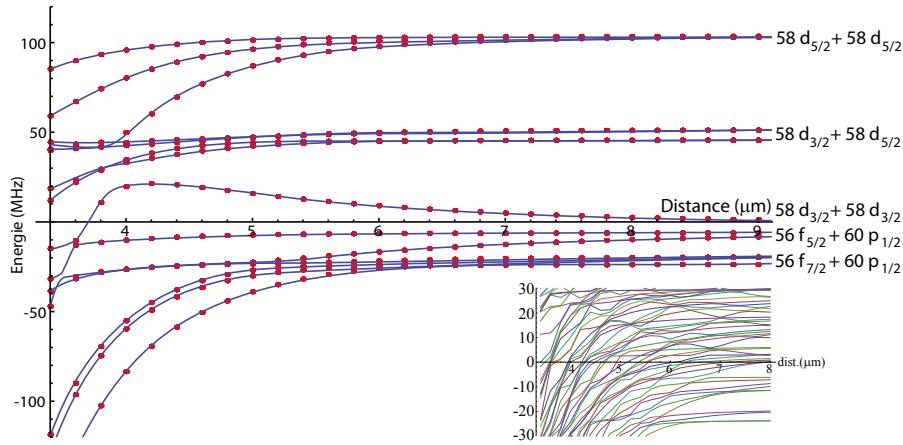


FIGURE 4.5 – Diagramme d'énergie du système à deux atomes, avec un champ magnétique de -9 G , sans champ électrique, et pour $m_{tot} = 3$. Le diagramme total obtenu par les calculs est donné dans l'encart, pour des énergies d'interaction comprises entre -30 MHz et $+30\text{ MHz}$. Il nécessite un traitement pour visualiser les états comme illustré sur la figure principale : nous avons tracé le diagramme des états qui ont les composantes suivantes : $|56f_{5/2}\rangle$, $|56f_{7/2}\rangle$, $|58d_{3/2}\rangle$, $|58d_{5/2}\rangle$ ou $|60p_{1/2}\rangle$, et pour une projection de moment angulaire total $m_{tot} = 3$. Nous avons pris pour origine des énergies celle de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ sans interaction.

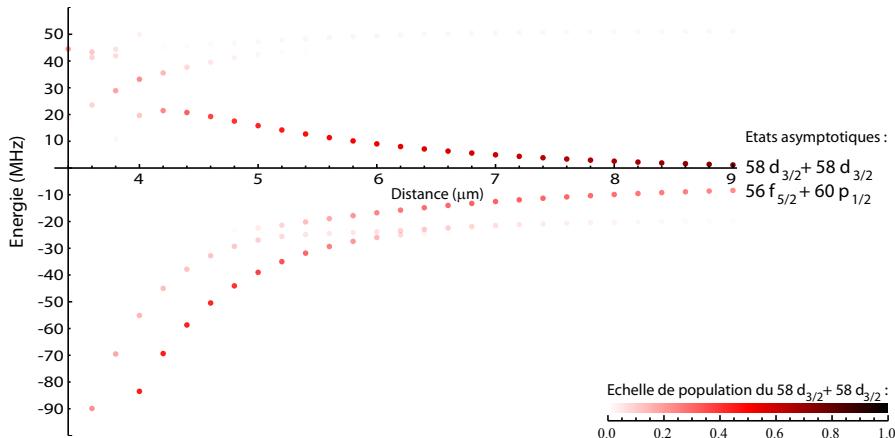


FIGURE 4.6 – Diagramme d'énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, avec un champ magnétique de -9 G , sans champ électrique. La population de l'état est donnée en code couleur dont l'échelle figure en bas à droite. Nous donnons également les états asymptotes.

4.6.1 Effet d'anisotropie

L'interaction dipôle-dipôle n'est pas une interaction isotropique. En particulier, nous savons qu'en présence de dipôles permanents, comme nous pourrions avoir en présence de champ électrique extérieur, il existe un angle pour lequel l'interaction est nulle. Cet angle est donné par la relation : $0 = H = \frac{d_A d_B}{4\pi\epsilon_0 R^3} (1 - 3 \cos^2 \theta)$, soit $\theta = 54,7^\circ$. Pour minimiser les effets de l'anisotropie, nous avons placé le point focal des deux pinces optiques le long de l'axe de quantification, ce qui nous a permis en première approximation de donner les résultats présentés figure 4.6. Cependant les atomes sont en mouvement dans les pinces optiques, et l'axe inter-atomique ne peut être parfaitement aligné sur l'axe de quantification. Nous avons donc calculé l'effet de l'angle entre l'axe inter-atomique et l'axe de quantification. La figure 4.7 donne les diagrammes de répartition de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ pour quelques valeurs particulières de l'angle. Comme nous pouvions nous y attendre,

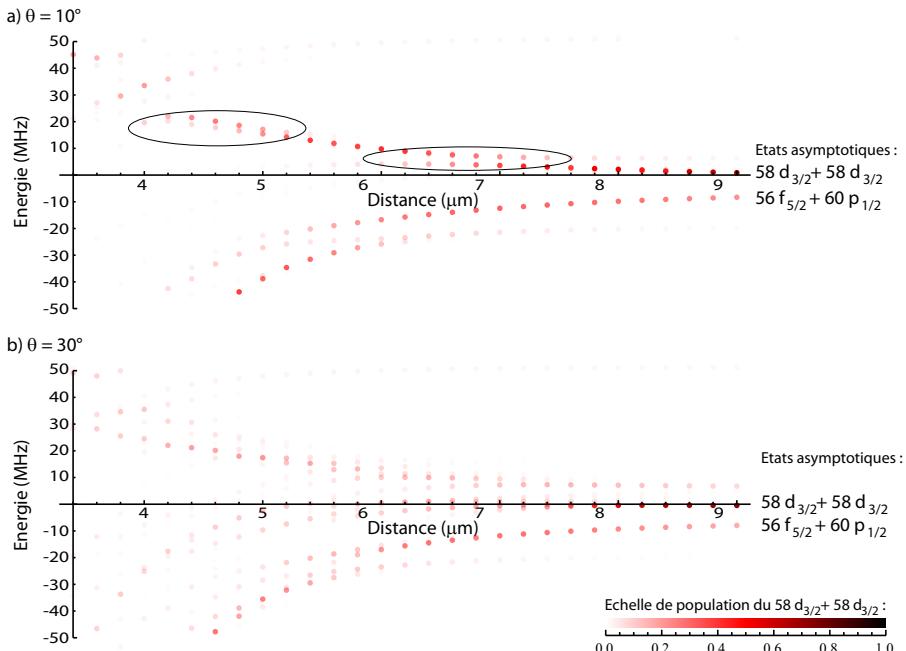


FIGURE 4.7 – Dépendance avec l'angle du diagramme d'énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, avec un champ magnétique de -9 G , sans champ électrique. Nous présentons ici deux diagrammes, l'un pour un angle entre les atomes de 10° et l'autre pour un angle de 30° . Pour un angle de 10° les branches sont encore bien identifiables, et les premiers éléments de couplage commencent à apparaître. Nous les avons mis en valeur en comparant avec la figure 4.6. Pour des valeurs d'angle supérieures à 30° l'état est tellement mélangé que nous ne pouvons observer qu'une forêt d'énergies, avec des contributions très faibles de l'état à chaque fois.

l'introduction d'un angle mélange des états de différentes projections de moment

angulaire total m_{tot} . Pour de faibles angles, le mélange est peu prononcé, et nous observons juste l'apparition de couplages très légers. Cet effet est particulièrement visible sur la branche répulsive du potentiel d'interaction, aux alentours de $6,7 \mu\text{m}$. Au fur et à mesure que l'angle augmente, la force des couplages augmente. Avec la densité d'états qui se trouvent à proximité, l'effet global que nous observons est une dilution de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ sur tous les vecteurs propres de l'hamiltonien. A partir d'un angle de 30° et pour une distance entre atomes inférieure à $7 \mu\text{m}$ le mélange est tel que nous ne pouvons plus identifier de branche de potentiel. La présence d'un angle dans le système est donc, dans notre expérience, source de diminution de contrôle de l'interaction entre les deux atomes. Nous chercherons donc à éviter au maximum d'introduire un angle sur notre expérience, en utilisant les procédures d'alignement décrites au chapitre 2.

4.6.2 Effet du champ magnétique

Nous avons vu que pour le champ magnétique que nous utilisons sur notre expérience, c'est-à-dire entre -5 et -9 G, les déplacements Zeeman des niveaux fins étaient de l'ordre de la quinzaine de MHz. Or la résonance de Förster que nous utilisons présente un écart en énergie des niveaux mis en jeu de $-6,92$ MHz à champ nul. Nous ne pouvons exclure la possibilité que le champ magnétique ait une forte influence sur l'interaction dipôle-dipôle.

Pour comprendre l'effet du champ magnétique, regardons dans un premier temps l'effet Zeeman des états fins mis en jeu dans la résonance de Förster dans un cadre simplifié de théorie des perturbations à l'ordre 1. Dans ce cas-là les énergies des états sont simplement décalées de $\Delta E = \mu_B g_j m_j B_z$, où g_j est le facteur de Landé. La figure 4.8 donne les niveaux d'énergie des états à deux atomes en fonction du champ magnétique. La première chose que nous remarquons est

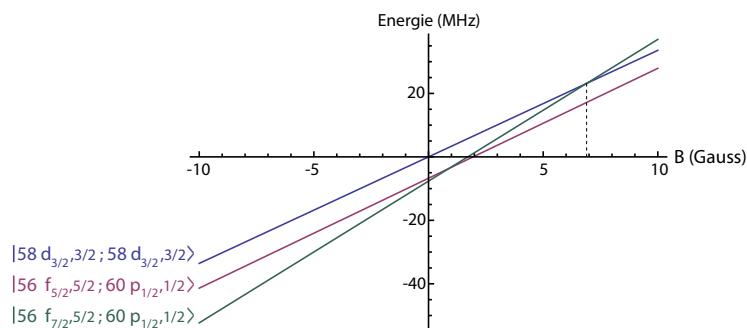


FIGURE 4.8 – Energie des états à deux atomes en fonction du champ magnétique.

que l'écart d'énergie entre les états $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et $|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle \otimes |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ est quasiment constant, et nous pourrions

nous attendre à ce que le champ magnétique soit sans effet sur la résonance de Försster. En réalité l'écart d'énergie diminue avec le champ magnétique, et il devient nul pour une valeur de champ magnétique d'environ 60 G, mais cela a un effet mineur sur les courbes d'interaction entre les deux atomes. En revanche nous observons que le décalage d'énergie de l'état $|56f_{7/2}, m_j = 5/2\rangle \otimes |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ est beaucoup plus important : pour un champ magnétique de 6,9 G l'ordre des niveaux d'énergie est inversé avec le $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. *A priori* ceci est sans importance pour nos courbes de potentiel d'interaction dipôle-dipôle puisque le couplage est nul entre les états $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et $|56f_{7/2}, m_j = 5/2\rangle \otimes |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$. Ceci est faux car, la structure fine de l'état f étant très petite devant le décalage Zeeman, le couplage magnétique mélange les états de la structure fine. Ainsi la composante $|56f_{5/2}, m_j = 5/2\rangle \otimes |60p_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ de l'état propre est suffisante pour modifier la forme des potentiels d'interaction. La figure 4.9

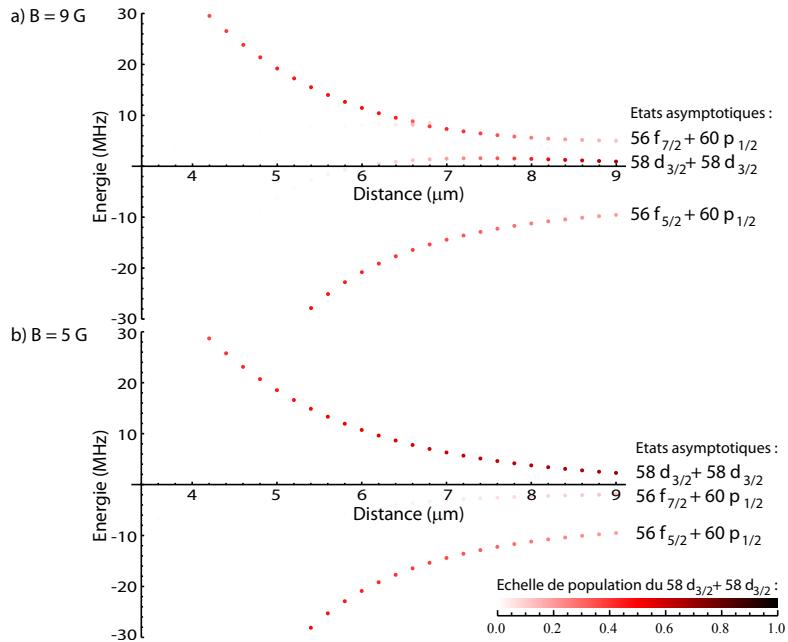


FIGURE 4.9 – Diagramme d'énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ pour deux valeurs caractéristiques du champ magnétique. a) Pour un champ de 9 G. b) Pour un champ de 5 G.

compare le diagramme d'interaction pour un champ magnétique de part et d'autre du croisement : 5 G et 9 G. Pour un champ à 9 G le nouveau couplage introduit sur la branche répulsive diminue l'interaction, et en particulier il fait apparaître une branche intermédiaire quasiment non décalée. L'effet du champ magnétique est alors de diminuer la portée de l'interaction, qui ne sera observée à des distances plus faibles que sans champ magnétique. Pour un champ magnétique négatif, comme c'est le cas sur notre expérience, le problème ne se pose pas puisque les décalages des niveaux se fait sans inversion.

4.6.3 Effet du champ électrique

Enfin intéressons nous à l'effet du champ électrique sur l'interaction. Tout d'abord, les diagrammes Stark des figures 3.6, 3.7 et 3.8 nous indiquent que le champ électrique a pour premier effet de supprimer le caractère résonant de l'interaction : certes tous les états sont déplacés d'une quantité d'énergie négative, mais les états p et f subissent un déplacement entre deux et vingt fois plus important que pour l'état d . Nous nous attendons à ce que de très faibles valeurs de champ électrique annihilent l'interaction dipôle-dipôle, comme viennent le confirmer les courbes d'interaction de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ de la figure 4.10.

Ces courbes nous indiquent qu'en augmentant le champ électrique l'interaction di-

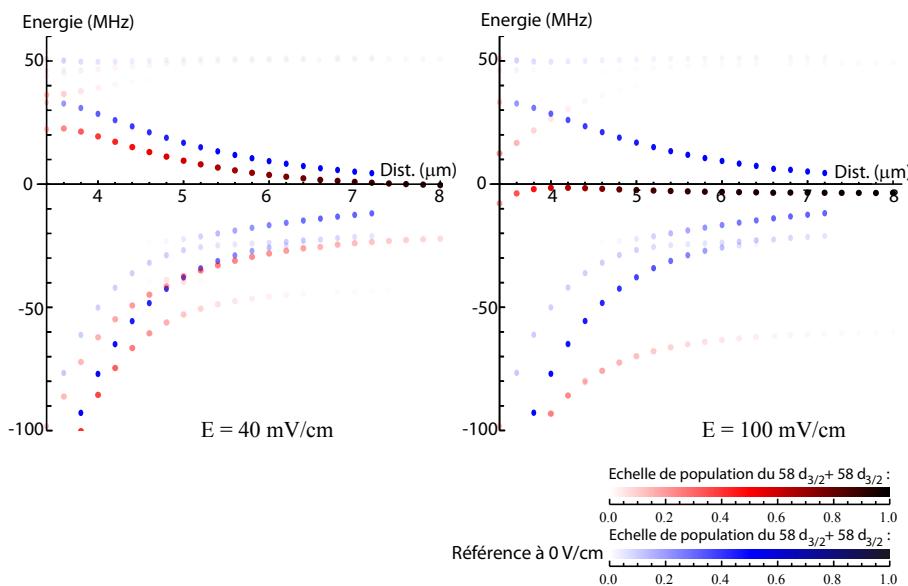


FIGURE 4.10 – Diagramme d'énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ pour deux valeurs caractéristiques du champ électrique, le champ magnétique est pris à -9 G. a) Pour un champ de 40 mV/cm. b) Pour un champ de 100 mV/cm. Les points en bleu sur chaque graphe est le diagramme à champ nul. Notons que ce dernier n'est pas rigoureusement identique au diagramme de la figure 4.6. En effet nous avons pris une base d'états un peu plus réduite pour effectuer ces calculs qui sont particulièrement longs. La différence devient importante pour des distances entre atomes inférieures à 5 μm .

minue pour devenir quasiment nulle à un champ de 100 mV/cm. Par ailleurs, notons que l'origine des ordonnées est arbitrairement prise étant égale à l'énergie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ dans un champ magnétique seul. Ainsi ces graphes nous indiquent les décalages Stark sur cet état lorsque nous regardons sa décomposition à des distances interatomiques très grandes.

Etant donné que l'action du champ électrique est très violente sur les courbes de

potentiel, nous n'avons pas réalisé d'étude en fonction de l'angle du champ électrique avec l'axe de quantification, nous nous attendons à voir les mêmes effets.

4.7 Interaction sur des états s

Face aux difficultés rencontrées sur la résonance de Förster avec des états *d*, en particulier son extrême sensibilité à la présence d'un champ électrique, nous pouvons chercher des états pour lesquels l'interaction est moins sensible au champ électrique. Deux voies s'offrent à nous : d'une part nous pouvons utiliser des états moins sensibles à l'effet Stark, comme les états *s*, et d'autre part nous pouvons utiliser des états qui ne présentent pas ou peu de résonance de Förster car alors l'interaction dépendra peu des écarts d'énergie entre les niveaux. Nous pouvons donc nous intéresser à l'interaction longue distance qui existe entre deux atomes de Rydberg dans des états *ns* – *ns*. Nous nous attendons asymptotiquement à une interaction de la forme $1/R^6$, donc nous devons utiliser des états ayant un nombre quantique principal plus élevé pour espérer obtenir des énergies d'interaction du même ordre de grandeur que précédemment. Nous avons choisi de travailler avec des états *s* pour un nombre quantique principal supérieur à 70. Cependant en procédant ainsi nous faisons face au problème des raies d'absorption de l'eau, que nous avions évoqué au cours de notre description du système laser section 3.2.4 : la longueur d'onde de la diode maître nécessaire pour effectuer la transition vers ces états se situe dans une raie d'absorption de l'eau et nous n'avons plus aucune puissance en sortie du laser à 475 nm. Nous avons donc étudié la transition sur l'état $|69s_{1/2}\rangle$ d'une part, et sur l'état $|60s_{1/2}\rangle$ pour sa proximité avec l'état $|58d_{3/2}\rangle$.

Nous avons fait l'étude de l'interaction entre les deux atomes dans des états *s* en mettant en œuvre notre méthode par diagonalisation. Celle-ci est très rapide car du fait des moments angulaires très faibles il y a très peu de sous-niveaux Zeeman d'une part, et d'autre part il y a deux fois moins de couplages car nous n'avons que les couplages de la forme $l \rightarrow l + 1$. De plus, la résonance de Förster de type $ns + ns \leftrightarrow np + (n - 1)p$ n'est pas très prononcée, dans le sens que l'écart d'énergie entre les deux états de la résonance est grand : par exemple pour la résonance $60s + 60s \leftrightarrow 60p + 59p$ celui-ci est de $-2,17$ GHz, et pour la résonance $69s + 69s \leftrightarrow 69p + 68p$ celui-ci est de $-1,36$ GHz, ce qui est incomparablement grand devant la résonance $58d + 58d \leftrightarrow 60p + 56f$ qui était de $-6,92$ MHz. Ainsi les états *ns* + *ns* sont certes décalés sous l'effet de l'interaction dipôle-dipôle, mais ils ne sont pas autant mélangés que ce que nous pouvions observer avec l'état $58d + 58d$, et nous obtenons une seule branche décalée.

En conséquence, n'ayant qu'une seule branche décalée sous l'effet de l'interaction, et très peu mélangée avec le reste des états atomiques, nous pouvons nous interroger de l'intérêt pratique de la méthode de diagonalisation pour ces états. Nous pouvons calculer le décalage du niveau d'énergie par une ap-

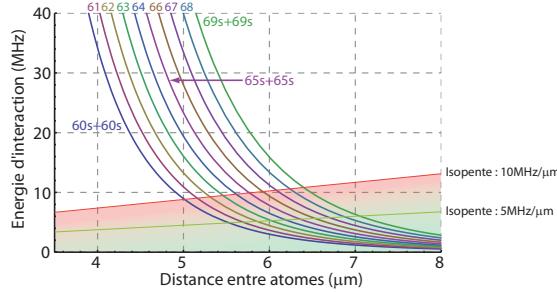


FIGURE 4.11 – Interaction entre atomes dans des états $ns+ns$ par l'approche perturbative. Les calculs ont été effectués sans champ électro-magnétique, pour n allant de 60 à 69. Nous avons indiqué en dégradé rouge et vert (gris pour les impressions en noir et blanc) la zone pour laquelle l'influence du mouvement des atomes devrait être négligeable sur la mesure du potentiel (voir section 5.3.1).

proche perturbative [Singer *et al.* 2005], dont nous avons vérifié qu'elle donne les mêmes énergies que notre diagonalisation. La figure 4.11 donne le résultat des calculs de décalage d'énergie pour différentes valeurs du nombre quantique principal.

Le premier point concernant ces courbes est qu'elles nous indiquent que le décalage d'énergie devient très important lorsque nous rapprochons les atomes, ce qui nous laisse penser que ces états sont de bons candidats pour observer le phénomène de *blocage de Rydberg* auquel nous nous intéressons dans le chapitre suivant. En anticipant un peu sur ce chapitre, où nous chercherons également à mesurer les énergies d'interaction entre les atomes, nous avons indiqué les courbes, dite "isopentes", qui intersectent les courbes d'interaction aux points dont la pente est de $10 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ et de $5 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. La figure 4.11 nous indique donc que la mesure de la position des potentiels d'interaction sera très difficile sur notre expérience car comme nous le verrons à la section 5.3 nous devons à la fois avoir un décalage grand, typiquement supérieur à 10 MHz , et une pente faible, typiquement inférieure à $5 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. De plus nous contrôlons la position des atomes au mieux à un demi-pixel de caméra près, c'est-à-dire à $0,6 \mu\text{m}$ près. Ceci nous forcerait donc à utiliser des états de nombre quantique principal supérieur à 70 qui d'une part ne sont pas accessibles par notre laser, et qui de plus ont un couplage avec l'état $|5p_{1/2}\rangle$ de plus en plus faible à mesure que nous cherchons à augmenter n ce qui diminue trop considérablement les fréquences de Rabi. Pour ces états s nous présenterons donc uniquement, dans le chapitre suivant, le phénomène de *blocage de Rydberg*.

4.8 Conclusion

Dans les états de Rydberg les électrons sont très éloignés du noyau ce qui conduit à des interactions entre atomes de type dipôle-dipôle qui sont exacerbées

et peuvent même agir à grande distance. Il est possible d'augmenter encore ces interactions en tirant profit de résonances, dites résonances de Förster, qui sont caractérisées par le fait que des états à deux atomes en interaction dipôle-dipôle sont quasi-dégénérés. Particulièrement prononcée, la résonance de Förster entre les états $58d + 58d \leftrightarrow 56f + 60p$ nous a servi de sujet d'étude car pour une interaction fixée nous manipulons des états de Rydberg avec un nombre quantique principal inférieur à ce que nous aurions obtenu sans résonance, nous permettant ainsi d'être moins sensibles au champ électrique.

Le calcul de ces interactions est très complexe à plusieurs points de vue. D'une part le déplacement des niveaux d'énergie devient rapidement comparable à la structure d'énergie du système à deux atomes, donc un traitement par la théorie des perturbations n'est valable que pour les cas sans résonance de Förster. Ainsi, nous sommes généralement conduits à traiter l'interaction par diagonalisation de l'hamiltonien. Pour les résonances de Förster cependant seuls quelques niveaux ont une contribution très importante, ce qui permet dans une première approximation de limiter la base de calculs à quelques états. Si nous voulons effectuer un calcul plus complet, en gardant une géométrie entièrement libre, le nombre de calculs à effectuer augmente considérablement car d'une part les états propres de l'atome dans un champ électrique et magnétique sont des états de superposition, et d'autre part nous devons conserver toutes les différentes projections de moment angulaire car elles se mélangent.

Ce que nous révèlent les calculs est que dans les expériences essayant de mettre à profit l'interaction dipôle-dipôle nous devons avoir un excellent contrôle sur tous les paramètres. Comme nous avons pu le voir, tous les effets sont du même ordre de grandeur : l'effet du champ électrique, celui du champ magnétique, et celui de l'interaction dipôle-dipôle. Tout d'abord le champ électrique déplace les états par effet Stark, et il peut mélanger les sous-niveaux Zeeman s'il n'est pas aligné avec l'axe de quantification. Une conséquence est que la résonance que nous utilisons disparaît en présence de champ électrique, ce qui annihile la résonnance de Förster. Malheureusement pour le rubidium il n'est pas possible d'induire de résonance de Förster de type $nd + nd \leftrightarrow (n - 2)f + (n + 2)p$ en utilisant un champ électrique, donc nous pouvons prévoir que le comportement que nous observons pour l'état $58d + 58d$ se généralise aux états $nd + nd$. Pour ces états-là il faudrait donc compenser tout champ électrique résiduel. Le deuxième point concerne le champ magnétique. Le champ magnétique mélange les états de la structure fine de l'atome. Si ces derniers entrent en jeu dans l'interaction dipôle-dipôle alors ils induisent des couplages supplémentaires et augmentent le nombre de croisements, pouvant amener à diminuer drastiquement l'interaction comme nous avons pu le voir avec un champ magnétique de 9 G. L'idéal serait donc de travailler avec un champ magnétique le plus faible possible pour éviter l'apparition de ces couplages indésirables. Dans notre expérience cependant, il est difficile de diminuer le champ magnétique en dessous d'une valeur de 5 G (en valeur absolue) car alors le pompage

optique de préparation de l'état des atomes perd en efficacité. Enfin le troisième point concerne l'angle que fait l'axe inter-atomique avec l'axe de quantification : nos résultats montrent que cet angle est à l'origine d'un mélange entre les différentes courbes de potentiel qui peut résulter en la disparition de l'interaction. Cela signifie d'une part que nous devrons donc choisir l'angle avec précaution et en particulier son contrôle expérimental sera important ; mais d'autre part cela signifie que le passage à plus de deux atomes sera difficilement généralisable en vertue du nombre de configurations géométriques possibles.

Forts des connaissances que nous ont apportés ces calculs théoriques, nous avons investigué expérimentalement les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg. Le premier effet observé est celui du blocage de Rydberg, phénomène au cours duquel nous ne pouvons exciter dans l'état de Rydberg que l'un des deux atomes si ceux-ci ont une interaction dipôle-dipôle. Cet effet est le premier à être observé car il ne dépend que très peu de la force de l'interaction. Nous nous sommes ensuite appuyé sur ce blocage pour effectuer une spectroscopie des courbes de potentiel d'interaction. Le chapitre 5 est consacré à la description de ces deux expériences.

CHAPITRE 5

Blocage de Rydberg et mesure de l'énergie d'interaction

Sommaire

5.1 Utiliser le blocage pour le calcul quantique	122
5.2 Démonstration du blocage de Rydberg	124
5.2.1 Blocage de Rydberg sur l'état $ 58d_{3/2}\rangle$	124
5.2.2 Blocage de Rydberg sur l'état $ 69s_{1/2}\rangle$	128
5.2.3 Précisions sur l'état obtenu pour une impulsion π	128
5.3 Mesurer l'interaction	129
5.3.1 Effets attendus sur les spectres de transition	130
5.3.2 Spectroscopie par excitation à quatre photons	135
5.3.3 Spectroscopie par blocage de Rydberg	137
5.3.4 Spectroscopie par adressabilité des excitations	143
5.4 Conclusion	144

Une des premières conséquences des courbes de potentiel d'interaction à deux atomes est le phénomène de blocage. Ce phénomène apparaît lorsque deux systèmes quantiques sont en interaction de façon conditionnelle. Dans notre cas par exemple, l'interaction n'apparaît que lorsque les deux atomes sont placés dans un état de Rydberg. Dans les phénomènes de blocage, il est alors possible d'exciter un seul des systèmes quantiques par une impulsion excitatrice, mais non les deux simultanément. Il existe de nombreuses situations de blocage en mécanique quantique. Pour prendre seulement quelques exemples prenons le cas d'atomes froids placés dans une matrice optique. Ils peuvent occuper les trous de potentiel et remplir le réseau optique. Lorsque deux atomes sont placés dans le même site il apparaît une interaction entre atomes. Il existe donc un régime de blocage pour lequel un unique atome occupe chaque site de la matrice optique car l'interaction entre atomes du même site empêche le remplissage par deux atomes simultanément. Dans des matrices 3-D de fermions ou de bosons ce régime est appelé *régime de Mott* [Bloch *et al.* 2008] [Greiner *et al.* 2002]. Nous pouvons trouver d'autres exemples dans les expériences de couplage fort entre un atome et une cavité QED (*quantum electro-dynamics*), dans lesquelles le passage d'un premier photon dans la cavité excite l'atome, ce qui résulte en un changement de la longueur optique de la cavité, bloquant ainsi le passage d'un second photon [Birnbaum *et al.* 2005].

Pour le cas qui nous intéresse, le blocage dipolaire a été mis en évidence par des expériences menées avec des gaz d'atomes froids en 2004 [Tong *et al.* 2004][Singer *et al.* 2004]. Malheureusement la complexité de l'interaction, la présence de "zéros de Förster" et la difficulté de décorrérer le blocage d'origine dipolaire avec d'autres phénomènes a rendu impossible l'étude précise de l'interaction dipôle-dipôle. Disposant d'un système bien contrôlé de deux atomes localisés spatialement, nous pouvons mener une étude plus précise de l'interaction dipôle-dipôle, et tenter de l'utiliser de façon contrôlée.

5.1 Utiliser le blocage pour le calcul quantique

De nombreuses propositions théoriques tentent de mettre à profit le blocage dipolaire pour différentes applications. Il pourrait être utilisé pour réaliser des sources déterministes d'atomes neutres uniques [Saffman & Walker 2002][Beterov *et al.* 2011], ou encore pour réaliser des opérations logiques dans le cadre de calculs quantiques [Walker *et al.* 2010]. Dans ce dernier domaine nous nous intéressons aux protocoles où les bits quantiques sont codés sur des atomes uniques. Schématiquement nous pouvons y distinguer deux grandes classes de schémas d'excitation : d'une part il est possible de tenter d'utiliser le blocage en excitant sélectivement un atome, dit "atome de contrôle", pour modifier l'état d'un atome cible. Ce type de stratégie peut conduire à des portes de phase en appliquant la séquence présenté figure 5.1. Nous

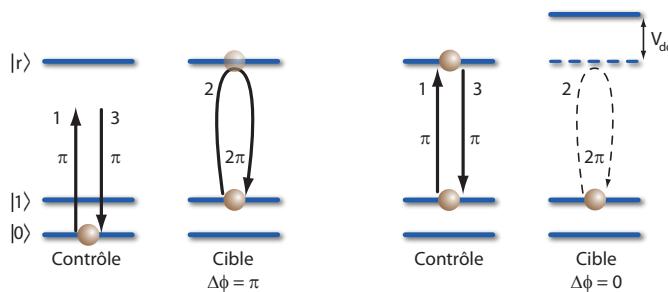


FIGURE 5.1 – Principe d'une porte de phase mettant à profit le blocage de Rydberg provoqué par l'atome de contrôle sur l'atome cible.

supposons tout d'abord que les états atomiques sur lesquels est encodée l'information sont deux états hyperfins $|0\rangle$ et $|1\rangle$ du niveau fondamental, et nous utilisons un laser qui couple l'un de ces deux états à l'état de Rydberg, disons que $|1\rangle$ soit couplé à $|r\rangle$.

1. Nous envoyons une première impulsion π sur l'atome de contrôle pour l'exciter dans l'état de Rydberg. Si l'atome de contrôle est dans l'état $|0\rangle$ il ne se passe rien, sinon il est excité dans l'état de Rydberg et l'état gagne une phase de $\pi/2$.

2. Nous utilisons une impulsion 2π sur l'atome cible pour l'exciter dans l'état de Rydberg et le redescendre s'il est initialement dans l'état $|1\rangle$. C'est à cette étape que le blocage entre en jeu : si l'atome de contrôle est dans l'état $|0\rangle$, dans ce cas là il n'influence pas ce qui se passe pour l'atome cible. En revanche s'il est dans l'état de Rydberg, à cause du blocage l'atome cible ne peut être excité puis redescendu, et il ne prend pas de phase additionnelle de π .
3. Enfin nous envoyons une dernière impulsion π sur l'atome de contrôle pour ramener son état à $|1\rangle$ s'il était dans l'état de Rydberg.

Nous obtenons donc le schéma logique suivant, appelé "porte Z contrôlée" (porte C_Z) :

$$\begin{array}{ccccccc} |00\rangle & \xrightarrow{1.} & |00\rangle & \xrightarrow{2.} & |00\rangle & \xrightarrow{3.} & |00\rangle \\ |01\rangle & \xrightarrow{1.} & |01\rangle & \xrightarrow{2.} & -|01\rangle & \xrightarrow{3.} & -|01\rangle \\ |10\rangle & \xrightarrow{1.} & i|r0\rangle & \xrightarrow{2.} & i|r0\rangle & \xrightarrow{3.} & -|10\rangle \\ |11\rangle & \xrightarrow{1.} & i|r1\rangle & \xrightarrow{2.} & i|r1\rangle & \xrightarrow{3.} & -|11\rangle \end{array} \quad (5.1)$$

où nous avons adopté la notation $|x_{Contrôle}y_{cible}\rangle$.

Contrairement au premier type de stratégie qui nécessite de pouvoir adresser l'excitation vers l'état de Rydberg sur tel ou tel atome, l'autre type de stratégie consiste à utiliser une excitation collective sur l'ensemble des atomes. Dans ce cas nous pouvons obtenir des schémas d'intrication. Prenons donc deux atomes, chacun étant modélisé par un système à deux niveaux : un état fondamental $|f\rangle$ et un état de Rydberg $|r\rangle$. Nous utilisons un champ laser pour coupler les deux états, nous notons Ω le couplage entre $|f\rangle$ et $|r\rangle$ par le champ électrique oscillant. En se plaçant dans la base symétrique à deux atomes, nous sommes conduits à évaluer les couplages entre les états $|ff\rangle$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|fr\rangle + |rf\rangle)$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|fr\rangle - |rf\rangle)$ et $|rr\rangle$. Le blocage intervient alors lorsque nous regardons l'excitation vers l'état doublement excité $|rr\rangle$: le système est hors résonance avec le champ laser à cause de l'interaction dipôle-dipôle, et au final le problème se réduit à un simple système à deux niveaux (voir figure 5.2). Nous constatons que dans ce schéma d'excitation, le couplage est augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$ et l'état final est naturellement un état intriqué, ce qui permet d'élaborer des schémas d'intrication rapides comme nous le verrons au chapitre 6.

Avant de mettre en œuvre ces idées, prenons le temps de démontrer le phénomène de blocage entre deux atomes. Nous développerons en particulier le cas de l'excitation collective [Gaëtan *et al.* 2009]. M. Saffman a réalisé au même moment des expériences de blocage de Rydberg en utilisant un schéma reposant sur l'adres-sabilité [Urban *et al.* 2009]. Il dispose pour cela des pinces optiques de profondeur 10 mK formées par un faisceau laser à 1030 nm, fortement désaccordé de la raie D1 du rubidium 87. Les atomes piégés ont une température entre 0,5 et 1 mK. Le confinement des atomes est bien moindre que sur notre expérience, et la distance entre les atomes dans cette expérience est de 10 μm , ce qui oblige à travailler avec des états de nombre quantique principal élevé. Le blocage observé a été réalisé avec l'état $|79d_{5/2}\rangle$.

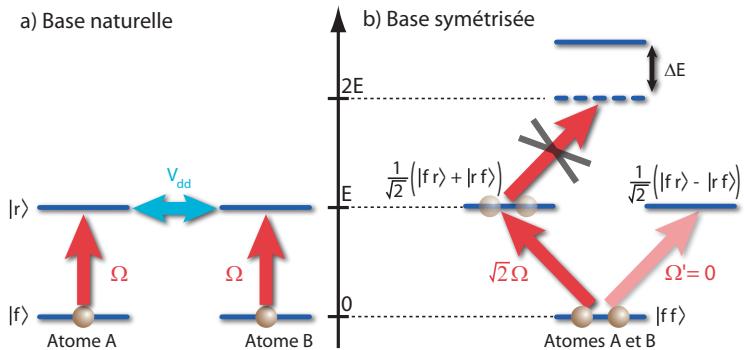


FIGURE 5.2 – Principe d'une porte d'entanglement mettant à profit le blocage de Rydberg. a) Les couplages dans le système sont représentés dans la base à deux atomes : le champ laser couple l'état fondamental et l'état de Rydberg de chaque atome indépendamment, et les états de Rydberg sont couplés par l'interaction dipôle-dipôle. b) Dans la base symétrisée, le champ laser couple l'état fondamental à un état de Bell.

5.2 Démonstration du blocage de Rydberg

Le phénomène de blocage de Rydberg étant un processus très général, nous avons réalisé des expériences de blocage pour différents états atomiques. Nous présentons ici les résultats obtenus avec l'état $|58d_{3/2}\rangle$ qui tire profit de la résonance de Förster, puis nous présenterons les résultats obtenus avec l'état $|69s_{1/2}\rangle$ pour lequel il faut avoir un nombre quantique principal beaucoup plus élevé pour observer un blocage à des distances microscopiques entre les atomes.

5.2.1 Blocage de Rydberg sur l'état $|58d_{3/2}\rangle$

La séquence expérimentale pour observer le blocage de Rydberg sur l'état $|58d_{3/2}\rangle$ est la même que pour effectuer des oscillations de Rabi à un atome. Le schéma d'excitation est présenté figure 3.12 et la séquence des impulsions lasers est présentée figure 3.19. La différence est que l'expérience est réalisée en ayant deux pinces optiques au lieu d'une, de sorte que les atomes soient alignés avec le champ de quantification donné par un champ magnétique de -9 G. Tout comme pour l'expérience à un atome, nous détectons qu'un atome est présent dans l'état de Rydberg s'il est perdu en fin de séquence, et nous déduisons l'état de chaque atome en reconstruisant les populations dans chaque état par accumulation statistique des données, en répétant l'expérience 100 fois.

Pour démontrer que nous sommes en présence de blocage, nous allons observer deux phénomènes caractéristiques du blocage : d'une part nous nous attendons à ce que l'excitation simultanée des deux atomes soit nulle, et d'autre part nous nous attendons à ce que le système oscille entre l'état $|ff\rangle$ et l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|fr\rangle + |rf\rangle)$ à une fréquence $\sqrt{2}$ fois plus rapide que pour l'oscillation de Rabi à un seul atome. Nous

réalisons donc trois expériences :

- Une oscillation de Rabi entre l'état $|f\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|r\rangle = |58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ sur l'atome A.
- La même expérience sur l'atome B seul.
- La même expérience sur les deux atomes à la fois.

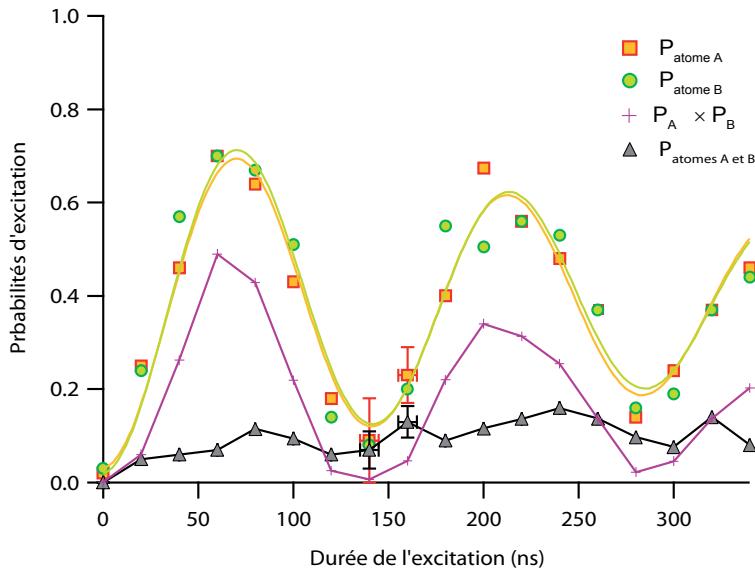


FIGURE 5.3 – **Démonstration du blocage de Rydberg, pour deux atomes placés à $3,6 \mu\text{m}$ l'un de l'autre.** La courbe en orange est l'excitation vers l'état de Rydberg pour les expériences avec l'atome A seul. De même pour la courbe verte sur l'atome B. En violet est tracé le produit de ces deux courbes qui représente la probabilité d'excitation dans l'état de Rydberg des deux atomes simultanément s'ils ont un comportement indépendant. En noir, la probabilité de double excitation expérimentale ne suit pas la courbe que donnerait un comportement indépendant des atomes. Pour chaque durée d'excitation, nous avons d'abord réalisé l'excitation sur l'atome A seul, puis sur l'atome B seul, et enfin sur les deux atomes A et B de sorte que la suppression de la double excitation ne puisse pas être attribuée à une dérive des appareils de l'expérience.

La figure 5.3 met en évidence la suppression de l'excitation vers l'état $|rr\rangle$ pour deux atomes placés à une distance de $3,6 \mu\text{m}$. En effet à partir des oscillations de Rabi pour l'atome A et pour l'atome B, nous pouvons reconstruire la probabilité d'exciter simultanément les deux atomes dans l'état de Rydberg si les deux atomes sont totalement indépendants. Or nos résultats expérimentaux montrent que cette probabilité est grandement diminuée. Par ailleurs nous cherchons à observer l'oscillation vers l'état où seul un atome est excité. Nous traçons sur la figure 5.4, à partir du même jeu de données, la probabilité de ne perdre que l'un des deux atomes, ce que nous interprétons comme étant l'excitation d'un seul atome dans l'état de Rydberg. En ajustant les données par une sinusoïde amortie nous obtenons

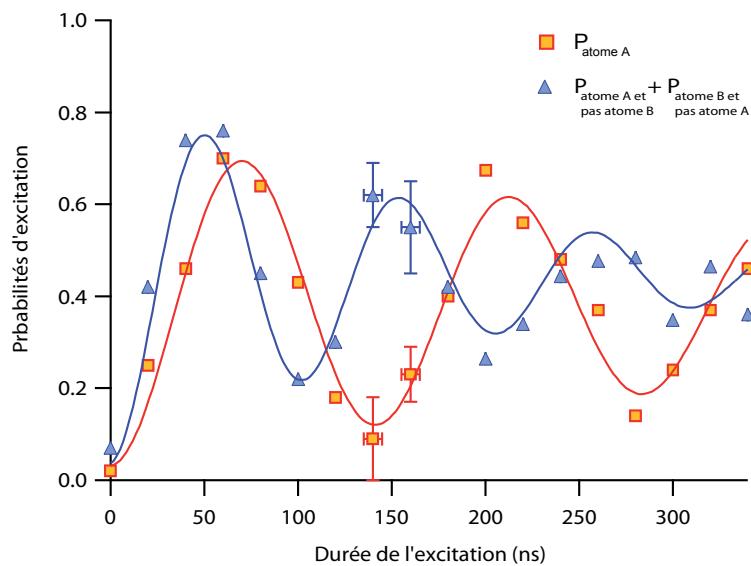


FIGURE 5.4 – Oscillations de Rabi de deux atomes en régime de blocage de Rydberg. En ajustant les points par une fonction de la forme $y_0 + Ae^{-t/\tau} \sin(\Omega t)$ nous pouvons en extraire les fréquences de Rabi de $(7,0 \pm 0,1)$ MHz pour les oscillations de l'atome seul (courbe orange), et de $(9,7 \pm 0,2)$ MHz pour les deux atomes. Les erreurs données ici viennent de l'ajustement des données. Le rapport des fréquences est de $1,38 \pm 0,03$ et est compatible avec la valeur $\sqrt{2}$ attendue. Les barres d'erreurs sont obtenues par statistique en répétant l'expérience plusieurs fois.

une fréquence de Rabi pour l'oscillation collective de $\Omega_{collectif} = (9,7 \pm 0,2)$ MHz. Nous la comparons à celle mesurée pour les atomes A et B individuellement, que nous trouvons valoir $\Omega_{individuel} = (7,0 \pm 0,1)$ MHz. Le rapport des fréquences entre l'excitation collective et l'excitation à un atome est mesuré à $1,38 \pm 0,03$, ce qui montre que l'excitation collective a bien un couplage $\sqrt{2}$ fois plus important qu'avec un seul atome. Notons au passage que si les deux atomes sont indépendants, la probabilité de n'exciter qu'un seul des deux atomes vaut $P_A(1 - P_B) + (1 - P_A)P_B$ et devrait osciller entre 0 et 0,5 avec une fréquence de Rabi de 2Ω .

Afin de confirmer que le blocage observé trouve son origine dans l'interaction entre atomes, nous avons répété la même série d'expériences pour deux atomes placés à $18 \mu\text{m}$ de distance. Dans cette situation, les atomes sont trop éloignés pour interagir, et nous devrions observer un comportement indépendant des deux atomes. L'expérience figure 5.5 confirme cette interprétation.

Nous pouvons nous interroger sur la portée du blocage de Rydberg. Nous avons

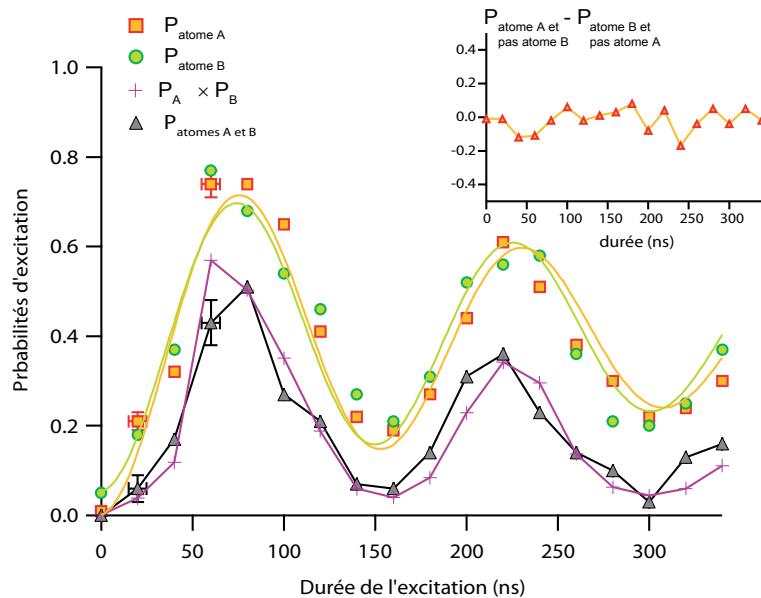


FIGURE 5.5 – Disparition du blocage de Rydberg, pour deux atomes placés à $18 \mu\text{m}$ l'un de l'autre. A cette distance nous nous attendons à ce qu'il n'y ait plus de blocage, c'est-à-dire que la probabilité d'exciter simultanément les deux atomes suivent une loi de probabilités indépendantes. La figure en insert représente la différence de probabilité d'excitation $P_{\text{atomeA,pasB}} - P_{\text{atomeB,pasA}}$ pour vérifier que les deux atomes ont un comportement symétriques.

réalisé l'expérience précédente pour plusieurs distances inter-atomiques, et nous avons observé le blocage jusqu'à une distance de $8 \mu\text{m}$. Nous n'avons pas tenté l'expérience pour des valeurs plus grandes.

Notons que les figures présentées précédemment sont les données publiées dans [Gaëtan *et al.* 2009] utilisées pour démontrer le blocage de Rydberg avec l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. La stabilité et les largeurs spectrales des systèmes lasers à l'époque étaient bien moins bien contrôlés que maintenant. Avec le système laser tel que présenté à la section 3.2.4, nous avons été capables d'augmenter substantiellement la qualité du blocage. La figure 5.6 illustre la qualité du blocage que nous obtenons parmi les meilleurs résultats observés : alors qu'auparavant nous observions une probabilité de double excitation de l'ordre de 15 % et pouvant aller parfois jusqu'à 20 %, elle vaut à présent entre 5 et 10 %.

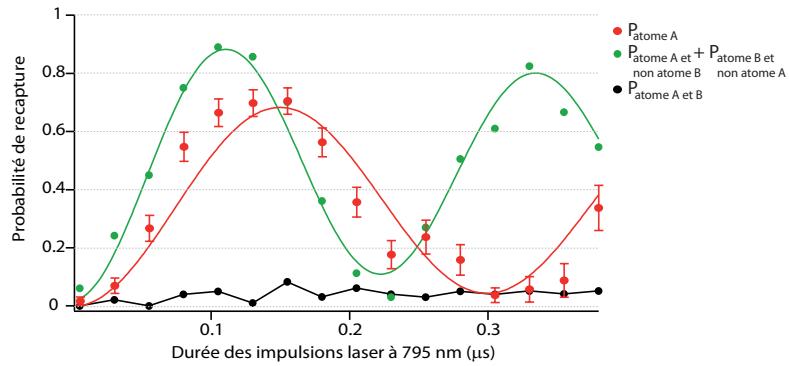


FIGURE 5.6 – Amélioration du blocage à 6 μm. Le système d'asservissement par la cavité de transfert permet d'améliorer le blocage. Nous avons représenté ici les deux principales caractéristiques du blocage : la suppression de la double excitation d'une part (en noir) associée à une excitation collective (en vert) ayant une fréquence de Rabi augmentée d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à l'oscillation de Rabi sur un seul atome (en rouge). Les barres d'erreur sont données par les fluctuations statistiques.

5.2.2 Blocage de Rydberg sur l'état $|69s_{1/2}\rangle$

Nous avons également observé le blocage de Rydberg sur des états s . La séquence est identique au cas précédent, et le schéma d'excitation est donné figure 3.25. Les courbes de la figure 5.7 démontrent de la même manière que précédemment le phénomène de blocage, et l'interprétation est identique.

5.2.3 Précisions sur l'état obtenu pour une impulsion π

A ce stade il est utile de faire quelques remarques importantes sur l'état obtenu lorsque nous réalisons une impulsion π pour l'excitation collective. D'après la discussion de la section 5.1, nous devrions obtenir l'état $\frac{1}{\sqrt{2}}(|fr\rangle + |rf\rangle)$. En réalité ce n'est pas tout à fait le cas car les deux atomes ne sont pas situés au même endroit spatialement. Ainsi la phase spatiale des lasers s'imprime dans l'état obtenu, appelé

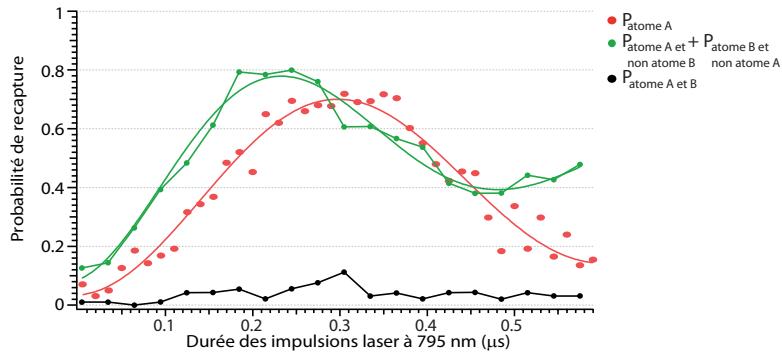


FIGURE 5.7 – **Blocage en utilisant les états $|69s_{1/2}\rangle$.** Nous observons du blocage pour deux atomes situés à $6 \mu\text{m}$ en utilisant les états $|69s_{1/2}\rangle$. L'excitation simultanée des deux atomes (en noir) est fortement diminuée tandis que l'excitation collective (en vert) oscille $\sqrt{2}$ fois plus rapidement que l'excitation à un seul atome (en rouge). Nous observons également un très fort amortissement de l'excitation collective lié à l'amortissement déjà observé de l'excitation à un seul atome. Les courbes d'ajustement utilisées sont des sinusoides amorties de la forme $y_0 + Ae^{-t/\tau} \sin(\Omega t)$.

"état de Dicke", et qui s'écrit de façon générale :

$$|\psi_{Dicke}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A} |rf\rangle + e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_B} |fr\rangle \right) \quad (5.2)$$

où $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{795} + \mathbf{k}_{475}$ est le vecteur d'onde total des champs lasers, et $\mathbf{r}_{A,B}$ désignent la position des atomes. Avec notre géométrie (voir figure 3.12), la phase spatiale du laser à 795 nm devrait pouvoir se factoriser car les atomes sont situés dans un plan orthogonal à la propagation du faisceau laser. Cependant cela supposerait que nous soyons capables d'une part de positionner les pièges à une précision inférieure à 795 nm, ce qui est difficile en pratique, et que les atomes n'ont pas de mouvement radial dans le piége. Avec une température des atomes de $70 \mu\text{K}$, nous estimons que la distribution spatiale a une variance d'environ 150 nm.

En conséquence, même si les états de Dicke sont séduisants car ils semblent très proches d'états intriqués, d'une expérience à une autre nous ne contrôlons pas les phases des lasers imprimées dans l'état obtenu. Cela en fait un mauvais candidat à l'information quantique, et il est fort probable qu'une mesure d'intrication sur cet état, telle qu'une mesure de Bell, ne révèlerait pas le caractère quantique des corrélations obtenues.

5.3 Mesurer l'interaction

La plupart des schémas théoriques proposés pour appliquer l'interaction dipôle-dipôle à l'information quantique reposent sur l'existence d'états doublement excités de Rydberg bien identifiés, ce qui signifie entre-autres que le blocage de Rydberg

doit également être parfait, c'est-à-dire que nous n'observons absolument aucune double excitation des atomes dans l'état de Rydberg. Nous avons vu que la simple amélioration des systèmes lasers a permis d'augmenter considérablement la qualité du blocage. Néanmoins dans 5 à 10 % des expériences de blocage nous perdons les deux atomes au cours de la séquence, ce qui est bien trop grand pour être expliqué par des pertes indépendantes sur les deux atomes. Ces pertes proviennent donc très probablement d'un résidu de mauvais blocage que nous cherchons donc à expliquer, en réalisant les mesures expérimentales des courbes de potentiel des deux atomes en interaction. Nous avons effectué ces mesures pour l'état de Rydberg $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Nous avons imaginé trois stratégies pour effectuer ces mesures :

- Nous pouvons tirer profit du blocage de Rydberg pour préparer le système dans l'état de superposition $1/\sqrt{2}(|fr\rangle + |rf\rangle)$, puis effectuer la transition vers l'état $|rr\rangle$ avec un second laser.
- Nous pouvons adresser l'excitation vers l'état de Rydberg sur l'un des atomes pour préparer l'état $|rf\rangle$ puis effectuer la transition vers l'état $|rr\rangle$ avec un second laser.
- Enfin nous pouvons effectuer une transition à quatre photons en utilisant simultanément deux lasers 795 nm de fréquence différente et un laser à 475 nm.

Toutes ces stratégies reposent sur le fait que nous disposons de deux lasers à 795 nm. Ainsi, toujours en utilisant le même faisceau laser bleu à 475 nm, nous pouvons utiliser le laser à 795 nm, $F = 2$ ¹ pour effectuer une première transition, et le laser à 795 nm, $F = 1$ pour effectuer la seconde transition, sachant que nous pouvons piloter informatiquement sa fréquence. Notons qu'avec les échelles de temps des expériences, typiquement une trentaine de nanosecondes entre les deux impulsions, il n'est pas possible avec notre système électronique de modifier la fréquence d'un laser en cours d'expérience. C'est pourquoi nous avons opté pour des schémas d'expérience où nous réglons la fréquence des lasers en début de séquence. Sur les trois stratégies présentées ci-dessus, nous traiterons principalement des deux premières qui nous ont donné des résultats, et nous discuterons sur les raisons pour lesquelles la dernière stratégie fut infructueuse. Mais avant cela, regardons deux effets auxquels nous nous attendons : d'une part l'élargissement des spectres de transition sous l'effet du mouvement des atomes, et d'autre part l'effet mécanique du potentiel d'interaction sur les atomes.

5.3.1 Effets attendus sur les spectres de transition

Elargissement du spectre par la distribution spatiale des atomes

Le potentiel d'interaction variant avec une loi en $1/R^3$, la position de la raie doublument excitée varie d'autant plus que les atomes sont rapprochés l'un de l'autre.

1. Nous rappelons que la dénomination $F = 2$ ou $F = 1$ des lasers à 795 nm est historique et se réfère aux fréquences d'asservissement pour les transitions Raman. La description des systèmes lasers est donnée à la section 3.2.4

In fine, si la distribution des distances entre atomes est large, la distribution correspondante des positions de la raie peut devenir très importante si les atomes sont très proches. Pour évaluer cet effet nous avons simulé la distribution des atomes dans la pince optique en prenant comme hypothèse que les atomes suivent une distribution de Boltzmann conformément à ce qui a pu être mesuré sur d'autres expériences de pinces optiques en régime d'atome unique [Tuchendler *et al.* 2008]. Nous avons

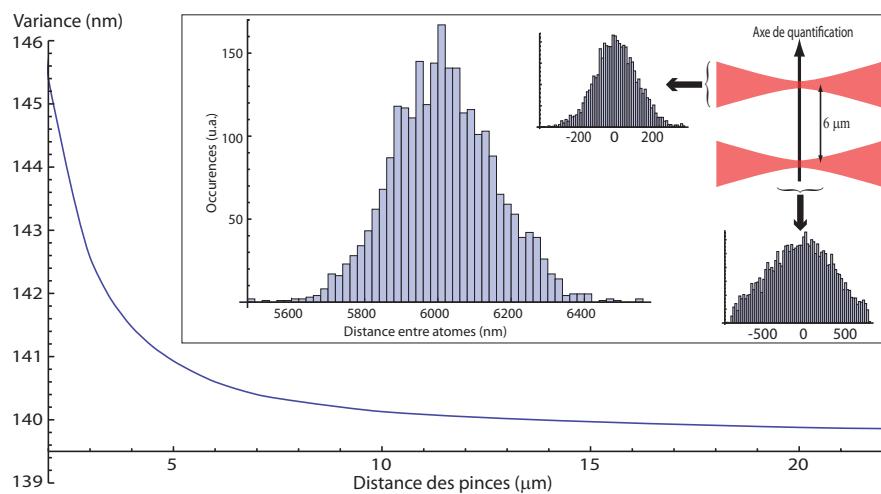


FIGURE 5.8 – Distribution des distances entre atomes et variance de la distribution. Le graphe donne la variance de la distribution des distances séparant les atomes en fonction de l'écartement des pinces optiques, également égal à la distance moyenne des atomes. Ces calculs ont été réalisés pour une pince optique de 12 MHz et des atomes de 70 μK . Dans l'encart nous donnons à gauche la distribution des distances pour des pinces séparées de 6 μm , et à droite nous rappelons la géométrie utilisée, ainsi que la distribution en position radiale et longitudinale des atomes dans chaque pince optique.

utilisé dans notre simulation une forme de potentiel proportionnelle à l'intensité lumineuse d'un faisceau gaussien focalisé, c'est-à-dire en prenant un potentiel gaussien suivant la position radiale, et un potentiel lorentzien suivant la position longitudinale de l'atome dans la pince. Nous avons inclus le champ gravitationnel dans notre modèle et vérifié que cet effet est négligeable sur la forme de la distribution. La pression de radiation du piège dipolaire étant du même ordre de grandeur que le potentiel gravitationnel, nous avons choisi de ne pas l'inclure dans le modèle. La figure 5.8 présente la dépendance de la variance δR de la distribution des distances en fonction de l'écartement relatif R des pinces optiques, pour des atomes à 70 μK dans des pinces profondes de 12 MHz. Cette variance est dominée, pour un écartement R grand devant la distribution des atomes dans les pinces, par la distribution radiale des atomes dans la pince. En rapprochant les pinces, la distribution longitudinale des atomes dans la pince joue un rôle de plus en plus important. Enfin, comme

132Chapitre 5. Blocage de Rydberg et mesure de l'énergie d'interaction

illustré dans l'encart, pour une séparation de $6 \mu\text{m}$ la distribution des distances est de forme quasi-gaussienne et est centrée autours de la distance entre les deux pinces. La distribution des distances entre atomes se traduit par une distribution des po-

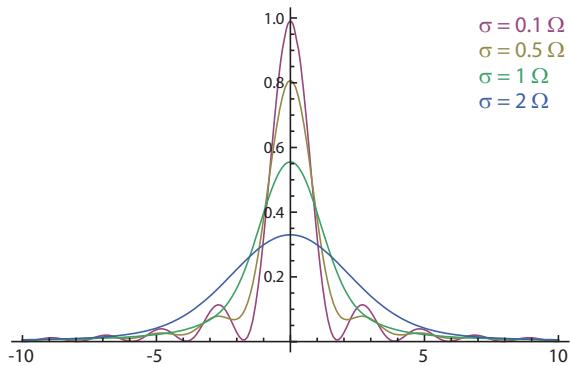


FIGURE 5.9 – Convolution d'une raie atomique obtenue par une transition π et limitée par transformée de Fourier avec une distribution gaussienne $\rho(x) = 1/\sqrt{2\pi\sigma^2}e^{-x^2/2\sigma^2}$ de positions de la raie pour différentes valeurs de variance. Le graphe est tracé en unités de la fréquence de Rabi Ω . La raie sans convolution a pour expression $\pi^2/4 \operatorname{sinc}^2(\sqrt{1+x^2}\pi/2)$, où $x = \delta/\Omega$ est l'écart de la fréquence laser avec la raie atomique, exprimé en unités de Ω . Nous avons tracé ici l'apparence de la raie atomique pour des fluctuations de positions de 10 %, de 50 %, de 100 % et de 200 % par rapport à la fréquence de Rabi Ω .

sitions des courbes de potentiel d'interaction lorsque nous cherchons à les mesurer pour une séparation donnée des pinces optiques. Ainsi, le spectre obtenu sera le produit de convolution de la raie attendue par la distribution en énergie résultant de la position des atomes. En supposant que les raies attendues soient limitées par transformée de Fourier elles devraient avoir la forme de sinus-cardinal de largeur donnée par la fréquence de Rabi du couplage entre les lasers et les états atomiques. Dès que les fluctuations de la fréquence centrale de la raie seront comparables à la fréquence de Rabi de l'impulsion le contraste du signal va chuter. La figure 5.9 illustre l'allure du signal convolué par une fluctuation gaussienne des positions de la raie, exprimée en fonction de la fréquence de Rabi. Cette figure nous montre que le contraste de la raie n'est plus que de 80 % lorsque les fluctuations de position de la raie sont de 50 % de la fréquence de Rabi, et que ce contraste chute à 60 % pour des fluctuations de l'ordre de la fréquence de Rabi.

Typiquement, pour les expériences de spectroscopies que nous avons réalisées, la fréquence de Rabi utilisée est de 4 MHz et la distance entre les pinces optiques est de $6 \mu\text{m}$ pour laquelle l'écart type des distances est d'environ 140 nm. Cela signifie que si la pente du potentiel d'interaction est supérieure à $15 \text{ MHz}/\mu\text{m}$, en ordre de grandeur, l'effet du mouvement des atomes sera visible sur le spectre obtenu. Par rapport aux calculs que nous avons menés et présentés à la figure 4.6, la pente de la courbe de potentiel répulsive, c'est-à-dire celle dont l'énergie augmente lorsque

les atomes se rapprochent, est d'environ $5 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ pour une distance entre les atomes de $6 \mu\text{m}$. Donc nous nous attendons à ce que l'effet de la distribution en position des atomes ne soit pas visible. En revanche sur la branche attractive, la pente est estimée à environ $15 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ ce qui signifie que le contraste du signal de la branche répulsive sera diminué du fait de la distribution en position des atomes dans les pinces.

Notre simulation nous donne également la distribution d'angles entre les atomes et

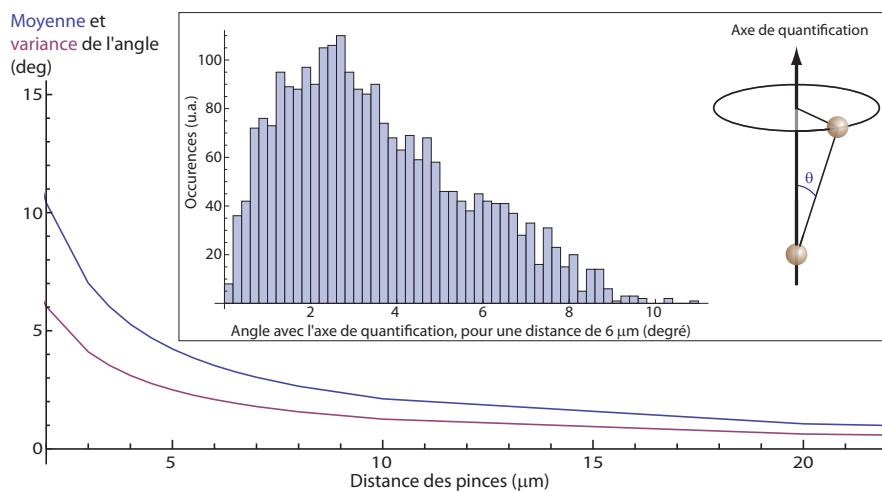


FIGURE 5.10 – **Distribution et variance de l'angle entre les atomes et l'axe de quantification.** Le graphe donne la valeur moyenne et la variance de la distribution des angles, en degrés, entre l'axe inter-atomique et l'axe de quantification en fonction de l'écartement des pinces optiques. Ces calculs ont été réalisés pour une pince optique de 12 MHz et des atomes de $70 \mu\text{K}$. Dans l'encart nous donnons à gauche la distribution des angles pour des pinces séparées de $6 \mu\text{m}$, et à droite nous rappelons la géométrie utilisée.

l'axe de quantification. Celle-ci est donnée figure 5.10. Tout d'abord cette distribution n'est pas centrée en zéro. En effet, par symétrie de révolution autour de l'axe de quantification, nous avons pris ici la valeur absolue de l'angle, ce qui explique que la distribution soit proche de zéro pour des angles très faibles (la formule de l'angle est : $\theta = \text{Arctan}(\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} / |\Delta z|)$). Par ailleurs la distribution nous indique que la probabilité reste assez importante pour que les atomes fassent un angle de 6-8 degrés avec l'axe de quantification, même s'ils sont distants de $6 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu à la section 4.6.1 page 112 pour ces angles-là l'effet de l'anisotropie de l'interaction est très faible. Il fait apparaître des couplages très faibles avec des branches pour lesquelles la composante $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est très faible. En conclusion nous nous attendons à ce que les angles mis en jeu dans nos expériences de spectroscopie soient insuffisants pour induire des effets visibles sur les spectres.

Intéressons-nous maintenant au second effet prévisible : l'effet mécanique du potentiel sur les atomes.

Effet mécanique du potentiel sur les atomes

Comme les courbes de potentiel ont une dépendance spatiale, l'interaction dipôle-dipôle résulte en une force données par $\mathbf{F} = -\mathbf{grad}V_{dd}$. Nous étudions ici deux effets possibles de cette force : d'une part une modification des propriétés de capture de l'atome dans les pinces optiques, et d'autre part un élargissement des spectres d'excitation sous l'effet du mouvement induit par la force.

Etudions tout d'abord l'effet sur le piégeage : nous nous attendons à ce que l'interaction facilite la perte des atomes et donc joue en notre faveur pour ce qui est de la détection du potentiel d'interaction. En effet prenons l'exemple de la branche répulsive. A $6 \mu\text{m}$ sa pente locale donnée par les résultats de nos calculs est d'environ $5 \text{ MHz}/\mu\text{m}$. Pour se donner une idée, ceci représente 2500 fois la force gravitationnelle, ou encore c'est 100 fois plus faible que la force longitudinale de confinement dans les pinces lorsque l'atome est dans le niveau $5s_{1/2}$. Nous pouvons calculer le déplacement induit par cette force pendant la durée de vie des deux atomes dans l'état de Rydberg. Cette durée de vie se déduit de la durée de vie d'un seul atome par $1/\tau = 1/\tau_A + 1/\tau_B$ ce qui nous donne une durée de vie de l'état à deux atomes de $\tau = 46 \mu\text{s}$. Sur ce temps-là, le déplacement des atomes vaudrait environ $25 \mu\text{m}$ en considérant la force constante (ce qui n'est évidemment pas le cas sur cette échelle de distances). De plus pour un atome dans l'état de Rydberg le potentiel créé par le piège dipolaire n'est pas piégeant. Nous concluons que les effets mécaniques sur les atomes favorisent la perte des atomes puisque les pinces optiques ne les piègent pas et que l'interaction leur imprime un grand déplacement. Un raisonnement analogue sur la branche attractive nous conduit aux mêmes conclusions.

Pour l'élargissement des raies de spectroscopie, nous regardons cette fois-ci le décalage du niveau d'énergie vu par le système à deux atomes en cours d'impulsion laser. Nous verrons que nous utilisons un temps d'excitation de l'ordre de 120 ns. Sur cette durée, et pour la branche répulsive, nous calculons que l'atome se déplace d'une distance sub-nanométrique sur la durée de l'impulsion et sous l'effet de la force d'interaction dipôle-dipôle. L'effet d'élargissement qui en résulterait est donc complètement négligeable et n'impacte pas nos mesures. C'est donc bien la distribution en positions des atomes dans les pinces optiques qui présente la contrainte la plus forte notre capacité à mesurer une raie de double excitation contrastée.

Finalement en conclusion de tous ces éléments, nous nous attendons à ce que les signaux de spectroscopie de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ nous

donnent deux branches, la branche attractive et la branche répulsive. Les signaux devraient être élargis et avoir un contraste diminué à cause de la répartition aléatoire des atomes dans la pince. Cet effet, d'après les résultats du calcul des courbes de potentiel section 4.6, devrait être plus prononcé sur la branche attractive qui présente deux caractéristiques importantes : d'une part la pente de la courbe de potentiel est plus importante que celle de la branche répulsive, d'autre part la raie elle-même devrait être plus large car l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ a plus de couplages, notamment dans la région comprise entre 5 et 6 μm . Pour ce qui est des états $|ns_{1/2}, m_j = 1/2\rangle \otimes |ns_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$, nous avons indiqué sur la figure 4.11 une région pour laquelle la pente des courbes de potentiel est inférieure à la limite pour laquelle le contraste des raies de double excitation diminue. Ceci nous montre que pour mesurer ces courbes de potentiel, avec un décalage d'énergie appréciable (c'est-à-dire typiquement supérieur à la fréquence de Rabi de l'excitation), nous devons utiliser des états de nombre quantique principal supérieur à 65. Voyons à présent ce que donnent les résultats expérimentaux de nos trois stratégies.

5.3.2 Spectroscopie par excitation à quatre photons

Le schéma d'excitation à quatre photons est présenté figure 5.11. Tous les lasers sont envoyés simultanément, et nous modifions la fréquence du laser à 795 nm, $F = 1$. Ce schéma pose quelques difficultés intrinsèques, néanmoins surmontables :

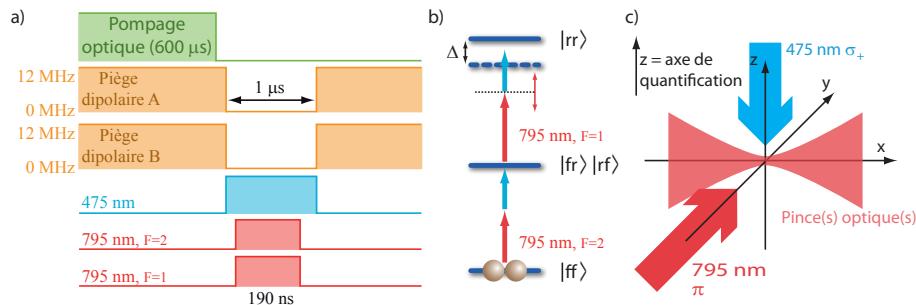


FIGURE 5.11 – Séquence expérimentale pour l'excitation à quatre photons.
a) Séquence : La durée de l'impulsion doit être choisie en fonction des branches que nous souhaitons mesurer. b) Schéma des niveaux atomiques : La fréquence du laser à 795 nm, $F = 1$ est le paramètre à modifier pour effectuer la mesure. c) Rappel de la configuration géométrique des lasers. Note : bien qu'appelé "laser à 795 nm, $F = 1$ ", le second laser a une fréquence proche du laser à 795 nm, $F = 2$.

- Tout d'abord la population dans les états propres des différentes branches du potentiel de l'état couplé par les lasers, le $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, n'est pas identique partout. Cela signifie que nous ne pourrons pas obtenir une impulsion π (qui maximise le contraste de la raie) pour chaque branche avec la même durée d'impulsion laser. Deux approches sont possibles : ou bien nous pouvons utiliser une durée d'impulsion qui réalise un compromis sur les

différentes branches, ou bien nous effectuons plusieurs jeux de mesures avec des durées d'impulsion différentes.

- Le second point est que dans les transitions multi-photons les états atomiques subissent des déplacements lumineux sous l'effet des champs lasers. Les positions des raies telles que nous les mesurons sont alors décalées par rapport à leur position dans les expériences de blocage puisque nous avons alors un laser supplémentaire. Comme nous avons mesuré les déplacements lumineux avec la transition à deux photons vers l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ sur un atome, nous pouvons calculer les déplacements lumineux effectifs et corriger la position des raies mesurées.

En revanche il existe une difficulté supplémentaire que nous ne pouvons pas résoudre sur notre expérience : les deux faisceaux lasers ayant la même polarisation, étant asservis en phase, et étant superposés, ils interfèrent. Ceci n'est pas le cas par exemple lorsque nous effectuons des transitions Raman pour lesquelles les deux faisceaux laser ont des polarisations orthogonales. Mais pour cette expérience le problème se pose. Est-ce si grave que ça ? La réponse est oui. En effet, d'après nos calculs théoriques nous nous attendons à ce que les courbes de potentiel à deux atomes soient décalées, en ordre de grandeur, d'une dizaine de MHz. Ceci signifie qu'à résonance la fréquence du laser à 795 nm, $F = 1$ sera différente de celui à 795 nm, $F = 2$ d'une dizaine de MHz, donc que la période du battement entre les deux lasers sera de l'ordre de la durée de l'impulsion π . Etant donné que nous déclenchons l'expérience sur la présence des atomes, qui n'est pas synchronisée avec le battement entre les lasers, l'impulsion sera déclenchée aléatoirement sur un battement avec interférence constructive ou interférence destructive. Ceci revient à tenter d'effectuer une oscillation de Rabi avec une fluctuation d'intensité de 100 % où le contraste de l'oscillation chute dramatiquement.

Des simulations par résolution des équations de Bloch optique sans amortissement nous confirment l'existence de deux régimes pour ce type de transitions où les lasers peuvent interférer : Appelons Δ la différence de fréquence des lasers requise pour que le système soit à résonance sur la transition atomique et appelons Ω la fréquence de Rabi associée à la transition à quatre photons sans interférence. Dans le cas où la résonance $\Delta \gg \Omega$, alors l'impulsion est longue devant la période de battement des lasers. La puissance lumineuse reçue par les atomes est moyennée sur la durée de l'impulsion, et la phase du battement a très peu d'influence : nous obtenons, d'après les simulations, une oscillation de Rabi à la fréquence $\Omega/2$ avec un contraste maximal. Le cas où $\Delta \ll \Omega$ est un régime où la durée de l'impulsion est très inférieure à la période de battement. Dans ce cas-là, la phase du battement est alors le paramètre important sur lequel se joue l'oscillation. Enfin, la simulation nous indique que nous passons de ce régime au premier régime où la phase perd son importance lorsque Δ devient supérieur à 20Ω environ.

Expérimentalement nous ne pouvons pas nous placer dans le régime idéal où $\Delta \gg \Omega$. En effet le seul paramètre sur lequel nous pouvons jouer est la fréquence de Rabi, en diminuant la puissance des faisceaux lasers. Or ceci impliquerait alors que la transition ait lieu sur une durée de l'ordre de la microseconde. Sur une telle

durée, nous faisons face au problème de perte de l'atome d'une part (car nous coupions les pinces optiques sur la durée de l'excitation, et à $70 \mu\text{K}$ les atomes commencent à quitter la zone de piégeage), et d'autre part nous ne sommes pas capables d'effectuer efficacement les transitions atomiques sur de telles échelles de temps, comme nous pouvons le voir à travers la baisse de contraste des oscillations de Rabi présentées à la figure 3.20.

Nous avons donc opté pour d'autres stratégies pour réaliser la spectroscopie des potentiels d'interaction dipôle-dipôle qui sont présentées ci-après.

5.3.3 Spectroscopie par blocage de Rydberg

Ce schéma de spectroscopie repose sur le blocage de Rydberg pour préparer le système dans l'état $1/\sqrt{2}(|fr\rangle + |rf\rangle)$ dans un premier temps, puis à partir de cet état nous sondons les potentiels d'interaction avec une seconde impulsion comme présenté sur la figure 5.12. La durée utilisée pour cette seconde impulsion, si l'état doublement excité n'était pas mélangé à d'autres états, devrait être identique à la durée de la première impulsion. Etant donné que les branches du potentiel d'interaction sont des états mélanges, le couplage est nécessairement plus faible ce qui devrait nous conduire à des durées d'impulsion plus longues. Dans un premier temps, ne connaissant pas exactement la force de ce couplage, nous avons pris des durées identiques pour les deux impulsions. Une limitation à cette stratégie

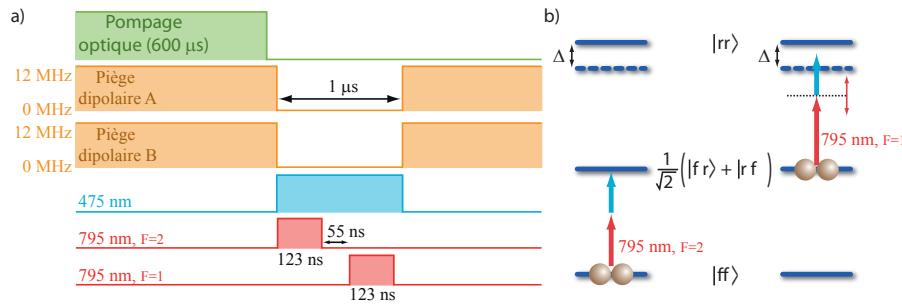


FIGURE 5.12 – Séquence expérimentale pour la spectroscopie par blocage de Rydberg. a) Séquence. b) Schéma d'excitation. La première impulsion réalise une expérience de blocage de Rydberg, produisant ainsi l'état $1/\sqrt{2}(|fr\rangle + |rf\rangle)$. La seconde impulsion vient sonder l'interaction en réalisant un couplage avec la composante $|rr\rangle$ des différentes branches du potentiel. Pour les expériences dont nous présentons les résultats nous avons utilisé des durées d'impulsions identiques.

est qu'elle ne peut fonctionner qu'à condition que nous observions du blocage, c'est-à-dire qu'elle ne nous permettra pas d'observer le comportement asymptotique des courbes de potentiel pour des distances entre atomes supérieures au rayon de blocage de Rydberg.

Pour cette expérience, nous avons observé les deux branches du potentiel d'interaction telles que prédites par nos calculs théoriques. Cependant, ces deux branches n'ont pas pu être observées simultanément par le même jeu de mesures : pour certaines mesures nous observons la branche répulsive du potentiel, et pour d'autres c'est la branche attractive qui a été mise en évidence comme nous allons le voir ci-après. Les raisons pour lesquelles nous observons ce changement ne sont pas comprises.

Branche attractive

Nous avons réalisé l'expérience pour une distance de $6 \mu\text{m}$ entre les atomes, puis pour une distance de $5,4 \mu\text{m}$. La puissance du laser bleu à 475 nm est de 70 mW , et la puissance des deux faisceaux lasers à 795 nm est de $1,6 \text{ mW}$. La durées des impulsions utilisées est de 123 ns pour chacun des lasers, sachant que nous avons mesuré une durée de 175 ns pour l'impulsion π à un atome. La fréquence du laser à 795 nm , $F = 1$ est réglée par l'asservissement en phase avec le laser à 795 nm , $F = 2$ en modifiant la fréquence du battement. La figure 5.14 présente les résultats pour les expériences aux deux distances. Nous avons représenté en rouge la probabilité

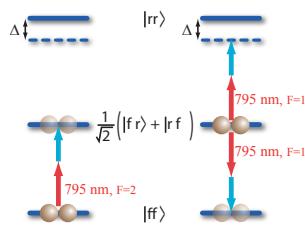


FIGURE 5.13 – Schéma d'excitation pour une différence nulle entre les fréquences des deux lasers à 795 nm .

de recapture des deux atomes en fin de séquence. Nous observons une raie pour une différence de fréquence nulle entre les deux lasers. Ceci est normal puisque ceci revient à faire se succéder deux impulsions π , bien qu'elles aient été réalisées par deux lasers différents (voir figure 5.13). Nous nous attendons à ce que les deux atomes soient redescendus dans l'état fondamental et soient donc recapturés. La présence de ce pic central est donc bien comprise. L'écart type est mesurée à $\sigma = 2,9 \text{ MHz}$, c'est donc la largeur minimale à laquelle nous nous attendons pour les raies du potentiel d'interaction. Nous avons représenté en noir et en bleu la probabilité de perte simultanée des deux atomes, que nous interprétons comme étant le signal que les deux atomes ont été excités dans un état de Rydberg. Nous observons la branche attractive du potentiel d'interaction. Pour une distance entre les atomes de $6 \mu\text{m}$ la raie est centrée à $(-18,6 \pm 0,7) \text{ MHz}$ et d'écart type $(10,2 \pm 0,8) \text{ MHz}$; et pour une distance de $5,4 \mu\text{m}$ son centre est situé à $(-31,2 \pm 2,2) \text{ MHz}$ et d'écart type $(19,2 \pm 4,0) \text{ MHz}$. Ces positions des raies correspondent aux valeurs

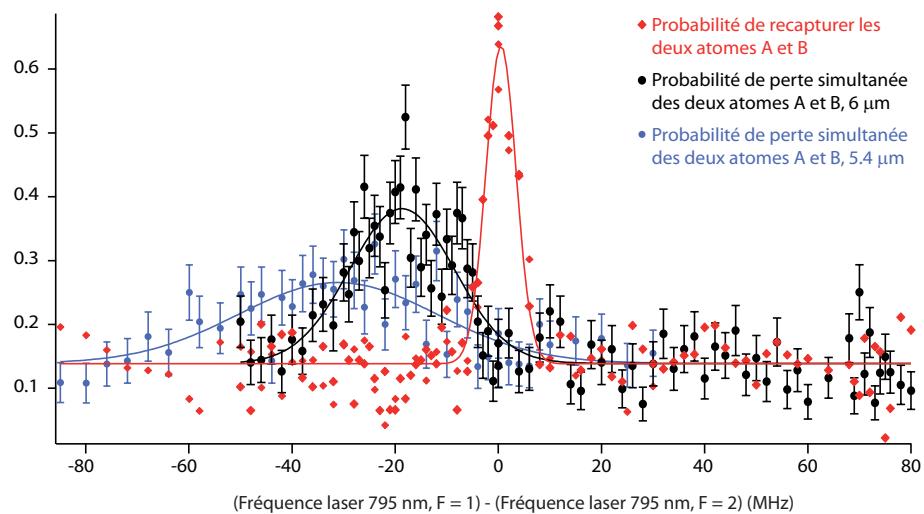


FIGURE 5.14 – Probabilités de double excitation vers un état de Rydberg.
La courbe rouge est la probabilité de recapturer les deux atomes, elle présente un maximum pour une différence de fréquence nulle entre les deux lasers. Les courbes noire et bleue donnent la probabilité de perdre simultanément les deux atomes, l'une pour une séparation de 6 μm entre les pinces, l'autre pour une séparation de 5,4 μm . Ces pertes indiquent la position des courbes de potentiel d'interaction entre les deux atomes. Les barres d'erreurs données ici viennent des fluctuations statistiques de la mesure.

auxquelles nous nous attendons d'après nos calculs théoriques. D'autre part nous observons que les raies sont très larges. Ceci se comprend en partie par le fait que, dans nos calculs du potentiel, l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est couplé à d'autres états par des croisements évités qui ont pour effet ici d'élargir le spectre d'excitation. Cette interprétation explique bien l'allure de la courbe pour $6 \mu\text{m}$. En revanche la largeur mesurée de la courbe à $5,4 \mu\text{m}$ est trop importante pour que cet effet soit le seul effet qui entre en jeu. Par ailleurs, une interprétation par la convolution de la largeur de la raie avec la distribution de position des atomes peut expliquer une largeur d'écart type $\sigma = (5,9 \pm 0,4) \text{ MHz}$ ce qui est encore insuffisant comparé aux $(19,2 \pm 4,0) \text{ MHz}$ mesurés. Les autres effets, comme l'angle entre l'axe inter-atomique et l'axe de quantification, ou bien la présence de champ électrique parasite ne se traduisent pas d'après notre modèle en un élargissement de la raie. Au final, nous pouvons dire que nous comprenons bien le déplacement de la position des raies observées, et que nous pouvons expliquer une partie de leur élargissement, mais que tous les effets n'ont pas été explicités.

Branche répulsive

Nous avons également pu mettre en évidence la branche répulsive du potentiel d'interaction. Dans cette expérience nous avons utilisé 20 mW dans le laser bleu à

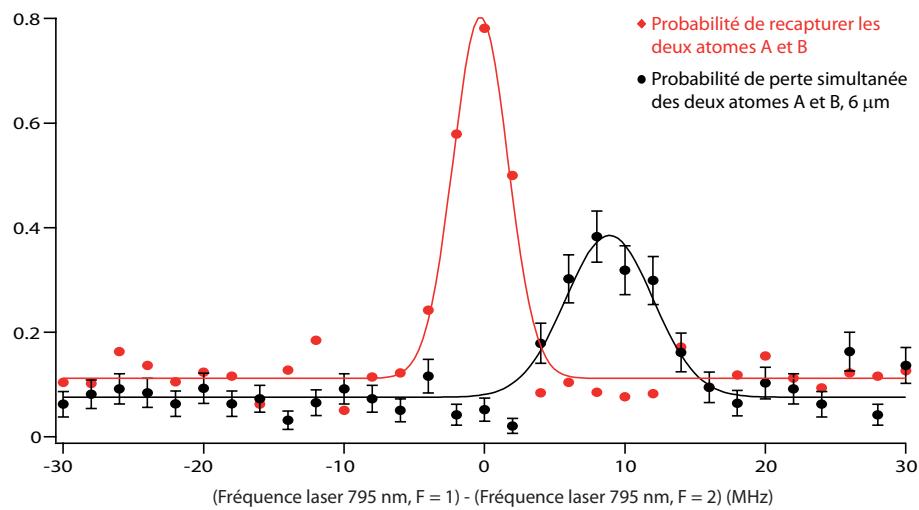


FIGURE 5.15 – Probabilités de double excitation vers un état de Rydberg. La courbe rouge est la probabilité de recapturer les deux atomes, elle présente un maximum pour une différence de fréquence nulle entre les deux lasers. La courbe noire donne la probabilité de perdre simultanément les deux atomes pour une séparation de $6 \mu\text{m}$ entre les pinces. Ces pertes indiquent la position des courbes de potentiel d'interaction entre les deux atomes. Les barres d'erreurs données ici viennent des fluctuations statistiques de la mesure.

475 nm (fréquence de Rabi associée : 28,4 MHz) et 1,8 mW pour les deux faisceaux lasers à 795 nm (fréquence de Rabi associée : 137,7 MHz). La durée des impulsions est de 185 ns pour les deux impulsions, ce qui correspond à une impulsion π pour le blocage, et la distance des atomes est de 6 μm . Le résultat de l'expérience est donné dans la figure 5.15 où nous observons une raie à $(8,9 \pm 0,3)$ MHz qui est la position attendue. La largeur de cette raie est mesurée être d'écart type $\sigma = (3,1 \pm 0,3)$ MHz, ce qui correspond à la largeur attendue compte tenu de la distribution en positions des atomes et de la largeur de la raie centrale de redescente vers le fondamental, mesurée être de $(1,9 \pm 0,1)$ MHz. Dans cette expérience la branche attractive du potentiel d'interaction n'a pas été observée.

Pourquoi une seule des deux branches ?

Le fait que nous n'observons qu'une seule des deux branches à la fois est surprenant. Une première possibilité à laquelle nous pouvons penser est que nous avons mal choisi la durée de la seconde impulsion laser. En effet, l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ se décompose sur les deux branches du potentiel d'interaction, et par conséquent le couplage vers ces branches pourrait être non seulement plus faible que prévu, mais aussi il est différent sur chaque branche. Il suffirait alors d'allonger la durée de la seconde impulsion pour compenser la diminution du couplage. Nous avons réalisé deux expériences pour tester cette possibilité. La première consiste à réaliser l'expérience de spectroscopie décrite ci-dessus (section "Branche répulsive") en modifiant la durée de la seconde impulsion : nous avons doublé sa durée, passant de 185 ns à 370 ns. Dans ces conditions, nous nous attendons à ce que la mesure de recapture des deux atomes soit nulle, même pour une différence de fréquence entre les deux lasers nulle : en effet dans ce cas ceci revient à réaliser une impulsion 3π entre l'état fondamental et l'état $1/\sqrt{2}(|fr\rangle + |rf\rangle)$ qui ne laisse aucune paire d'atome dans l'état fondamental. Par ailleurs, nous nous attendons à ce que l'amplitude de la raie de double excitation soit modifiée, et qu'éventuellement la branche attractive apparaisse. La figure 5.16 a) présente les résultats de cette spectroscopie : la branche attractive n'est pas apparue, et l'amplitude de la raie de la branche répulsive est restée à l'identique. En revanche le signal de recapture des deux atomes se comporte comme nous l'attendons. Face à ce résultat nous avons tenté une seconde expérience qui doit nous indiquer la bonne durée d'impulsion à utiliser : nous avons tenté une oscillation de Rabi sur l'une des branches. Nous avons utilisé 56 mW de laser bleu à 475 nm (fréquence de Rabi associée : 46,5 MHz) et 2,16 mW pour les deux faisceaux lasers à 795 nm (fréquence de Rabi associée : 145,0 MHz). La durée de l'impulsion π pour l'excitation collective est de 110 ns, et la raie doublement excitée a été mesurée être à -12 MHz avec une amplitude maximale de 57 %. Nous avons donc réglé la fréquence du second laser à 795 nm pour être à résonance sur cette raie, et nous avons modifié la durée de la seconde impulsion. Les résultats de cette expérience sont donnés sur la figure 5.16 b). Cette courbe nous montre que nous ne parvenons pas à effectuer des oscillations de Rabi vers l'état doublement excité. Le fait que la

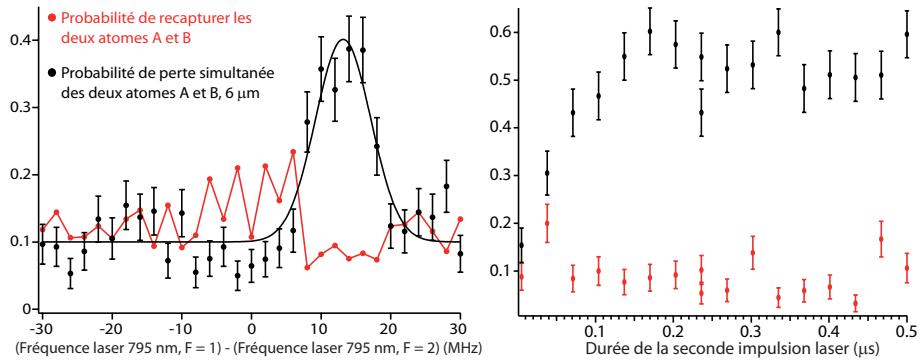


FIGURE 5.16 – **Influence de la durée de la seconde impulsion.** *a)* Spectroscopie réalisée en doublant la durée de la seconde impulsion, réalisée immédiatement après celle de la figure 5.15. *b)* "Oscillation de Rabi" réalisée sur la branche attractive (lors d'un autre jeu de données que dans *a*)). Les barres d'erreur sont statistiques.

probabilité de double pertes des atomes sature explique pourquoi sur l'expérience de la figure 5.16 a) le contraste n'ait pas augmenté en modifiant la durée de la seconde impulsion. L'origine du comportement de l'oscillation de Rabi n'est pas bien comprise : s'il s'agit d'un amortissement des oscillations cela signifierait que la durée de vie de l'état de Rydberg serait bien plus faible que la centaine de microsecondes que nous avons calculé. Une autre possibilité serait la présence d'un mécanisme de pertes des atomes qui aurait lieu avant de pouvoir redescendre les atomes dans l'état $1/\sqrt{2}(|fr\rangle + |rf\rangle)$, mais les calculs de l'effet mécanique du potentiel d'interaction prédisent un déplacement inférieur au nanomètre sur cette échelle de temps, ce qui signifie qu'il faut chercher une autre origine aux pertes observées.

Par ailleurs nous avons cherché à comprendre d'où pourrait provenir le changement de position des raies que nous observons, c'est-à-dire le fait que d'un jour sur l'autre nous observons tantôt la branche répulsive, tantôt la branche attractive. Le fait que la position des raies fluctue de façon aussi brutale ne semble explicable que par la présence de champ électrique résiduel fluctuant. Ce champ électrique doit être très faible car nous avons vu que pour un champ électrique supérieur à 100 mV/cm le déplacement des états à un atome par effet Stark est tel que la résonance de Förster disparaît et l'interaction devient quasi-nulle pour des distances microscopiques telles que dans notre étude. Cependant nos calculs théoriques ne nous permettent pas de donner d'explication au changement de raie observée.

Nous avons toutefois noté un fait expérimental, qui mériterait d'être étudié plus intensément si seulement nous pouvions reproduire de façon déterministe nos mesures : nous avons remarqué que lorsque le blocage de Rydberg est particulièrement bon, c'est-à-dire que le taux de double excitation est proche de 5 % plutôt que de 10 – 15 %, alors nous observons la raie répulsive. Autrement c'est la raie attrac-

tive que nous observons. Nous cherchons encore à expliquer cette corrélation entre blocage et raie observée.

5.3.4 Spectroscopie par adressabilité des excitations

La troisième stratégie que nous avons mise en œuvre pour mesurer les potentiels d'interaction est de réaliser l'excitation sélective d'un premier atome dans l'état de Rydberg, puis de réaliser la spectroscopie des états de l'autre atome. La première étape consiste donc à exciter l'atome A dans l'état de Rydberg. Nous profitons du fait que les pinces optiques créent un déplacement lumineux de l'état fondamental pour "protéger" l'atome B de l'excitation. Nous réalisons donc l'expérience avec des pinces optiques ayant une profondeur de 25 MHz et nous réglons la fréquence du laser bleu à 475 nm pour être à résonance sur la raie de Rydberg lorsque la pince optique est coupée. Un exemple de courbe montrant comment nous effectuons ce réglage est donné au chapitre 2 dans la figure 2.13. Pour la seconde impulsion nous coupions la pince optique sur l'atome B pour réaliser la spectroscopie de ses niveaux, tandis que nous protégeons l'atome A en allumant sa pince optique de sorte que les lasers ne soient plus à résonance pour cet atome. La figure 5.17 synthétise la séquence expérimentale utilisée.

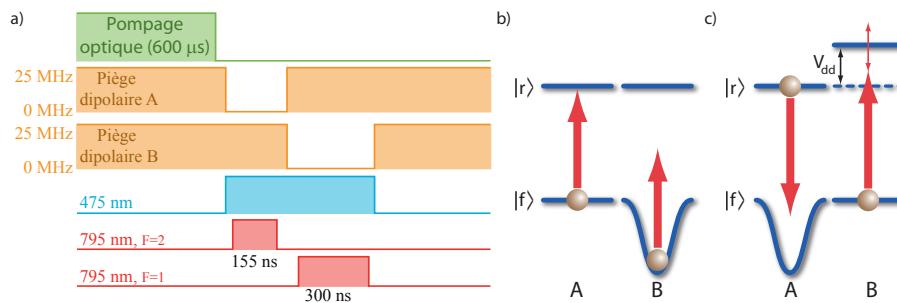


FIGURE 5.17 – Séquence expérimentale utilisée pour l'expérience de spectroscopie par adressabilité. La première impulsion prépare l'atome A dans l'état de Rydberg comme illustré sur le schéma d'excitation b). Puis la seconde impulsion vient sonder le potentiel d'interaction sur le second atome selon le schéma d'excitation c). La durée de la seconde impulsion est prise plus longue qu'une impulsion π à un atome car le couplage vers les potentiels d'interaction est plus faible.

Notons qu'avec ce schéma expérimental il existe une plage de fréquences "interdites", pour lesquelles les lasers sont à résonance sur la transition entre le fondamental et l'état de Rydberg de l'atome dans la pince optique : dans cette situation la seconde impulsion est susceptible de redescendre l'atome A vers le fondamental et alors nous ne sommes plus en mesure de sonder l'interaction entre les atomes. Cette plage interdite se situe pour une différence de fréquence entre les deux lasers égale à la profondeur du piége dipolaire, et a pour largeur la largeur de l'excitation à un atome. Comme nous attendons une branche répulsive à environ 10 MHz pour

des atomes distants de $6 \mu\text{m}$, nous prenons 25 MHz de profondeur de piège pour que le signal attendu se trouve dans une zone où l'atome A reste dans l'état de Rydberg. Pour rendre accessible à l'expérience cette plage de fréquence il est très simple d'ajouter 10 MHz à la profondeur du piège, car nous avons mesuré que la qualité du pompage optique était supérieure à 95 % jusqu'à ces valeurs-là de profondeur de piège.

Un autre inconvénient de ce schéma expérimental est que les atomes sont plus chauds que dans le cas de la spectroscopie par blocage de Rydberg. En effet, les pinces étant plus profondes, le refroidissement adiabatique y est moins important. Nous nous attendons donc à ce que les raies soient plus élargies et moins contrastées.

En revanche le point intéressant est qu'il est possible de post-sélectionner les expériences : en effet ici nous cherchons à ce que l'atome A soit dans l'état de Rydberg. Or l'excitation vers l'état de Rydberg n'étant pas efficace à 100 % nous réalisons des expériences pour lesquelles cet atome n'a pas été excité. Nous pouvons augmenter le rapport signal sur bruit en mettant de côté les mesures pour lesquelles nous recapturons l'atome A en fin de séquence car s'il était dans l'état de Rydberg nous devrions l'avoir perdu. Nous ne pouvions effectuer ce type de post-sélection dans la spectroscopie par blocage de Rydberg car dans ce cas là les deux atomes avaient une probabilité non nulle d'être dans l'état fondamental, tandis que dans le cas qui nous intéresse ici nous savons que l'atome A doit être dans l'état de Rydberg.

Les résultats de l'expérience réalisée pour un laser bleu à 475 nm ayant une fréquence de Rabi associée de 48,1 MHz, et les deux lasers à 795 nm ayant des fréquences de Rabi associée de 96,9 MHz sont donnés dans la figure 5.18. Dans ce graphe, chaque point est post-sélectionné, c'est-à-dire que c'est la moyenne de 100 expériences pour lesquelles nous sommes sûrs que l'atome A a été perdu en fin de séquence. Nous observons une raie centrée à $(-33, 3 \pm 1, 6)$ MHz avec un écart-type de $(23, 6 \pm 2, 3)$ MHz. Ni la position, ni la largeur de cette raie ne sont comprises dans nos modèles. Par ailleurs, nous observons une raie sur une seule branche tout comme c'était le cas pour la spectroscopie par blocage.

5.4 Conclusion

Nous avons été capables de mesurer l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes dans des états de Rydberg, et les positions des courbes de potentiel que nous mesurons sont conformes aux positions que nous avons calculées. La technique qui a le mieux fonctionné est d'utiliser le blocage de Rydberg comme première étape avant de réaliser l'excitation des deux atomes. Ces expériences ont pu réussir car les fluctuations d'angle et de distance des atomes sont suffisamment faibles pour que puisse être observé le phénomène de blocage dipolaire, et pour que les courbes de potentiel d'interaction soient bien définies. L'une des difficultés auxquelles nous nous attendions sur notre expérience est éventuellement le fait que nos atomes sont "relativement" chauds et donc leur distribution spatiale se serait traduit par un élargissement des raies d'interaction, mais expérimentalement ce n'est pas le facteur

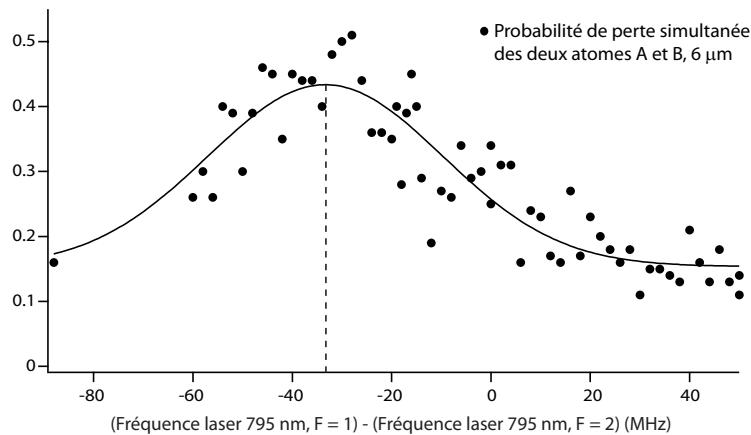


FIGURE 5.18 – Mesure du potentiel d’interaction par adressabilité.

qui a été le plus limitant. De plus ceci est une limite purement technique puisqu'il est théoriquement assez facile de gagner un facteur 10 sur la température des atomes.

L'une des surprises que nous avons eues est que nous n'avons jamais pu observer simultanément les courbes de potentiel répulsives et attractives avec le même jeu de données expérimentales. Certes nous pouvons nous attendre à une différence entre les courbes puisque les coefficients de couplage dépendent de la population de l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \otimes |58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ dans chacune des branches, toutefois nous devrions observer les deux branches, en particulier si nous changeons la durée des impulsions excitatrices. Or expérimentalement nous n'avons rien obtenu de concluant en faisant cette modification. L'une des difficultés est que nous manquons de contrôle, probablement sur le champ électrique, pour pouvoir rendre la mesure des raies fiable d'un jour sur l'autre. Par ailleurs, nous aurions aimé pouvoir tester plus de paramètres, en particulier pour le champ magnétique, afin de comparer nos résultats aux prédictions de nos calculs. Il nous est cependant impossible de tester un champ de +5 G ou de +9 G car alors le pompage optique qui nous permet de préparer les atomes est beaucoup moins efficace.

Enfin ce que montrent nos résultats est que l'utilisation des interactions dipôle-dipôle dans le cadre de l'information quantique nécessite une contrôle important de tous les paramètres expérimentaux. L'effet le plus simple est celui du champ électrique : sous l'effet Stark les niveaux se déplacent et nous perdons le caractère résonnant de la transition utilisée, ce qui annihile l'interaction à longue distance. Un autre effet, moins évident, est celui du champ magnétique : en déplaçant les niveaux par effet Zeeman il est possible d'introduire de nouveaux couplages qui ont pour effet de diminuer l'énergie d'interaction. Sans de tels contrôles, les expériences d'information quantique qui visent à mettre à profit un décalage précis d'énergie sous l'effet de l'interaction, comme les portes de phases telles que décrites par Jaksch *et*

al. [Jaksch *et al.* 2000] seront extrêmement difficiles à réaliser, voire vouées à l'échec si nous employons des états tels que le $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Seuls les schémas pour lesquel le décalage n'a pas besoin d'être précis, mais doit être supérieur à un seuil, pourront aboutir, par exemple le blocage de Rydberg. C'est pourquoi sur notre expérience nous avons pu mettre en œuvre une porte d'intrication comme nous le présentons dans le chapitre suivant, car ce schéma ne repose pas sur la connaissance précise des potentiels d'interaction.

CHAPITRE 6

Application : Intrication déterministe d'atomes neutres

Sommaire

6.1	Créer un état intriqué en utilisant le blocage	148
6.2	Transition $58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow 5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$	150
6.3	Critère d'intrication	152
6.4	Intrication et mesure de fidélité	153
6.4.1	Séquence expérimentale complète	153
6.4.2	Problème de la mesure	155
6.4.3	Détermination de la fidélité de l'opération d'intrication	158
6.4.4	Détermination de la fidélité sur les paires d'atomes restantes	161
6.4.5	Analyse du signal de parité $\Pi(\theta)$	162
6.5	Influence de la température	165
6.6	Conclusion	167

S'il y a bien une étrangeté qui a suscité de nombreux débats dans la construction de la théorie quantique, c'est le phénomène d'intrication qui lie le destin de systèmes physiques même si ceux-ci se séparent à des distances infinies. Mais au delà du sentiment d'étrangeté que l'intrication peut susciter, les physiciens cherchent maintenant à en obtenir quelque chose d'utile. Par exemple le phénomène d'intrication est au cœur du traitement quantique de l'information ; nous le trouvons dans la communication, la cryptographie, ou encore les portes logiques et les algorithmes de calcul. Seulement pour obtenir de l'intrication, il est nécessaire d'avoir, à un moment donné, une interaction dans le système. C'est la raison pour laquelle il est difficile d'intriquer des atomes neutres car leur interaction est faible. Ainsi, toute l'idée pour obtenir de l'intrication réside dans le fait d'exacerber, même temporairement, l'interaction entre les atomes. Par exemple l'interaction peut être médiée par l'intermédiaire d'une cavité Fabry-Perot de très grande finesse : un premier atome émet un photon dans la cavité avec une probabilité 1/2, puis un second atome entre dans la cavité et interagit avec le photon s'il est bien là. Le photon joue le rôle d'intermédiaire de l'interaction entre atomes. De cette idée est née l'expérience de S. Haroche qui a donné lieu à la première démonstration d'intrication pour des atomes neutres dans des états de Rydberg [Hagley *et al.* 1997], puis à l'élaboration d'un protocole d'intrication utilisable pour la mise en œuvre d'une porte de phase [Rauschenbeutel *et al.* 1999]. Une

autre façon de procéder est de forcer deux atomes à entrer en collision. Ainsi, en utilisant des collisions en ondes s dépendant du spin, le groupe de E.Bloch a réalisé des états *cluster* où chaque atome d'un réseau optique est intriqué avec tous ses voisins d'une même rangée [Mandel *et al.* 2003]. C'est la même idée d'activer l'interaction entre atomes qui anime notre expérience, mais cette fois-ci cela se passe en excitant les atomes dans un état de Rydberg. Cette interaction a vocation à rester temporaire, car elle peut être source de décoherence. Elle présente par ailleurs le très grand avantage d'être "à la demande", comme les expériences menées par S. Haroche ou par I. Bloch, et elle a une portée à grande distance.

Nous présentons dans ce chapitre l'expérience qui nous a permis d'intriquer deux atomes, neutres, en utilisant le blocage de Rydberg pour les états $|58d_{3/2}\rangle$. Ces résultats ont été obtenus et présentés également pendant la thèse d'A. Gaëtan [Gaëtan 2009] et peuvent être trouvés dans [Wilk *et al.* 2010] ainsi qu'une analyse dans [Gaëtan *et al.* 2010]. Nous aborderons d'abord le protocole expérimental, suivi d'une présentation des mesures obtenues. Nous verrons ensuite les outils utilisés pour analyser l'état intriqué obtenu, en particulier nous regarderons de plus près l'influence des pertes. Enfin nous étudierons l'influence du mouvement des atomes sur l'opération d'intrication.

6.1 Créer un état intriqué en utilisant le blocage

Le blocage conduit naturellement à un état de Dicke très proche d'un état intriqué. Malheureusement, comme nous l'avons vu section 5.2.3, nous ne contrôlons pas complètement la phase relative des deux parties de la superposition car d'une expérience à une autre la position des atomes dans les pinces optiques est aléatoire. Nous insistons sur le fait que pour une réalisation expérimentale la phase est fixée, ce qui va nous permettre de mettre en œuvre une technique pour supprimer ce terme de phase. L'idée est alors la suivante : puisque la phase spatiale des lasers est "imprimée" sur l'état produit, il suffit d'appliquer une "impression inverse", c'est-à-dire qu'il suffit de compenser les termes de phase $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ par des termes de phase $e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$. En utilisant la partie contra-rotative du champ électrique pour effectuer une transition atomique, nous pouvons utiliser le même système laser que pour l'excitation dans l'état de Dicke. L'annulation des termes de phase n'est pas la seule motivation pour effectuer cette étape supplémentaire : les états de Rydberg n'étant pas piégés dans les pinces optiques cela signifie que nous perdons nécessairement l'information en un temps court, donné par la température des atomes. Comme nous allons le voir, l'état final obtenu après l'étape d'annulation de la phase est piégé, ce qui rend l'opération d'intrication utilisable dans le cadre du calcul quantique.

Ces considérations nous conduisent donc à imaginer un schéma d'excitation tel que présenté en figure 6.1 a). En supposant que les atomes ne bougent pas durant la séquence d'intrication, les phases spatiales des lasers se compensent

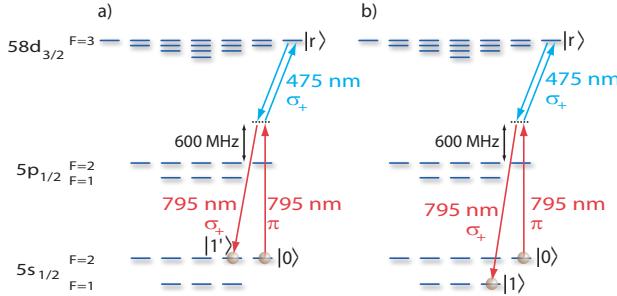


FIGURE 6.1 – Propositions de schémas d’excitation en deux étapes pour annuler le terme de phase apparaissant dans l’état intriqué. La première impulsion laser est accordée sur la transition entre l’état fondamental et l’état de Rydberg. La seconde impulsion utilise la partie contra-rotative du champ électrique oscillant et permet d’effectuer une transition vers un état du niveau fondamental. a) Schéma abandonné pour lequel la fréquence des lasers est identiques sur les deux étapes. b) Schéma pour lequel la fréquence du laser à 795 nm est différente entre les deux étapes.

parfaitement et nous devrions obtenir un état de Bell $\frac{1}{\sqrt{2}}(|01'\rangle + |1'0\rangle)$ où l’état $|0\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et l’état $|1'\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 1\rangle$. L’inconvénient de cet état est d’une part que sa mesure est très difficile car il faudrait être capable de discerner deux sous-niveaux Zeeman en utilisant un champ magnétique très important par exemple, et d’autre part pour démontrer que l’état obtenu est intriqué il faut pouvoir mettre en œuvre les techniques de mesure d’intrication, ce qui nécessite de pouvoir effectuer des rotations cohérentes de l’état (nous verrons ce point plus en détail section 6.4). Or ce dernier point n’est pas une tâche triviale non plus. En revanche, notre système de mesure utilisant la technique d’un faisceau pousseur, qui agit sur toute la multiplicité Zeeman (voir section 2.3.4), permet de discerner fidèlement les deux niveaux hyperfins du fondamental du rubidium, et nous avons montré section 3.2.1, figure 3.11 que nous étions capables de réaliser des transitions Raman entre les états $|0\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|1\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ avec une efficacité de 99%. C’est pourquoi nous avons adopté pour le schéma b) présenté sur la figure 6.1.

Intrinsèquement ce schéma d’intrication laisse un terme de phase spatiale sur l’état final. En effet la fréquence relative entre les lasers 795 nm, $F = 1$ et 795 nm, $F = 2$ est égale à la séparation spectrale des deux niveaux hyperfins, c’est-à-dire $\nu_{HF} \approx 6,8$ GHz. Il est donc important de regarder plus en détail l’état intriqué obtenu par ce schéma. Partant d’un état $|00\rangle$, l’excitation à deux photons vers l’état de Dicke produit l’état $\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|0r\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|r0\rangle)$, où $|r\rangle = |58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$, \mathbf{r}_A et \mathbf{r}_B sont les vecteurs position deux atomes,

150 Chapitre 6. Application : Intrication déterministe d'atomes neutres

et $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{795} + \mathbf{k}_{475}$ est le vecteur d'onde des faisceaux laser. Pour la seconde impulsion laser, les atomes se sont déplacés car les pièges dipolaires sont éteints durant la séquence. Ce déplacement est relié à la température des atomes. Leurs nouvelles positions sont \mathbf{r}'_A et \mathbf{r}'_B . Par ailleurs, les vecteurs d'onde de la partie contra-rotative des lasers sont $\mathbf{k}'_{475} = -\mathbf{k}_{475}$ et $\mathbf{k}'_{795} = -\mathbf{k}_{795} - 2\pi\nu_{HF}\mathbf{u}_{795}/c = -\mathbf{k}_{795} - \mathbf{k}_{HF}$. L'état du système après seconde impulsion est alors :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_B + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'_B)} |01\rangle + e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'_A)} |10\rangle \right) \\ &= \frac{e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'_A)}}{\sqrt{2}} \left(e^{-i(\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{r} + \mathbf{k}_{HF} \cdot \mathbf{r}')} |01\rangle + |10\rangle \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

où $|1\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$, $\delta\mathbf{r}$ est la variation de la position relative des atomes entre les deux impulsions, explicitement $\delta\mathbf{r} = (\mathbf{r}'_B - \mathbf{r}'_A) - (\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A)$. L'état ainsi produit dépend du mouvement des atomes par l'intermédiaire d'un terme de phase $\phi = \mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{r} + \mathbf{k}_{HF} \cdot \mathbf{r}'$ qui est formé de deux contributions : un terme lié au mouvement relatif des deux atomes $\phi_{Mov.} = \mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{r}$ et un terme qui dépend de la position relative initiale des atomes pour des atomes immobiles : $\phi_{Frozen} = \mathbf{k}_{HF} \cdot \mathbf{r}'$. Regardons les ordres de grandeur associés à chacun de ces termes. Avec la géométrie de notre expérience ϕ_{Frozen} va dépendre de la distribution radiale de position des atomes dans les pinces optiques. En effet, les faisceaux du piége dipolaire se propagent suivant la direction Ox , les faisceaux à 795 nm suivant Oy et le faisceau à 475 nm suivant Oz (voir figure 3.12 page 70), donc la phase spatiale des lasers excitateurs est invariable suivant la direction longitudinale des piéges dipolaires. L'écart type de la distribution radiale des atomes est d'environ 150 nm pour des atomes à 70 μK , que nous devons comparer à la longueur d'onde associée à la fréquence hyperfine d'environ 4,4 cm. Nous obtenons une phase $\phi_{Frozen} \approx 2,1 \cdot 10^{-5}$. D'autre part, nous pouvons estimer en se basant sur la fréquence de Rabi mesurée dans les expériences de blocage que la durée d'une séquence d'intrication durera quelques centaines de nanosecondes. Sur cette échelle de temps les atomes se déplacent sur une distance sub-nanométrique, et alors $\phi_{Mov.} \approx 2,1 \cdot 10^{-2}$. Bien que le déplacement des atomes soit bien moins important, à trois ordres de grandeur près, que la distribution des positions relatives des atomes, c'est bien l'effet de mouvement qui prédomine à cause du vecteur d'onde qui entre en jeu. Nous verrons section 6.5 quel est l'effet du mouvement des atomes sur l'état intriqué obtenu. Si nous pouvons néglier ces effets, nous obtenons un état de Bell :

$$|\psi_{Bell}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|01\rangle + |10\rangle) \quad (6.2)$$

6.2 Transition $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$

La première étape du schéma d'intrication est d'exciter l'état de Dicke. Les oscillations collectives observées dans nos expériences de blocage (voir section 5.2) nous

laisseront fortement penser que l'état obtenu par une impulsion π en est un, bien que nous n'ayons pas de mesure formelle de l'état produit. La seconde étape consiste donc à pouvoir effectuer la transition $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Pour cela nous pourrions utiliser le même faisceau laser à 795 nm que celui nous servant à l'excitation dans l'état de Rydberg si nous étions capables de décaler sa fréquence de 6,8 GHz et de modifier précisément sa polarisation en quelques nanosecondes. En pratique, il est beaucoup plus simple d'y superposer le second faisceau laser à 795 nm, $F = 1$, le même que celui nous ayant servi à effectuer des transitions Raman pour tester la qualité du pompage optique, dont le fonctionnement est décrit avec l'ensemble du système laser (voir section 3.2.4 et figure 3.14). La figure

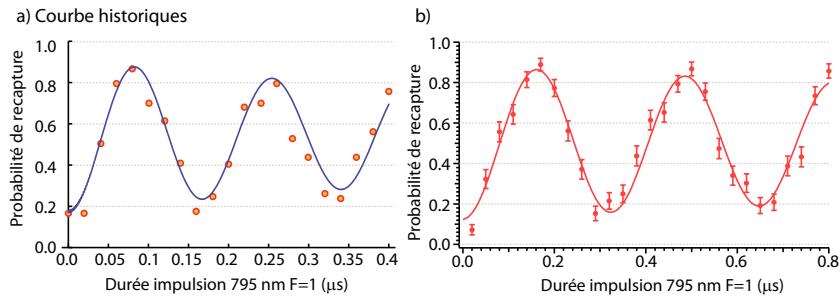


FIGURE 6.2 – Oscillations de Rabi sur la transition $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. a) Données historiques. La courbe bleue correspond au résultat attendu, obtenu par simulation de Monte-Carlo de la résolution des équations de Bloch en prenant en compte des imperfections de l'expérience. b) Avec le montage actuel nous obtenons des oscillations moins amorties et plus contrastées.

6.2 a) présente des oscillations de Rabi entre les états $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$, réalisées avec un seul atome. Tout d'abord notons que cette courbe est celle que nous avons réalisée historiquement au cours des expériences d'intrication dont nous présentons les résultats dans ce chapitre. A l'époque, le système laser avait un schéma d'asservissement différent de celui actuel présenté section 3.2.4. A. Gaëtan en fait une description exhaustive dans sa thèse [Gaëtan 2009]. La différence principale entre les deux montages est que la fréquence du laser à 475 nm était asservie relativement à la fréquence du premier laser à 795 nm, $F = 2$ via une cavité confocale balayée. Un montage électronique détectait les pics de transmission de la cavité, et délivrait une tension proportionnelle au temps nécessaire à la cavité pour balayer les pics des deux lasers. La fréquence des lasers présentait alors beaucoup plus de fluctuations qu'actuellement, c'est pourquoi la courbe bleue, montrant les résultats attendus par simulation de Monte-Carlo avec notre système de l'époque, présente un amortissement si important. Avec le nouveau système d'asservissement, nous avons été capable d'améliorer non seulement l'excitation vers l'état de Rydberg, mais également la redescente vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ comme les oscillations de la figure 6.2 b) le montrent. La seconde remarque à propos de ces courbes est la fréquence laser à utiliser pour réaliser la transition : il ne suffit pas de simple-

ment faire battre les deux lasers à 795 nm à 6,8 GHz, mais il faut prendre en compte également les déplacements Zeeman des niveaux, et les déplacements lumineux induits par les lasers lors de la transition. Notons sur ce point là que les déplacements lumineux liés à l'excitation vers l'état de Rydberg $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$, et ceux liés à la redescente vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ ne sont pas identiques à cause des coefficients de Clebsch-Gordan qui couplent les niveaux entre eux. Expérimentalement il est nécessaire de réaliser un spectre avec une impulsion π et trouver la fréquence qui maximise la probabilité de recapture de l'atome, que nous identifions comme étant une probabilité de transition vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$.

6.3 Critère d'intrication

Théoriquement l'état que nous devrions obtenir en fin de séquence d'intrication est l'état de Bell $|\psi_{Bell}\rangle = 1/\sqrt{2}(|01\rangle + |10\rangle)$. Cependant expérimentalement nous voudrions pouvoir distinguer un état de superposition, tel que l'état de Bell, d'un mélange statistique qui serait inutile dans le cadre de l'information quantique. Nous sommes donc conduits à employer le formalisme des matrices densité pour décrire l'état que nous avons obtenu expérimentalement. La question à laquelle il faut encore répondre est de savoir quel critère adopter pour démontrer que notre système est intriqué.

Historiquement le premier critère qui fut établi et permettant de discriminer sans ambiguïté qu'un système est intriqué fut la *Violation des inégalités de Bell* [Einstein *et al.* 1935] [Bell 1964]. Ce critère fut utilisé en particulier par J. F. Clauser [Freedman & Clauser 1972] puis par A. Aspect [Aspect *et al.* 1982] pour démontrer l'intrication de photons. Il repose sur des rotations locales de la base d'états, la polarisation des photons dans ce cas là. Pour des atomes, la base d'état est formée des états $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$, et la rotation s'effectue grâce à des transitions Raman qui permettent de passer continuement d'un état $|0\rangle$ à un état $|1\rangle$ et inversement.

Il existe de nombreux critères permettant de quantifier l'intrication d'un système [Vedral *et al.* 1997] [Horodecki 2001]. Souvent il s'agit d'observables spécifiques à un état particulier et appelées *témoin d'intrication*, $T = \langle \hat{T} \rangle = \text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}} \cdot \hat{T})$. Elles seront supérieures à des valeurs seuils si l'état est intriqué. En général, ces observables sont spécifiques à un état intriqué particulier [Vedral 2008], et sont utilisées souvent dans les systèmes macroscopiques.

Particulièrement adaptée au formalisme de matrice densité, la *tomographie* est une technique permettant de mesurer entièrement l'état du système. Le principe de la tomographie est simple, bien que sa mise en œuvre soit moins évidente. Généralement l'expérimentateur n'a accès qu'à des populations d'états par l'intermédiaire de mesures projectives. Ces populations se trouvent sur la diagonale

de la matrice densité. Les termes hors diagonale, parfois appelés *cohérences*, ne sont donc pas accessibles. L'idée consiste alors à transformer les cohérences en populations mesurables, et vice-versa, en utilisant un ensemble de rotations sur les états du système. En effectuant ces rotations il est possible de reconstruire la matrice densité, puis en regardant le recouvrement de l'état tomographié avec l'état théorique intriqué, il est possible de déterminer si le système est séparable ou pas. Notons que pour reconstruire intégralement la matrice densité, il faut pouvoir disposer de rotations locales de la base, tout comme pour l'inégalité de Bell.

Lorsque nous ne disposons pas de rotations locales de la base d'états, il est toujours possible d'utiliser une tomographie partielle de la matrice densité en utilisant des rotations globales de la base, c'est à dire en effectuant une rotation de la base simultanément sur les deux sous-systèmes. Ceci permet de remonter à une grandeur très souvent employée appelée la fidélité $\mathcal{F} = \langle \psi_{Bell} | \hat{\rho}_{exp} | \psi_{Bell} \rangle$. Elle est comprise entre 0 et 1 et représente le recouvrement de l'état expérimentalement obtenu avec l'état ciblé, ici l'état de Bell. Une fidélité de 1 indique que l'état produit est purement l'état de Bell. On peut montrer que si l'état obtenu expérimentalement est un état séparable, la fidélité est nécessairement inférieure à 0,5. Donc pour une fidélité comprise entre 1 et 0,5 l'état obtenu n'est pas séparable, il est donc intriqué [Sackett *et al.* 200] et il est alors possible d'appliquer un protocole de distillation quantique pour purifier l'état et obtenir un état de Bell pur.

Dans notre expérience, il est possible d'effectuer des rotations locales de la base des atomes en utilisant une transition Raman à l'aide de lasers focalisés par l'objectif MIGOU. A. Gaëtan a présenté dans sa thèse [Gaëtan 2009] des oscillations de Rabi pour de telles transitions Raman adressables, mais celles-ci présentent une efficacité inférieure à 85%, ce qui en fait un outil d'analyse assez médiocre. Nous avons donc opté pour l'utilisation des transitions Raman non adressables en utilisant les faisceaux laser à 795 nm. Nous rappelons tout simplement que pour adresser sélectivement les atomes il faut pouvoir focaliser les lasers sur une taille inférieure à la distance interatomique d'environ 3,6 μm. Nos faisceaux lasers ayant un col de 150 μm nous ne pouvons espérer adresser sélectivement les atomes. En revanche nous y gagnons en précision sur la rotation de la base qui est efficace à 99 %. Dans la suite, pour notre modélisation du système, nous supposerons que cette efficacité est de 100 %.

6.4 Intrication et mesure de fidélité

6.4.1 Séquence expérimentale complète

Elle se déroule en trois étapes : préparation de l'état initial par pompage optique, intrication par une série d'impulsions laser excitatrices, analyse de l'état obtenu par rotation Raman globales sur les deux atomes. Or l'état intriqué obtenu devrait être l'état de Bell, c'est à dire un état pour lequel les deux atomes sont dans le niveau

fondamental et sont donc piégés par les pinces optiques. Nous devons discriminer les atomes qui sont dans l'état $|0\rangle = |5s_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ de ceux dans l'état $|1\rangle = |5s_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ en utilisant le faisceau pousseur qui va expulser de la pince optique les atomes dans l'état $|0\rangle$. La figure 6.3 illustre la séquence expérimentale

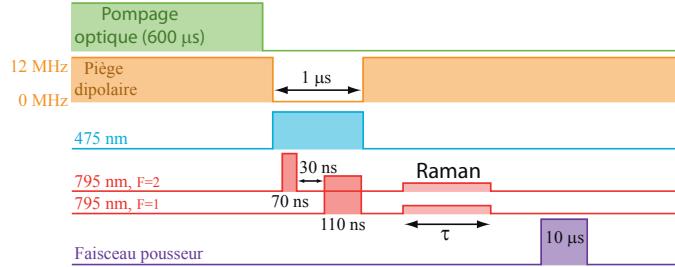


FIGURE 6.3 – Séquence d’intrication. La séquence d’intrication, qui a lieu lorsque le piège dipolaire est coupé, est précédée du pompage optique, et suivie par l’analyse. Celle-ci consiste en une rotation Raman suivie du faisceau pousseur pour distinguer les deux niveaux hyperfins du fondamental. Non représenté ici, cette séquence est suivie de la vérification de présence de l’atome par fluorescence en allumant les faisceaux de la mélasse optique.

utilisée. Après pompage optique, nous effectuons une transition à deux photons vers l'état de Dicke. La durée de l'impulsion est obtenue expérimentalement en réalisant une oscillation de Rabi à deux atomes identique à l'expérience de blocage. La durée de la seconde impulsion, qui termine le processus d'intrication, est déterminée par la fréquence de Rabi à un atome. En effet, notons schématiquement $\Omega_{r \rightarrow 1}$ la fréquence de Rabi du couplage entre l'état de Rydberg $|r\rangle$ et l'état $|1\rangle$: $\hbar\Omega_{r \rightarrow 1} = -\langle 1|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}|r\rangle$. Alors le couplage entre l'état de Dicke et l'état de Bell est alors :

$$\begin{aligned}
 \hbar\Omega &= -\langle \psi_{Bell} | \mathbf{d}_A \cdot \mathbf{E} \otimes \mathbb{I}_B + \mathbb{I}_A \otimes \mathbf{d}_B \cdot \mathbf{E} | \psi_{Dicke} \rangle \\
 \hbar\Omega &= -\frac{1}{2} (\langle 01 | + \langle 10 |) \mathbf{d}_A \cdot \mathbf{E} \otimes \mathbb{I}_B + \mathbb{I}_A \otimes \mathbf{d}_B \cdot \mathbf{E} (\langle 0r | + \langle r0 |) \\
 \hbar\Omega &= -\frac{1}{2} (\langle 01 | \mathbf{d}_B \cdot \mathbf{E} | 0r \rangle + \langle 10 | \mathbf{d}_A \cdot \mathbf{E} | r0 \rangle) \\
 \hbar\Omega &= \hbar\Omega_{r \rightarrow 1}
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Cette dernière expression nous indique donc quelle durée d'impulsion utiliser pour former l'état de Bell. Puis suivent les rotations Raman qui utilisent les mêmes faisceaux à 795 nm que ceux de l'opération d'intrication. Notons qu'une des difficultés est que les lasers à 795 nm ne sont en général pas résonants avec la transition Raman si nous les laissons tels quels. Ceci vient des déplacements lumineux induits par les faisceaux qui sont différents car nous n'utilisons pas les mêmes puissances de faisceaux lasers. En effet le laser bleu à 475 nm est coupé et nous réduisons la puissance des faisceaux à 795 nm de typiquement 5 mW à 40 μ W pour avoir une impulsions π de la transition Raman à 2 μ s car nous ne

disposons pas alors d'électronique suffisamment rapide. Ainsi, nous devons ajuster la fréquence des lasers sur la transition Raman durant cette partie de la séquence. Ceci est réalisé en commutant le signal radio-fréquence qui pilote les modulateurs acousto-optiques situés sur le chemin optique des faisceaux laser. Enfin le faisceau pousseur expulse les atomes qui sont dans l'état $|0\rangle$, et nous mesurons la présence de chacun des atomes en fin de séquence.

6.4.2 Problème de la mesure

Dans le cas idéal, nous pouvons associer la perte de l'atome au fait qu'il soit dans l'état $|0\rangle$. Inversement, la présence de l'atome en fin de séquence est associée au fait que l'atome soit dans l'état $|1\rangle$. Dans ce cas nous avons une correspondance immédiate entre les probabilités de pertes et de recapture avec les probabilités d'être dans les états $|0\rangle$ ou $|1\rangle$. En utilisant les symboles \odot pour indiquer l'atome recapturé dans le piège et \emptyset pour indiquer l'atome perdu, nous avons les relations :

$$\begin{aligned} P_{\emptyset\emptyset} &= P_{00} \\ P_{\emptyset\odot} &= P_{01} \\ P_{\odot\emptyset} &= P_{10} \\ P_{\odot\odot} &= P_{11} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dans ce cas-là, si la séquence d'intrication produit l'état de Bell, nous devrions

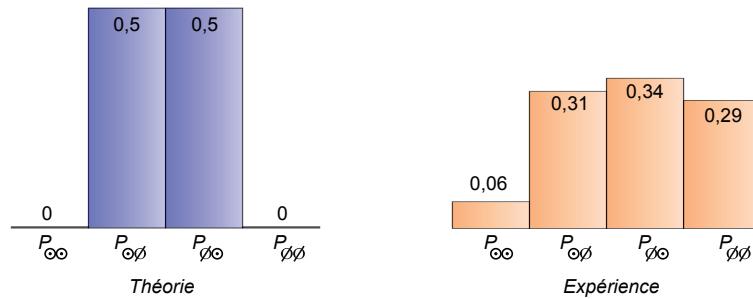


FIGURE 6.4 – Histogrammes des probabilités de recapture des atomes après séquence d'intrication. Dans le cas théorique idéal, nous pouvons identifier la perte d'un atome par le fait qu'il soit dans l'état $|0\rangle$ et sa présence par le fait qu'il soit dans l'état $|1\rangle$.

obtenir un jeu de mesures ayant des probabilités proches de celles théoriques données par l'histogramme de gauche de la figure 6.4. Expérimentalement les mesures effectuées sur l'état produit par la séquence d'intrication, c'est-à-dire pour une rotation Raman d'angle nul et en utilisant le faisceau pousseur, donnent des probabilités présentées par l'histogramme de droite de la figure 6.4. Ce qui est

156 Chapitre 6. Application : Intrication déterministe d'atomes neutres

frappant est que la probabilité de perdre les deux atomes en fin de séquence, donnée par $P_{\emptyset\emptyset} = 0,29$, est particulièrement élevée. Deux interprétations sont possibles : ou bien l'opération d'intrication est peu efficace, ou bien les mécanismes de perte en cours de séquence sont très importants. Nous cherchons donc dans ce paragraphe à clarifier cette seconde possibilité.

Nous pouvons tester la quantité des pertes liées à l'opération d'intrication en supprimant la partie de l'analyse par rotation Raman et par faisceau pousseur. Idéalement nous devrions recapturer toutes les paires d'atomes, comme nous l'avons déjà indiqué. Expérimentalement nous ne recapturons que $62(\pm 3)\%$ de paires d'atomes, ou autrement dit : dans 38% des expériences nous perdons au moins un des deux atomes de sa pince optique et donc la séquence est inutilisable pour effectuer un quelconque calcul quantique.

L'importance des pertes mérite donc que nous nous y attardions un peu et essayions d'en trouver les sources. Nous prenons pour hypothèse que les pertes sont indépendantes. Nous verrons *a posteriori* que cette hypothèse est compatible avec notre jeu de mesures, et que si des effets collectifs entrent en jeu les pertes qu'ils induisent sont inférieures au bruit de nos données. Notons L_A le taux de pertes de l'atome A seul, et L_B le taux de pertes de l'atome B seul. Le taux de pertes total s'écrit alors, pour des pertes indépendantes :

$$L_{tot} = L_A(1 - L_B) + (1 - L_A)L_B + L_A L_B \quad (6.5)$$

Pour évaluer L_A et L_B nous regardons le taux de recapture des atomes dans chaque piège sur l'ensemble des expériences où nous analysons l'intrication. Etant donné l'efficacité des transitions Raman, et si l'opération d'intrication conduit à un état de Bell, les pertes ne doivent pas dépendre de l'angle de rotation Raman et donc nous devrions observer un taux de recapture constant sur chaque piège et égal à 50 %. Dans le cas où nous ne préparons pas un état de Bell pur, ces pertes peuvent fluctuer en fonction de l'angle de rotation Raman puisqu'une population dans l'état $|11\rangle$ se transforme en population dans l'état $|00\rangle$ et réciproquement, c'est pourquoi nous devons regarder la valeur moyenne du taux de recapture sur l'ensemble des rotations pour pouvoir estimer les pertes. En présence de pertes, nous devrions avoir alors une probabilité de recapture sur chaque piège égale, en moyenne, à $P_{\odot,A(resp.B)} = (1 - L_{A(resp.B)})/2$. La figure 6.5 présente la mesure de ces probabilités et font état de pertes individuelles évaluées à :

$$L_A = 0,22 \pm 0,01 \quad \text{et} \quad L_B = 0,22 \pm 0,01 \quad (6.6)$$

Ces valeurs conduisent à des pertes totales $L_{tot} = 0,39 \pm 0,01$, résultat compatible avec la mesure expérimentale réalisée sans faisceau pousseur. Cette concordance nous permet de valider *a posteriori* le fait qu'il n'y a pas de pertes ayant pour origine un processus à deux atomes. Intéressons nous donc aux processus mis en jeu pour les pertes à un atome.

Nous avons identifié principalement trois schémas de perte :

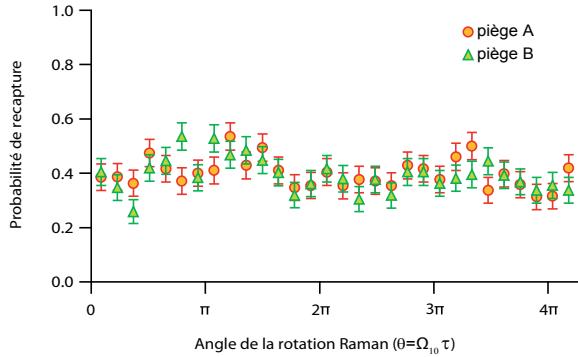


FIGURE 6.5 – Probabilités de recapture de chaque atome en fin de séquence.
Etant donné l'efficacité des faisceaux Raman, nous nous attendons à ce que les pertes soient indépendantes de l'angle, et identiques sur chaque atome. En abscisse, nous traçons l'angle θ de la rotation de la base, relié à la durée τ des impulsions et à la fréquence de Rabi Ω_{10} de la transition Raman par $\theta = \Omega_{10}\tau$.

- Lors de la première excitation vers l'état de Dicke, l'atome peut s'être désexcité par émission spontanée vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Dans ce cas-là, l'atome est susceptible d'être excité vers l'état de Rydberg lors de la seconde impulsion. En supposant ce transfert efficace à 100%, un modèle fondé sur les équations de Bloch optique nous donnent une estimation de 7 % de pertes explicables par ce processus.
- Un autre processus, toujours relié au fait que l'état de Rydberg ne piége pas l'atome, est l'efficacité de la seconde impulsion pour redescendre les états de Rydberg vers un l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$: les fluctuations de puissance et de fréquence des faisceaux lasers diminuent l'efficacité du transfert et laissent l'atome dans l'état de Rydberg. Nous estimons, en effectuant des simulations de résolutions d'équations de Bloch optique, que ce processus est responsable de 7 % des pertes.
- Un autre processus vient du fait que nous coupons le piège dipolaire le temps de la séquence d'intrication, pendant 1 μ s. Les pertes sont estimées autour de 3 % suivant ce processus.

Le total des pertes suivant ces mécanismes n'est pas suffisant pour expliquer le chiffre de 22% mesuré. La différence pourrait venir, comme pour l'excitation à un seul atome, de mécanismes de photoionisation de l'état de Rydberg, ou éventuellement d'une mauvaise préparation de l'état initial. Notons le point important que les pertes évoquées ici sont des pertes liées à la séquence d'intrication, et non pas liées à la technique de mesure de l'état de l'atome. Cependant, la présence de ces pertes peuvent induire des erreurs d'interprétation des mesures, car nous ne pouvons pas distinguer un atome perdu d'un atome éjecté par le faisceau pousseur. C'est pourquoi nous devons clarifier les résultats de notre outil de mesure.

N'étant capables de mesurer que la recapture d'un atome, seule la mesure $P_{\odot\odot}$ pour laquelle nous recapturons les deux atomes reflète une population dans un état atomique. En effet, les autres probabilités $P_{\emptyset\odot}$, $P_{\odot\emptyset}$ et $P_{\emptyset\emptyset}$ sont des mélanges d'une mesure d'état atomique avec une mesure de pertes dans la séquence. Elles ne peuvent donc pas représenter une population dans un état donné. Nous choisissons donc de travailler avec la probabilité $P_{\odot\odot}$ comme outil de mesure car ce terme ne contient pas de perte. Assurons-nous toutefois que cette mesure ne présente pas de biais : en effet nous recapturons l'atome quelque soit son état s'il est dans un des sous-niveaux Zeeman du niveau $|5s_{1/2}, F = 1\rangle$. Or nous voulons établir la population dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 1$ sans ambiguïté. D'après notre schéma d'excitation, si les lasers n'ont pas de défaut de polarisation (il a été mesuré valoir moins de 1 % sur chacun des lasers), les canaux d'émission spontanée possibles nous donnent les états accessibles à l'atome durant la séquence. Dans le niveau hyperfin $|5s_{1/2}, F = 1\rangle$ il n'est pas possible que l'atome soit dans un autre sous-niveau Zeeman que celui qui nous intéresse. Nous avons donc :

$$P_{\odot\odot} = P_{11} \quad (6.7)$$

6.4.3 Détermination de la fidélité de l'opération d'intrication

Nous cherchons à déterminer la fidélité de l'opération d'intrication donnée par $\mathcal{F} = \langle \psi_{Bell} | \hat{\rho}_{exp} | \psi_{Bell} \rangle$, où $\hat{\rho}_{exp}$ est la matrice densité de l'état expérimental obtenu, que nous décrivons dans la base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ ¹. Dans cette base, nous écrivons la forme générale de la matrice densité :

$$\hat{\rho}_{exp} = \begin{pmatrix} P_{00} & a^* & b^* & c^* \\ a & P_{01} & \rho_{10,01}^* & d^* \\ b & \rho_{10,01} & P_{10} & e^* \\ c & d & e & P_{11} \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Certaines cohérences sont notées a, b, c, d, e pour simplifier la notation. Idéalement, si l'opération d'intrication produisait un état de Bell pur, nous obtiendrions la matrice densité :

$$\hat{\rho}_{Bell} = |\psi_{Bell}\rangle\langle\psi_{Bell}| = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

L'analyse de la matrice densité obtenue expérimentalement se fait en utilisant les rotations Raman. Sur un atome, dans la base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ l'opérateur rotation s'écrit :

$$R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & ie^{i\varphi} \sin(\theta/2) \\ ie^{-i\varphi} \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \quad (6.10)$$

Etant donné que nous effectuons des rotations globales sur les deux atomes, c'est-à-dire que les deux atomes subissent la même rotation avec le même angle et la

1. Nous rappelons que $|0\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|1\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$.

même phase, nous obtenons l'opérateur rotation globale sur deux atomes dans la base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$:

$$R_{glob.}(\theta, \varphi) = R(\theta, \varphi) \otimes R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} c^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c & ie^{i\varphi}s \cdot c & -e^{2i\varphi}s^2 \\ ie^{-i\varphi}s \cdot c & c^2 & -s^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c \\ ie^{-i\varphi}s \cdot c & -s^2 & c^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c \\ -e^{-2i\varphi}s^2 & ie^{-i\varphi}s \cdot c & ie^{-i\varphi}s \cdot c & c^2 \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

où nous avons noté $c = \cos(\theta/2)$ et $s = \sin(\theta/2)$. Après rotation Raman, la matrice densité $\hat{\rho}_{exp}$ se transforme en :

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{exp}(\theta, \varphi) &= R_{glob.}(\theta, \varphi) \cdot \hat{\rho}_{exp} \cdot R_{glob.}^{-1}(\theta, \varphi) \\ &= R_{glob.}(\theta, \varphi) \cdot \hat{\rho}_{exp} \cdot R_{glob.}(-\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (6.12)$$

Ceci nous permet d'expliquer la dépendance de notre mesure $P_{\odot\odot}(\theta, \varphi) = P_{11}(\theta, \varphi)$ en fonction des angles de rotation. Notons cependant que dans nos mesures nous n'avons aucun contrôle sur la phase φ de la rotation. En effet, la phase des lasers n'apparaît pas dans l'état intriqué produit, et chaque point mesuré est la moyenne de 100 expériences qui sont déclenchées à un instant aléatoire, au moment où les deux atomes sont chargés dans leur piège, c'est-à-dire sans corrélation avec la période radio-fréquence fixant la fréquence de la transition Raman (à 6,8 GHz). Le signal mesuré est donc moyené sur φ , et son expression analytique est alors :

$$\begin{aligned} S(\theta) &= \langle P_{\odot\odot}(\theta, \varphi) \rangle_\varphi \\ S(\theta) &= \frac{1}{8} (P_{10} + P_{01} + 2Re(\rho_{10,01}) + 3(P_{00} + P_{11})) \\ &\quad + \frac{1}{2}(P_{11} - P_{00}) \cos \theta \\ &\quad + \frac{1}{8}(P_{00} + P_{11} - P_{10} - P_{01} - 2Re(\rho_{10,01})) \cos(2\theta) \end{aligned} \quad (6.13)$$

Notons que le signal mesuré ne dépend que de la cohérence $\rho_{10,01}$. Les autres cohérences disparaissent du signal mesuré par effet du moyenage sur φ . Il est possible de réécrire $S(\theta)$ en fonction de la fidélité \mathcal{F} :

$$\mathcal{F} = \langle \psi_{Bell} | \hat{\rho}_{exp} | \psi_{Bell} \rangle = \frac{P_{10} + P_{01}}{2} + Re(\rho_{10,01}) \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} S(\theta) &= \frac{1}{8}(2\mathcal{F} + 3(P_{00} + P_{11})) + \frac{1}{2}(P_{11} - P_{00}) \cos \theta \\ &\quad + \frac{1}{8}(P_{00} + P_{11} - 2\mathcal{F}) \cos(2\theta) \end{aligned} \quad (6.15)$$

Dans le cas où nous avons préparé l'état de Bell, la fidélité vaut 1 et les populations P_{11} et P_{00} sont nulles. Les équations 6.14 nous indiquent alors que le signal $S(\theta)$ doit osciller entre 0 et 1/2 à la pulsation² 4π . La figure 6.6 présente les résultats

2. Expérimentalement nous n'avons accès qu'à la fréquence de Rabi Ω_{10} des oscillations Raman. Celle-ci est reliée à θ par $\theta = \Omega_{10}\tau$ où τ est la durée des impulsions Raman. Alors $S(\theta)$ devrait osciller à deux fois la fréquence de Rabi de la transition Raman.

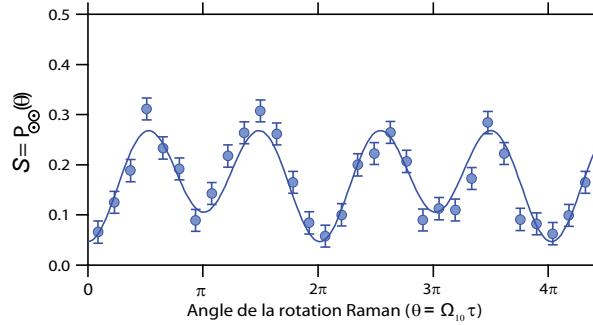


FIGURE 6.6 – Probabilités de recapture des deux atomes en fin de séquence. Le signal mesuré après la totalité de la séquence (intrication + rotations Raman + faisceau pousseur) est ajusté par une double sinusoïde $y_0 + A \cos(\Omega_{10}\tau) + B \cos(2\Omega_{10}\tau)$. Les barres d'erreur sur chaque point sont toutes identiques. Elles ont été obtenues en calculant l'écart-type des quatre points suivants : $\{P_{\odot\odot}(\pi/2); P_{\odot\odot}(3\pi/2); P_{\odot\odot}(5\pi/2); P_{\odot\odot}(7\pi/2)\}$.

obtenus pour $S(\theta)$, où nous avons converti la fréquence de Rabi Ω_{10} des oscillations Raman en angle de rotation suivant la relation $\theta = \Omega_{10}\tau$, où τ est la durée des impulsions Raman. Ce signal oscille avec deux fréquences, conformément à ce que prédit l'expression analytique 6.14 lorsque les populations P_{00} et P_{11} ne sont pas nulles. En ajustant les données expérimentales par une fonction de la forme $y_0 + A \cos(\theta) + B \cos(2\theta)$ nous pouvons extraire les valeurs P_{11} et P_{00} à partir de la fonction ajustée :

$$P_{11} = S(0) = 0,06 \pm 0,02 \quad \text{et} \quad P_{00} = S(\pi) = 0,09 \pm 0,02 \quad (6.16)$$

A partir de là il est possible de remonter à la fidélité de l'opération d'intrication en utilisant la valeur moyenne du signal :

$$\langle S \rangle_\theta = \frac{1}{8} (2\mathcal{F} + 3(P_{00} + P_{11})) \quad (6.17)$$

Ceci nous donne au final une fidélité de :

$$\mathcal{F} = 0,46 \pm 0,04 \quad (6.18)$$

A ce stade il est important de remarquer que la valeur de la fidélité que nous avons extraite ici porte sur l'ensemble de l'opération d'intrication. La probabilité de recapture des deux atomes $P_{\odot\odot}$ utilisée pour déterminer cette valeur de fidélité a été obtenue en comptant le nombre d'expériences pour lesquelles les deux atomes sont recapturés en fin de séquence, puis en divisant par le nombre total de séquences réalisées, c'est à dire 100. En procédant ainsi, nous oublions l'existence de pertes et nous n'obtenons qu'une information partielle sur l'état obtenu lorsque nous recapturons les deux atomes en fin de séquence.

6.4.4 Détermination de la fidélité sur les paires d'atomes restantes

Malgré l'existence de pertes dans notre système, notre outil d'analyse permet de mesurer la fidélité de l'opération d'intrication sur les paires d'atomes restant en fin de séquence. Une première façon de voir est simplement de dire que la trace de la matrice densité de l'état obtenu expérimentalement est inférieure à 1 si nous nous plaçons dans la base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$. Pour retrouver la fidélité *sur les atomes effectivement présents en fin de séquence*, il suffit de la relier à la fidélité *sur les atomes présents en début de séquence* par la relation :

$$\mathcal{F}_{\text{paires}} = \frac{\mathcal{F}}{\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}})} \quad (6.19)$$

Cette approche est similaire à celle utilisée dans les expériences de violation des inégalités de Bell avec des polariseurs à une voie [Freedman & Clauser 1972] [Aspect *et al.* 1981] : l'efficacité de détection des photons étant très faible, ce qui est équivalent à nos pertes, on mesure d'abord le nombre de photons détectés en l'absence de polariseur. Puis au moment de l'expérience avec polariseurs, les photons ayant la bonne polarisation sont détectés, les autres étant alors indiscernables des pertes.

Une autre façon de se convaincre de l'interprétation à donner à cette fidélité renormalisée consiste à regarder comment est construit $P_{\odot\odot}$: si nous pouvions discriminer la présence de paires d'atomes en fin de séquence, nous obtiendrions $N(1 - L_{\text{tot}})$ expériences validées sans perte d'atome, où N désigne le nombre total de séquences expérimentales réalisées. D'un autre côté, nous avons mesuré $N_{\text{Mesure}} = N\langle P_{\odot\odot}(\theta, \varphi) \rangle_{\varphi}$ expériences pour lesquelles nous recapturons les deux atomes après rotation Raman et faisceau pousseur. Nous avons alors deux choix pour reconstruire la probabilité de recapturer les deux atomes : soit nous normalisons en fonction du nombre d'expériences totales réalisées N , et alors la probabilité vaut : $P_{\text{Mesure}} = N_{\text{Mesure}}/N = \langle P_{\odot\odot}(\theta, \varphi) \rangle_{\varphi}$. C'est sur cette interprétation qu'a été calculée \mathcal{F} . Le second choix consiste à construire la probabilité en fonction du nombre "d'expériences réussies sans perte" $N(1 - L_{\text{tot}})$. Etant donné que notre mesure repose sur la recapture des deux atomes, nous mesurons un sous-ensemble des "expériences réussies sans perte" et la notion de probabilité est alors sans ambiguïté : $P_{\text{Mesure}} = N_{\text{Mesure}}/N(1 - L_{\text{tot}}) = \langle P_{\odot\odot}(\theta, \varphi) \rangle_{\varphi}/(1 - L_{\text{tot}})$. Par conséquent le signal $S(\theta)$ est renormalisé en tenant compte des pertes. Si nous refaisons le raisonnement conduisant à la fidélité jusqu'au bout, nous obtenons :

$$\mathcal{F}_{\text{paires}} = \frac{\mathcal{F}}{(1 - L_{\text{tot}})} \quad (6.20)$$

Les formules des équations 6.19 et 6.20 sont a priori différentes car rigoureusement $\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) \neq (1 - L_{\text{tot}})$. Ces deux termes deviennent égaux dans le cas où tous les états en dehors de la base d'étude se traduisent par des pertes. Ceci est le cas dans les expériences de J. Clauser et d'A. Aspect, car les seuls états disponibles des photons sont les deux états de polarisation, dont l'un est vu comme une perte. Dans notre

expérience, à cause de la dégénérescence de l'état $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$, il est possible que l'atome soit dans l'état piégé $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 1\rangle$ alors que cet état se trouve en dehors de la base d'étude $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Du point de vue des pertes, un tel atome ne sera pas compté comme perte dans le terme $(1 - L_{tot})$, tandis qu'il sera compté comme perte dans le terme $tr(\hat{\rho}_{exp})$. Notons que d'après les canaux de désexcitation par émission spontanée, cet état est le seul à conduire à une différence entre les deux façons de renormaliser la fidélité. Un modèle avec les équations de Bloch optique nous conduit à estimer la différence à environ 2 %. La contrainte la plus forte est le procédé de renormalisation donné par l'équation 6.20.

En conclusion, nous pouvons donc estimer la fidélité de l'opération d'intrication sur les paires d'atomes restant :

$$\mathcal{F}_{paires} = \frac{\mathcal{F}}{(1 - L_{tot})} = 0,74 \pm 0,07 \quad (6.21)$$

Cette valeur supérieure à 0,5 prouve l'existence de corrélations quantiques entre les paires d'atomes restant. Avec le développement récent de techniques de mesures de l'état interne de l'atome dans des pinces optiques sans perte de l'atome [Fuhrmanek *et al.* 2011][Bochmann *et al.* 2010] il est possible d'imaginer un protocole pour lequel nous post-sélectionnons les expériences "réussies", c'est-à-dire pour lesquelles il n'y a eu aucune perte d'atome. Cette valeur de fidélité sur les paires d'atomes restant peut donc être vue comme la fidélité "utile" qui peut être exploitée pour traiter de l'information quantique. Nous avons identifié deux sources de limitation actuelle : la première est l'imperfection du blocage de Rydberg qui laisse plus de 10% des paires d'atomes excitées simultanément dans l'état de Rydberg, paires d'atomes qui pourront ensuite être transférées dans l'état $|11\rangle$. La seconde limitation provient de l'émission spontanée au cours de la séquence d'intrication. En effet, le désaccord des lasers à 795 nm par rapport à la raie D1 n'est que de 600 MHz pour l'expérience d'intrication, ce n'est qu'ultérieurement que nous sommes passés à un désaccord de 724 MHz tel que décrit dans la section 3.2.4 sur les systèmes lasers.

6.4.5 Analyse du signal de parité $\Pi(\theta)$

Nous avons voulu confirmer notre analyse de l'intrication en utilisant un autre signal appelé *parité* [Langer 2006] qui est généralement utilisé lorsqu'on ne dispose que de rotations globales. A partir du même jeu de données expérimentales nous présentons ici un cadre d'analyse qui prend en compte les pertes du système. Rapelons bien que précédemment nous avons sciemment choisi un signal qui ne contient aucune contribution des pertes, celles-ci servant uniquement à une renormalisation de la fidélité sur les paires d'atomes restantes. Dans le cadre de l'analyse du signal de parité, les pertes modifient la forme du signal, qui s'écrit :

$$\Pi(\theta) = P_{00}(\theta) + P_{11}(\theta) - P_{10}(\theta) - P_{01}(\theta) \quad (6.22)$$

Dans cette partie également nous moyennons sur la phase φ des faisceaux Raman. Dans le cas idéal où nous avons produit un état de Bell, ce signal oscille entre -1

et 1 à une pulsation 4π (c'est-à-dire deux fois plus vite que les transitions Raman à un atome). Dans notre expérience, en présence de pertes, nous ne pouvons pas mesurer directement le signal de parité puisque nous ne pouvons pas rigoureusement mesurer les populations des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Nous sommes donc conduits à analyser le signal $\Pi_{exp}(\theta) = P_{\emptyset\emptyset}(\theta) + P_{\odot\odot}(\theta) - P_{\odot\emptyset}(\theta) - P_{\emptyset\odot}(\theta)$ en utilisant un modèle de matrice densité incluant les pertes. Nous étendons la base d'états de chaque atome à l'aide d'un état additionnel qui représente un canal de pertes. La base à un atome s'écrivant $\{|0\rangle, |1\rangle, |x\rangle\}$, nous pouvons exprimer la matrice densité dans la base à deux atomes $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle, |0x\rangle, |1x\rangle, |x0\rangle, |x1\rangle, |xx\rangle\}$:

$$\hat{\rho}_{exp} = \begin{pmatrix} P_{00} & a^* & b^* & c^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a & P_{01} & \rho_{10,01}^* & d^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b & \rho_{10,01} & P_{10} & e^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c & d & e & P_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{0x} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{1x} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{x0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{x1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{xx} \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

Nous supposons qu'il n'y a pas de cohérence faisant intervenir l'état $|x\rangle$, en particulier que les rotations Raman ne couplent pas un atome perdu avec l'autre atome. De même nous pouvons décrire l'action de la rotation Raman en écrivant la matrice rotation dans cette base :

$$R_{glob.}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} c^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c & ie^{i\varphi}s \cdot c & -e^{2i\varphi}s^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ie^{-i\varphi}s \cdot c & c^2 & -s^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ie^{-i\varphi}s \cdot c & -s^2 & c^2 & ie^{i\varphi}s \cdot c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -e^{-2i\varphi}s^2 & ie^{-i\varphi}s \cdot c & ie^{-i\varphi}s \cdot c & c^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^2 & ie^{i\varphi}s & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & ie^{-i\varphi}s & c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^2 & ie^{i\varphi}s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ie^{-i\varphi}s & c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

avec les mêmes notations $c = \cos(\theta/2)$ et $s = \sin(\theta/2)$. Puis nous appliquons $\hat{\rho}_{exp}(\theta, \varphi) = R_{glob.}(\theta, \varphi) \cdot \hat{\rho}_{exp} \cdot R_{glob.}^{-1}(\theta, \varphi)$ pour obtenir la matrice densité expérimentales dans la base tournée. Pour en extraire à quoi ressemblera le signal de parité expérimental, il suffit alors d'établir les bonnes correspondances entre les états et les pertes :

$$\begin{array}{lcl} \odot & \longrightarrow & \text{atome capturé} & \longrightarrow & |1\rangle \\ \emptyset & \longrightarrow & \text{atome perdu} & \longrightarrow & |0\rangle \text{ ou } |x\rangle \end{array} \quad (6.25)$$

dont nous déduisons immédiatement :

$$\begin{aligned} P_{\odot\odot} &= P_{11} \\ P_{\emptyset\emptyset} &= P_{00} + P_{0x} + P_{x0} + P_{xx} \\ P_{\emptyset\odot} &= P_{01} + P_{x1} \\ P_{\odot\emptyset} &= P_{10} + P_{1x} \end{aligned} \quad (6.26)$$

d'où le signal de parité expérimental :

$$\begin{aligned} \Pi_{exp}(\theta) &= \frac{P_{11} + P_{00} - P_{10} - P_{01}}{2} + P_{xx} + \operatorname{Re}(\rho_{10,01}) \\ &\quad + (P_{0x} + P_{x0} - P_{1x} - P_{x1}) \cos(\theta) \\ &\quad + \left(\frac{P_{11} + P_{00} - P_{10} - P_{01}}{2} - \operatorname{Re}(\rho_{10,01}) \right) \cos(2\theta) \end{aligned} \quad (6.27)$$

Malgré l'apparence complexe de cette expression, nous pouvons noter que la différence principale avec un signal de parité sans perte est l'existence d'un terme oscillatoire en $\cos(\theta)$: comme l'un des deux atomes est perdu, l'atome restant subit une rotation Raman équivalente à celle d'un atome seul. Précisons bien que pour le signal $S(\theta)$ la composante oscillatoire en $\cos(\theta)$ n'était *pas* due aux pertes mais à l'imperfection de l'opération d'intrication (cf. équation 6.14). Par ailleurs, cherchant à reconstruire partiellement la matrice densité, nous nous intéressons à :

$$\Pi_{exp}(\pi/2) = P_{xx} + 2\operatorname{Re}(\rho_{10,01}) \quad (6.28)$$

P_{xx} représentant les pertes à deux atomes, nous pouvons l'évaluer à $P_{xx} = L_A L_B$. D'après l'ajustement des données expérimentales données figues 6.7, nous obtenons

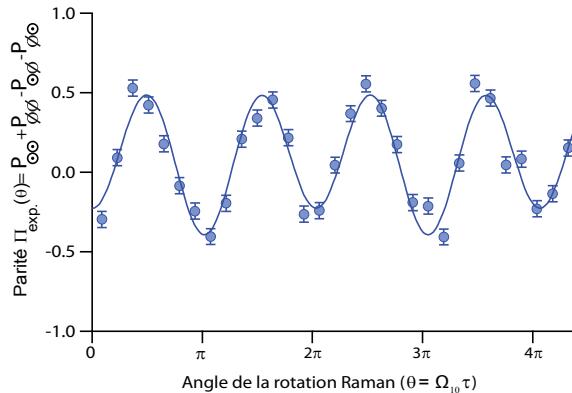


FIGURE 6.7 – Signal de parité expérimental en fonction de l'angle de rotation Raman. Les données ont été ajustées par une double sinusoïde $y_0 + A \cos(\Omega_{10}\tau) + B \cos(2\Omega_{10}\tau)$. Les barres d'erreur ont été calculées de la même manière que pour la figure 6.6.

$\Pi_{exp}(\pi/2) = 0,48 \pm 0,05$ ce qui nous permet de remonter aux valeurs de la cohérence :

$$Re(\rho_{10,01}) = 0,22 \pm 0,03 \quad (6.29)$$

Nous pouvons essayer de comparer cette valeur avec ce que donnent les résultats de l'analyse par le signal $S(\theta)$ section 6.4.3 : en supposant que la trace de la matrice densité correspond exactement au taux sans perte de l'opération d'intrication (à environ 2 % près), nous pouvons déduire des équations

$$\begin{aligned} tr(\hat{\rho}_{exp}) &= P_{00} + P_{01} + P_{10} + P_1 = 0,61 \pm 0,01 \\ \mathcal{F} &= \frac{P_{10} + P_{01}}{2} + Re(\rho_{10,01}) = 0,46 \pm 0,04 \end{aligned} \quad (6.30)$$

une valeur de

$$Re(\rho_{10,01}) = 0,23 \pm 0,04 \quad (6.31)$$

Nous disposons donc d'un jeu de données cohérent nous indiquant que nous sommes capables de produire des paires d'atomes présentant des corrélations quantiques. Nous pouvons même en extraire une partie de la matrice densité de l'état produit :

Element de matrice	Valeur expérimentale
P_{00}	$0,09 \pm 0,02$
P_{11}	$0,06 \pm 0,02$
$P_{10} + P_{01}$	$0,46 \pm 0,03$
$Re(\rho_{10,01})$	$0,23 \pm 0,04$

6.5 Influence de la température

Dans ce paragraphe nous revenons sur l'hypothèse des atomes "gelés" le temps de la durée des impulsions. Nous avons vu que le mouvement des atomes conduisait à un terme de phase $\phi = -i(\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{r})$ entre les deux parties de la superposition :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i(\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{r})} |01\rangle + |10\rangle \right) \quad (6.32)$$

où $\delta\mathbf{r} = (\mathbf{v}_B - \mathbf{v}_A)\delta t$, δt étant la durée des impulsions laser. En faisant l'hypothèse d'équirépartition de l'énergie, chaque atome de masse m_A a une distribution de vitesse gaussienne d'écart type $\sqrt{k_B T/m_A}$ conduisant à une distribution des phases, gaussienne également, d'écart type :

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{k_B T}{m_A}} |\mathbf{k}| \delta t \sqrt{2} \quad (6.33)$$

Le facteur $\sqrt{2}$ vient du fait que nous faisons la convolution des distributions de vitesse des atomes. Cette fluctuation de la phase relative des deux parties de la superposition de l'état intriqué vient nécessairement diminuer la fidélité de l'état avec un état de Bell. En effet, cette fluctuation ne changera pas les populations dans les états $|01\rangle$ ou $|10\rangle$, mais elle va diminuer les cohérences qui entrent en

166 Chapitre 6. Application : Intrication déterministe d'atomes neutres

jeu dans l'expression de la fidélité, dont nous rappelons l'expression : $\mathcal{F} = \frac{P_{10} + P_{01}}{2} + Re(\rho_{10,01})$. En prenant l'expression 6.32 nous obtenons que les cohérences valent :

$$\rho_{10,01} = \langle 10 | \psi \rangle \langle \psi | 01 \rangle = \frac{1}{2} e^{i\phi} \quad (6.34)$$

Moyennée sur la phase ϕ les cohérences deviennent :

$$\begin{aligned} \langle Re(\rho_{10,01}) \rangle_\phi &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\phi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \cos \phi e^{-\frac{\phi^2}{2\Delta\phi^2}} d\phi \\ \langle Re(\rho_{10,01}) \rangle_\phi &= \frac{1}{2} e^{-\frac{\Delta\phi^2}{2}} \end{aligned} \quad (6.35)$$

Afin de mettre en évidence cet effet, nous avons comparé la fidélité de deux expériences d'intrication : l'une d'une durée totale de $\delta t = 210$ ns comme présentée jusqu'à précédemment, et l'autre avec une durée totale de $\delta t = 780$ ns, ce que nous faisons en ajoutant du délai (600 ns) entre les deux impulsions des faisceaux laser à 795 nm. Pour ces valeurs expérimentales, nous nous attendons à observer une diminution de $\langle Re(\rho_{10,01}) \rangle_\phi$ d'un facteur 2,46 entre les deux expériences. La figure

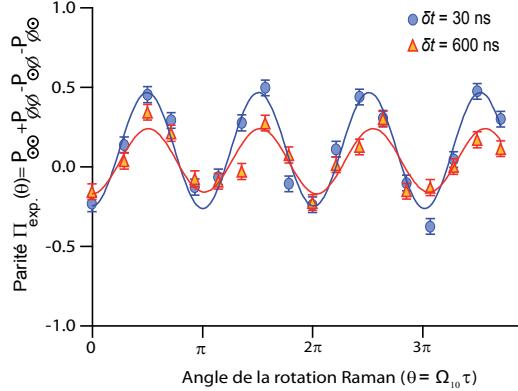


FIGURE 6.8 – Influence du mouvement des atomes sur le signal de parité. Les données ont été ajustées par une double sinusoïde $y_0 + A \cos(\Omega_{10}\tau) + B \cos(\Omega_{10}\tau)$ et les barres d'erreur ont été calculées de la même manière que pour la figure 6.6. Nous observons bien une diminution du contraste du signal de parité comme attendu.

6.8 présente le signal de parité obtenu pour ces deux expériences. Nous remarquons une diminution visible du contraste avec la durée de la séquence. En utilisant notre méthode d'analyse, nous obtenons :

$$\frac{Re(\rho_{10,01})_{210ns}}{Re(\rho_{10,01})_{780ns}} = \frac{0,22}{0,09} = 2,44 \pm 0,7 \quad (6.36)$$

Ces mesures confirment le rôle joué par la température et la durée de la séquence dans la fidélité de l'état obtenu. Le fait que nous obtenions le rapport attendu entre les deux expériences dans l'équation 6.36 ne signifie pas que l'opération d'intrication

est limitée par la température dans notre montage expérimental. Pour une intrication limitée par le mouvement résiduel des atomes, et pour une durée de séquence de $\delta t = 210$ ns, la cohérence maximale vaudra alors $Re(\rho_{10,01})_{max} = 0,466$ ce qui conduira à une fidélité maximale de $\mathcal{F}_{max} = 0,97$. Pour obtenir une meilleure fidélité il suffirait de refroidir plus les atomes (il est relativement aisé d'obtenir un facteur 10 sur la température d'atomes de rubidium piégé dans des pinces optiques). Ainsi, si les atomes sont à $2 \mu\text{K}$, la fidélité maximale est alors de $\mathcal{F}_{max,2\mu K} = 0,999$.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons démontré que le blocage de Rydberg peut être utilisé pour réaliser des opérations d'intrication rapides pour créer des états de Bell sur les états $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ et $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ du niveau fondamental du rubidium 87. Toutefois l'interprétation de nos données n'est pas très aisée. En effet nous observons de nombreuses pertes au cours de l'opération d'intrication. Or notre système de mesure ne permet pas de discriminer une perte réelle d'un atome présent dans le niveau $|5s_{1/2}, F = 2\rangle$. Ce biais dans nos mesures nous a conduit à exploiter le seul signal qui n'est pas altéré par les pertes, c'est-à-dire la probabilité de recapturer les deux atomes à la fois. L'analyse de ce signal lorsque nous faisons tourner la base d'états par des rotations Raman globales nous a permis de reconstruire partiellement la matrice densité, et d'en extraire une mesure de fidélité de $0,46 \pm 0,04$ sur l'opération complète d'intrication. Nous avons été également capables d'extraire la fidélité sur les paires d'atomes restantes, celle-ci vaut $0,74 \pm 0,07$. Ceci nous montre que l'opération d'intrication est effective, mais que pour l'utiliser telle quelle dans le cadre de l'information quantique il faudra post-sélectionner les expériences pour lesquelles il reste tous les atomes en fin de séquence.

Nous avons identifié les facteurs principaux qui limitent la fidélité sur notre expérience. Premièrement l'émission spontanée : nous pouvons la réduire en désaccordant plus les lasers à 795 nm par rapport à la transition D1. Nous sommes passé de 600 MHz à 724 MHz depuis. Deuxièmement l'efficacité de la transition vers l'état de Rydberg : en installant une cavité de transfert pour l'asservissement et l'affinement des spectres lasers nous sommes désormais capables d'avoir un contrast de 95 % sur la première oscillation de Rabi vers l'état $|58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Nous avons également augmenté ce contraste de 15 % sur la redescente vers l'état $|5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$. Ceci signifie que les processus de pertes de l'atome liés à l'imperfection des excitations diminuera également. Enfin troisièmement le blocage de Rydberg : également source de perte l'imperfection du blocage de Rydberg est passée de 10-15 % à 5-10 % grâce au nouveau système d'asservissement des lasers. Avec ces éléments, nous pensons pouvoir augmenter suffisamment la fidélité de l'opération d'intrication pour en faire une porte d'intrication déterministe, sans avoir besoin de recourir à de la post-sélection pour observer des corrélations quantiques. Le caractère déterministe des schémas d'intrication mettant en œuvre

le blocage de Rydberg a d'ailleurs été démontré [Zhang *et al.* 2010] en utilisant des portes logiques C-NOT.

Nous voudrions ensuite mettre à profit notre contrôle des systèmes lasers pour mesurer la durée de vie de l'état intriqué obtenu car les signaux de nos premières tentatives présentaient un contrast insuffisant pour pouvoir conclure. Nous nous attendons à obtenir une durée de vie supérieure à plusieurs dizaines de μs , basé sur la durée de vie de 50 μs du qubit $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ que nous avons mesurée par interférométrie de Ramsey. En effet, les états de Bell sont robustes face à la décohérence, car toute source de fluctuation de phase de l'état atomique se retrouve symétriquement sur les deux parties de la superposition (il faut que la fluctuation soit globale, c'est-à-dire identique sur les deux atomes). C'est le cas, par exemple, des fluctuations de champ magnétique qui déplace les niveaux d'énergie par effet Zeeman. Pour induire de la décohérence il faut des fluctuations de phase différentes sur chaque atome, par exemple liées au déplacement lumineux différentiel qui fluctue à cause du mouvement, indépendant, des atomes dans la pince optique [Jones *et al.* 2007][Yavuz *et al.* 2006][Beugnon *et al.* 2007].

CHAPITRE 7

Conclusion et perspectives

Après la démonstration de la mise en œuvre de l'algorithme de Shor sur un ordinateur quantique de 7 qubits, l'un des enjeux actuels est de pouvoir augmenter le nombre de qubits tout en conservant suffisamment de contrôle sur chacun d'eux, et en étant capable de réaliser des portes logiques quantiques entre eux, c'est-à-dire en particulier être capable de les intriquer. Dans ce contexte l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg possède de nombreux avantages : elle est activée sur demande, elle agit à longue distance sur tout un échantillon d'atomes, elle permet en principe de créer des portes logiques avec une très grande fidélité, et elle est rapide ce qui permettrait de réaliser de nombreuses opérations en un temps plus court que la décohérence. Observée d'abord dans des échantillons d'atomes froids, cette interaction a été mise en évidence entre atomes individuels simultanément par deux équipes travaillant sur le sujet, notre équipe à l'Institut d'Optique, et l'équipe de l'Université du Wisconsin, ouvrant ainsi la voie à son utilisation pour traiter l'information quantique. Dans l'espoir de généraliser son utilisation à des grands échantillons de qubits manipulés par des matrices de pinces optiques ou dans des réseaux optiques, il est nécessaire de tester la faisabilité des opérations logiques d'intrication à plus petite échelle : sur deux qubits.

Nous avons donc mis en œuvre la proposition théorique de J. I. Cirac et de P. Zoller, et démontré l'intrication de paires d'atomes de rubidium dans deux états hyperfins du fondamental. Nous avons mesuré une fidélité de 0,74 entre l'état expérimental produit et l'état de Bell attendu. Nous avons également réalisé l'étude de l'interaction entre deux atomes de rubidium dans l'état $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, non seulement d'un point de vue théorique mais également en mesurant directement expérimentalement l'énergie d'interaction entre les atomes. Ces expériences ont pu être réalisées grâce au dispositif expérimental qui n'a eu de cesse d'être amélioré en 15 ans. Nous avons franchi un pas important lorsque l'automatisation des prises de données et la stabilisation des systèmes lasers furent suffisamment aboutis pour pouvoir enchaîner en une seule journée toutes les étapes de calibrations et de mesures.

Les résultats que nous avons obtenus confirment que l'interaction dipôle-dipôle peut être utilisée dans le cadre du traitement de l'information quantique. Bien que nous n'ayons pas refait la mesure explicite de la fidélité de l'opération d'intrication avec notre nouveau système laser, le contraste des oscillations de Rabi que nous

avons obtenues entre les états hyperfins du fondamental et l'état de Rydberg $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ nous laisse penser que nous dépasserons fort probablement la valeur de 0,74. Nos résultats mettent également en avant le fait que l'augmentation du nombre de qubit devra être réalisée en portant un soin particulier au contrôle des paramètres expérimentaux : tout d'abord le champ électrique et magnétique devront être les plus faibles possibles, ensuite la température des atomes devra être diminuée, ce qui signifie qu'il faut disposer d'une autre façon de détecter les états de Rydberg que la mesure par perte des atomes telle que nous la réalisons. L'idéal serait d'avoir un signal positif marquant l'état de Rydberg d'une part, et d'autre part de disposer d'une détection sans perte de l'état de l'atome lorsque celui-ci est dans le niveau fondamental. Enfin, la généralisation à plus de deux atomes ne pourra se faire que si nous prêtons attention à la géométrie du système car il est possible d'observer des annulations de l'interaction dans certaines géométries particulières. Dans notre étude à seulement deux atomes, nous avons montré que la géométrie joue déjà un rôle lorsque l'état de Rydberg utilisé est le $|58d_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Ainsi, les états *s* semblent mieux prédisposés à une généralisation à de nombreux qubits que ne le sont les états *d*.

Finalement cette thèse n'a levé qu'un tout petit bout du voile sur l'interaction dipôle-dipôle, et la prochaine étape sera l'étude à trois qubits, puis quatre, puis cinq... Car alors il y a de nombreuses problématiques nouvelles à commencer par la caractérisation de l'intrication : à partir de trois qubits l'intrication peut également se manifester sous forme d'états $|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|100\rangle + |010\rangle + |001\rangle)$ et d'états $|GHZ\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|000\rangle + |111\rangle)$, dont le rôle est crucial pour la compréhension des fondements de la mécanique quantique et de la notion de réalité locale [Greenberger *et al.* 1989].

Une autre perspective qu'offre le blocage de Rydberg est la possibilité de réaliser un chargement déterministe de pinces optiques. En effet en augmentant le nombre de qubits, le temps nécessaire au chargement de toutes les pinces optiques augmente exponentiellement. L'enjeu est donc très important de pouvoir charger des atomes uniques de façon déterministe dans des pinces optiques. Deux types de propositions ont alors vu le jour : le premier type repose sur le fait d'utiliser le blocage pour exciter un unique atome, sur un ensemble de N atomes, dans un état de Rydberg pour le protéger d'une seconde étape où un faisceau poussoir expulse le reste des atomes de la pince optique. Le second type de stratégie est l'inverse : en utilisant une impulsion 2π (pour un atome) vers l'état de Rydberg, s'il y a plus d'un atome dans la pince optique l'excitation collective aura une fréquence de Rabi plus grande d'un facteur \sqrt{N} et donc l'impulsion laissera des atomes dans l'état de Rydberg qu'il suffira de photoioniser pour les expulser. En répétant l'opération, le nombre d'atomes tendra vers 1 aboutissant ainsi à une préparation d'un unique atome dans la pince [Walker *et al.* 2010]. Ces propositions s'appuyant sur du blocage entre atomes situés tous dans la même pince optique ouvrent un autre champ d'investigation théorique,

qui est de savoir comment se passe le blocage lorsque la distance moyenne entre atomes est inférieure au rayon d'un atome dans l'état de Rydberg. Notre système expérimental a donc encore un vaste champ d'études à explorer.

ANNEXE A

Propriétés du Rubidium 87

Nous réunissons dans cette annexe les données sur le rubidium utiles à la compréhension du présent ouvrage [Steck].

Masse atomique	m_a	$1,443 \times 10^{-25}$ kg
Energie d'ionisation	E_I	1 010 024 918,3(6) MHz
Spin nucléaire	I	$3/2$

Raie D1 :

Largeur naturelle	Γ	$2\pi \times 5,75$ MHz
Fréquence de recul	ω_r	$2\pi \times 3,633$ MHz
Element de matrice dipolaire	$(j' = 1/2 er j = 1/2)$	$2,993 a_0$

Raie D2 :

Largeur naturelle	Γ	$2\pi \times 6,07$ MHz
Fréquence de recul	ω_r	$2\pi \times 3,771$ MHz
Element de matrice dipolaire	$(j' = 3/2 er j = 1/2)$	$4,227 a_0$

Structure hyperfine :

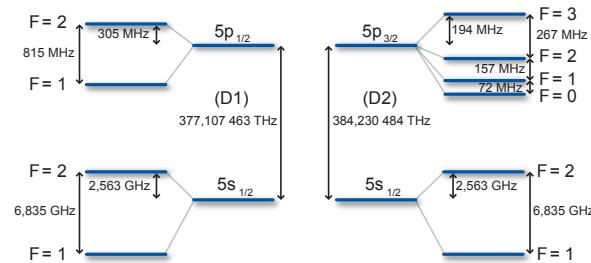


FIGURE A.1 – Structure hyperfine du rubidium 87.

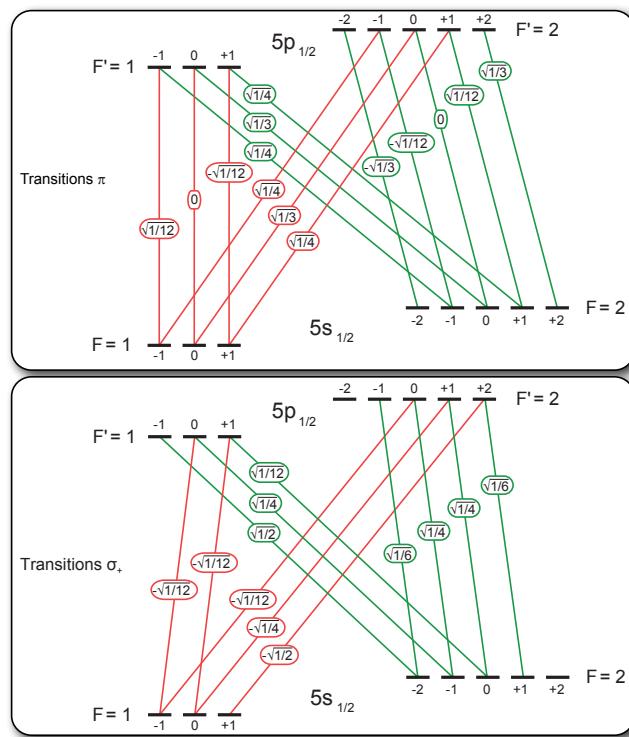


FIGURE A.2 – Coefficients de Clebsch-Gordan pour les transitions σ_+ et π de la raie D1, dans la structure hyperfine

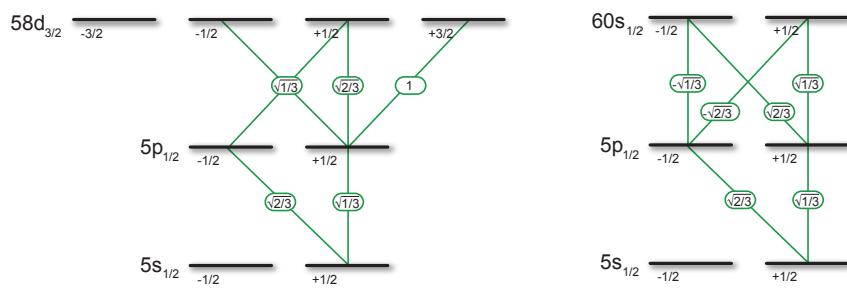


FIGURE A.3 – Coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition vers les états de Rydberg $|58d_{3/2}\rangle$ et $|60s_{1/2}\rangle$

ANNEXE B

Défauts quantiques

Nous regroupons dans cette annexe les défauts quantiques relatifs au rubidium 85 et au rubidium 87 que l'on peut trouver dans la littérature.

Données issues de la table VI p.052502-5 de [[Li et al. 2003](#)] pour du rubidium 85 (mesures réalisées pour $n \geq 32$ et $n \leq 37$) :

	δ_0	δ_2
$ ns_{1/2}\rangle$	3.1311804	0.1784
$ np_{1/2}\rangle$	2.6548849	0.2900
$ np_{3/2}\rangle$	2.6416737	0.2950
$ nd_{3/2}\rangle$	1.34809171	-0.60286
$ nd_{5/2}\rangle$	1.34646572	-0.59600

Des mesures plus récentes ont été effectuées sur du rubidium 87 pour les états s et d [[Mack et al. 2011](#)] :

	δ_0	δ_2
$ ns_{1/2}\rangle$	3.1311807	0.1787
$ nd_{3/2}\rangle$	1.3480948	-0.6054
$ nd_{5/2}\rangle$	1.3464622	-0.59400

Données issues de la table II p.054502-2 de [[Han et al. 2006](#)] pour du rubidium 85 (mesures réalisées pour $n \geq 30$ et $n \leq 37$) :

	δ_0	δ_2
$ nf_{5/2}\rangle$	0.0165192	-0.085
$ nf_{7/2}\rangle$	0.0165437	-0.086

Données issues de [[Afrousheh et al. 2006](#)] pour du rubidium 85 (mesures réalisées pour $n \geq 30$ et $n \leq 35$) :

	δ_0
$ ng_{7/2}\rangle$	0.00405
$ ng_{9/2}\rangle$	0.00405

Données issues de la table 16.2 p.353 de [Gallagher 1994] pour du rubidium 85 :

	δ_4	δ_6
$ ns_{1/2}\rangle$	-1.8	0.
$ np_{1/2}\rangle$	-7.904	116.437
$ np_{3/2}\rangle$	0.97495	14.6001
$ nd_{3/2}\rangle$	-1.50517	-2.4206
$ nd_{5/2}\rangle$	-1.50517	-2.4206
$ nf_{5/2}\rangle$	-0.36005	3.2390
$ nf_{7/2}\rangle$	-0.36005	3.2390

Nous pouvons aussi nous référer au travail de B. Sanguinetti *et al.* [Sanguinetti *et al.* 2009] pour les états $np_{3/2}$ pour n compris entre 36 et 63.

Bibliographie

- [Afrousheh *et al.* 2006] K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, J. A. Petrus et J. D. D. Martin. *Determination of the ^{85}Rb ng -series quantum defect by electric-field-induced resonant energy transfer between cold Rydberg atoms.* Phys. Rev. A, vol. 74, no. 6, page 062712, Dec 2006. (Cité en page 175.)
- [Anderlini *et al.* 2007] M. Anderlini, P. J. Lee, B. L. Brown, J. Sebby-Strabley, W. D. Phillips et J. V. Porto. *Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice.* Nature, no. 448, 2007. (Cité en pages 4 et 46.)
- [Ashkin *et al.* 1986] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm et S. Chu. *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles.* Optics Letters, vol. 11, no. 5, pages 288–290, 1986. (Cité en page 10.)
- [Askar'yan 1962] G.A. Askar'yan. *Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms.* Sov. Phys. JETP, vol. 15, page 1088, 1962. (Cité en page 9.)
- [Aspect *et al.* 1981] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger. *Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem.* Phys. Rev. Lett., vol. 47, no. 7, pages 460–463, Aug 1981. (Cité en page 161.)
- [Aspect *et al.* 1982] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger. *Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment : A New Violation of Bell's Inequalities.* Phys. Rev. Lett., vol. 49, no. 2, pages 91–94, Jul 1982. (Cité en pages 2 et 152.)
- [Bell 1964] J. S. Bell. *On the Einstein, Podolsky, Rosen paradox.* Physics, no. 1, pages 195–, 1964. (Cité en pages 2 et 152.)
- [Bennett & Brassard 1984] C. H. Bennett et G. Brassard. *Quantum cryptography : public key distribution and coin tossing.* In Proceedings of the IEEE international conference on computer systems, and signal processing, volume 175. New-York : IEEE Computer Society Press, 1984. (Cité en page 2.)
- [Bergamini *et al.* 2004] S. Bergamini, B. Darquié, M. Jones, L. Jacubowiez, A. Browaeyns et P. Grangier. *Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator.* J. Opt. Soc. Am. B, 2004. (Cité en page 10.)
- [Beterov *et al.* 2011] I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina et I. I. Ryabtsev. *Deterministic single-atom excitation via adiabatic passage and Rydberg blockade.* arXiv :1102.5223v4, 20 Apr 2011. (Cité en page 122.)
- [Beugnon *et al.* 2007] J. Beugnon, C. Tuchendler, H. Marion, A. Gaëtan, Y. Myroshnychenko, Y. R. P. Sortais, A. M. Lance, M. P. A. Jones, G. Messin, A. Browaeys et P. Grangier. *Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers.* Nature Phys., no. 3, pages 696–699, 2007. (Cité en page 168.)

- [Beugnon 2007] J. Beugnon. *Contrôle de l'état interne d'un atome unique piégé et expériences d'interférences à deux photons*. PhD thesis, Université Paris XI, 2007. (Cité en pages 10, 29, 35 et 42.)
- [Birnbaum *et al.* 2005] K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup et H. J. Kimble. *Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom*. Nature, no. 436, pages 87–90, 2005. doi :10.1038/nature03804 Letter. (Cité en page 121.)
- [Bjorkholm *et al.* 1978] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin et D. B. Pearson. *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., vol. 41, no. 20, pages 1361–1364, Nov 1978. (Cité en page 9.)
- [Bloch *et al.* 2008] I. Bloch, J. Dalibard et W. Zwerger. *Many-body physics with ultracold gases*. Rev. Mod. Phys., vol. 80, no. 3, pages 885–964, Jul 2008. (Cité en pages 4 et 121.)
- [Bochmann *et al.* 2010] J. Bochmann, M. Mücke, C. Guhl, S. Ritter, G. Rempe et D. L. Moehring. *Lossless State Detection of Single Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 20, page 203601, May 2010. (Cité en pages 41 et 162.)
- [Bohlouli-Zanjani *et al.* 2007] P. Bohlouli-Zanjani, J. A. Petrus et J. D. D. Martin. *Enhancement of Rydberg Atom Interactions Using ac Stark Shifts*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 20, page 203005, May 2007. (Cité en page 103.)
- [Cerf & Grangier 2007] N. J. Cerf et P. Grangier. *From quantum cloning to quantum key distribution with continuous variables : a review*. J. Opt. Soc. Am. B, no. 24, page 324, 2007. (Cité en page 2.)
- [Chu *et al.* 1986] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin et A. Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 57, no. 3, pages 314–317, Jul 1986. (Cité en pages 3 et 10.)
- [Cohen Tannoudji *et al.* 1988] C. Cohen Tannoudji, J. Dupont Roc et G. Grynberg. Processus d interaction entre photons et atomes. InterEditions, Editions du CNRS, 1988. (Cité en page 15.)
- [Comparat & Pillet 2010] D. Comparat et P. Pillet. *Dipole Blockade in a Cold Rydberg Atomic Sample*. JOSA B, vol. 27, no. 6, pages 208–232, 2010. (Cité en page 48.)
- [Cubel *et al.* 2005] T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. R. Berman et G. Raithel. *Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states*. Phys. Rev. A, vol. 72, no. 2, page 023405, Aug 2005. (Cité en page 69.)
- [Darquié 2005] B. Darquié. *Manipulation d'atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission contrôlée de photons par un atome unique*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005. (Cité en pages 10, 17, 18, 35, 38 et 42.)
- [Deutsch 1985] D. Deutsch. *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*. Proc. R. Soc. Lond. A, no. 400, page 413, 1985. (Cité en page 2.)

- [Diedrich *et al.* 1989] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano et D. J. Wineland. *Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion*. Phys. Rev. Lett., vol. 62, no. 4, pages 403–406, Jan 1989. (Cité en page 3.)
- [DiVincenzo 2000] D. P. DiVincenzo. *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschr. Phys., no. 48, pages 9–11, 771–783, 2000. (Cité en page 45.)
- [Einstein *et al.* 1935] A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen. *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* Phys. Rev., vol. 47, no. 10, pages 777–780, May 1935. (Cité en pages 1 et 152.)
- [Emmert 2009] A. Emmert. *Puce à atomes supraconductrice : Atomes froids dans un environnement cryogénique et excitation d'atomes de Rydberg*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure, 2009. (Cité en pages 99 et 106.)
- [Engler *et al.* 2000] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm et M. Weidemüller. *Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasielectrostatic dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 62, no. 3, page 031402, Aug 2000. (Cité en page 37.)
- [Fabre 2008] C. Fabre. Atomes et lumière, interaction matière rayonnement. 2007–2008. (Cité en page 14.)
- [Farooqi *et al.* 2003] S. M. Farooqi, D. Tong, S. Krishnan, J. Stanojevic, Y. P. Zhang, J. R. Ensher, A. S. Estrin, C. Boisseau, R. Côté, E. E. Eyler et P. L. Gould. *Long-Range Molecular Resonances in a Cold Rydberg Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 18, page 183002, Oct 2003. (Cité en page 49.)
- [Feynman 1982] R. P. Feynman. *Simulating physics with computers*. Int. J. Theor. Phys., no. 21, page 467, 1982. (Cité en page 2.)
- [Fleischhauer *et al.* 2005] M. Fleischhauer, A. Imamoglu et J. P. Marangos. *Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media*. Rev. Mod. Phys., vol. 77, no. 2, pages 633–673, Jul 2005. (Cité en page 50.)
- [Freedman & Clauser 1972] S. J. Freedman et J. F. Clauser. *Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories*. Phys. Rev. Lett., vol. 28, no. 14, pages 938–941, Apr 1972. (Cité en pages 2, 152 et 161.)
- [Fürster 1948] Th. Fürster. *Zwischenmolekulare energiewanderung und fluoreszenz*. Annalen der Physik, no. 437, page 55, 1948. (Cité en page 100.)
- [Fuhrmanek *et al.* 2011] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais et A. Browaeys. *Free-Space Lossless State Detection of a Single Trapped Atom*. Phys. Rev. Lett., vol. 106, no. 13, page 133003, Mar 2011. (Cité en pages 41 et 162.)
- [Gaëtan *et al.* 2010] A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, P. Grangier, T. Wilk et A. Browaeys. *Analysis of the entanglement between two individual atoms using global Raman rotations*. New Journ. of Phys., vol. 12, no. 065040, 2010. (Cité en page 148.)
- [Gallagher 1994] T. F. Gallagher. Rydberg atoms. Cambridge University Press, 1994. (Cité en pages 46, 48, 54, 55, 59 et 176.)

- [Gaëtan *et al.* 2009] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys et P. Grangier. *Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime*. Nature Physics, no. 5, pages 115–118, 2009. doi :10.1038/nphys1183 Letter. (Cité en pages 123 et 128.)
- [Gaëtan 2009] A. Gaëtan. *Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg*. PhD thesis, Université Paris XI, 2009. (Cité en pages 10, 35, 61, 67, 68, 84, 95, 106, 148, 151 et 153.)
- [Gisin *et al.* 2002] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel et H. Zbinden. *Quantum cryptography*. Rev. Mod. Phys., no. 74, page 145, 2002. (Cité en page 2.)
- [Gounand 1979] F. Gounand. *Calculation of radial matrix elements and radiative lifetimes for highly excited states of alkali atoms using the Coulomb approximation*. Journal de Physique, vol. 40, pages 457–460, 1979. (Cité en page 51.)
- [Gounand 1980] F. Gounand. *Radiative lifetimes of highly excited states in rubidium*. Journal de Physique, vol. 41, pages 119–121, 1980. (Cité en page 51.)
- [Greenberger *et al.* 1989] D. M. Greenberger, M. A. Horne et A. Zeilinger. Going beyond bell’s theorem, in *Bell’s Theorem, Quantum Theory, and Conceptions of the Universe*. Kluwer, Dordrecht, 1989. pp. 73–76. (Cité en page 170.)
- [Greiner *et al.* 2002] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch et I. Bloch. *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature, no. 415, pages 39–44, 2002. doi :10.1038/415039a. (Cité en page 121.)
- [Grimm *et al.* 2000] R. Grimm, M. Weidmüller et Y.B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Phys., vol. 42, page 95, 2000. (Cité en page 10.)
- [Grover 1997] L. K. Grover. *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*. Phys. Rev. Lett., vol. 79, no. 2, pages 325–328, Jul 1997. (Cité en page 2.)
- [Grünzweig *et al.* 2011] T. Grünzweig, A. Hilliard, M. McGovern et M. F. Andersen. *Near deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap*. Nature Physics, no. 6, pages 951–954, 2011. doi :10.1038/nphys1778. (Cité en page 22.)
- [Grynberg *et al.* 2010] G. Grynberg, A. Aspect et C. Fabre. *Introduction to quantum optics*. Cambridge University Press, 2010. (Cité en pages 14 et 19.)
- [Hagley *et al.* 1997] E. Hagley, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. *Generation of Einstein-Podolsky-Rosen Pairs of Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 79, no. 1, pages 1–5, Jul 1997. (Cité en pages 4 et 147.)
- [Han *et al.* 2006] J. Han, Y. Jamil, D. V. L. Norum, P. J. Tanner et T. F. Gallagher. *Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold ^{85}Rb Rydberg atoms*. Phys. Rev. A, vol. 74, no. 5, page 054502, Nov 2006. (Cité en page 175.)

- [Hollberg & Hall 1984] L. Hollberg et J. L. Hall. *Measurement of the Shift of Rydberg Energy Levels Induced by Blackbody Radiation*. Phys. Rev. Lett., vol. 53, no. 3, pages 230–233, Jul 1984. (Cité en page 59.)
- [Hoogenraad & Noordam 1998] J. H. Hoogenraad et L. D. Noordam. *Rydberg atoms in far-infrared radiation fields. I. Dipole matrix elements of H, Li, and Rb*. Phys. Rev. A, vol. 57, no. 6, pages 4533–4545, Jun 1998. (Cité en pages 55 et 56.)
- [Horodecki 2001] M. Horodecki. *Entanglement measures*. Quant. Inform. Comput., no. 1, pages 3–26, 2001. (Cité en page 152.)
- [Itano *et al.* 1993] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen et D. J. Wineland. *Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems*. Phys. Rev. A, vol. 47, no. 5, pages 3554–3570, May 1993. (Cité en page 33.)
- [Jaksch *et al.* 2000] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté et M. D. Lukin. *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 10, pages 2208–2211, Sep 2000. (Cité en pages 4, 46 et 146.)
- [Jones *et al.* 2007] M. P. A. Jones, J. Beugnon, A. Gaëtan, J. Zhang, G. Messin, A. Browaeys et P. Grangier. *Fast quantum state control of a single trapped neutral atom*. Phys. Rev. A, vol. 75, no. 4, page 040301, Apr 2007. (Cité en pages 35 et 168.)
- [Julienne & Vigué 1991] P. S. Julienne et Jacques Vigué. *Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms*. Phys. Rev. A, vol. 44, no. 7, pages 4464–4485, Oct 1991. (Cité en page 21.)
- [Kuhr *et al.* 2005] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotzenko, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel et D. Meschede. *Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 72, no. 2, page 023406, Aug 2005. (Cité en page 41.)
- [Kuppens *et al.* 2000] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp et C. E. Wieman. *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 62, no. 1, page 013406, Jun 2000. (Cité en page 20.)
- [Langer 2006] C.E. Langer. *High fidelity quantum information processing with trapped ions*. PhD thesis, Université du Colorado, 2006. (Cité en page 162.)
- [Li *et al.* 2003] W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel et T. F. Gallagher. *Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap : Quantum defects of the ns, np, and nd series*. Phys. Rev. A, vol. 67, no. 5, page 052502, May 2003. (Cité en page 175.)
- [Mack *et al.* 2011] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D. Cano et J. Fortagh. *Measurement of absolute transition frequencies of Rb87 to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency*. Phys. Rev. A, vol. 83, no. 5, page 052515, May 2011. (Non cité.) :1341744 :1341744 :1341744 :1341744

- [Maioli 2005] P. Maioli. *Détection non destructive d'un atome unique par interaction dispersive avec un champ mésoscopique dans une cavité*. PhD thesis, Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, 2005. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00007691/fr/>. (Cité en page 41.)
- [Mandel *et al.* 2003] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsche et I. Bloch. *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*. Nature, no. 425, page 937, 2003. (Cité en pages 4, 46 et 148.)
- [Markert *et al.* 2010] F. Markert, P. Würtz, A. Koglbauer, T. Gericke, A. Volger et H. Ott. *AC-Stark shift and photoionization of Rydberg atoms in an optical dipole trap*. New J. Phys., vol. 12, page 113003, 2010. (Cité en page 57.)
- [Miroshnychenko *et al.* 2010] Y. Miroshnychenko, A. Gaëtan, C. Evellin, P. Grangier, D. Comparat, P. Pillet, T. Wilk et A. Browaeys. *Coherent excitation of a single atom to a Rydberg state*. Phys. Rev. A, vol. 82, no. 1, page 013405, Jul 2010. (Cité en page 90.)
- [Mohapatra *et al.* 2007] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson et C. S. Adams. *Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 11, page 113003, Mar 2007. (Cité en page 50.)
- [Oumarou *et al.* 1988] B. Oumarou, J. Picart, N. Tran Minh et J. Chapelle. *New and rapid method for calculation of electric dipole and quadrupole radial integrals between atomic Rydberg states*. Phys. Rev. A, vol. 37, no. 6, pages 1885–1894, Mar 1988. (Cité en page 48.)
- [Owens 1967] J. C. Owens. *Optical Refractive Index of Air : Dependence on Pressure, Temperature and Composition*. Applied Optics, vol. 6, no. 1, pages 51–59, 1967. (Cité en page 78.)
- [Rauschenbeutel *et al.* 1999] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. *Coherent Operation of a Tunable Quantum Phase Gate in Cavity QED*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 24, pages 5166–5169, Dec 1999. (Cité en page 147.)
- [Reinhard *et al.* 2007a] A. Reinhard, T. Cubel Liebisch, B. Knuffman et G. Raithel. *Level shifts of rubidium Rydberg states due to binary interactions*. Phys. Rev. A, vol. 75, no. 3, page 032712, Mar 2007. (Cité en page 99.)
- [Reinhard *et al.* 2007b] A. Reinhard, T. Cubel Liebisch, B. Knuffman et G. Raithel. *Publisher's Note : Level shifts of rubidium Rydberg states due to binary interactions [Phys. Rev. A 75, 032712 (2007)]*. Phys. Rev. A, vol. 75, no. 3, page 039902, Mar 2007. (Cité en page 99.)
- [Reymond 2002] G.-O. Reymond. *Etudes expérimentales d'atomes dans un piège dipolaire microscopique*. PhD thesis, Université Paris XI, 2002. (Cité en pages 10 et 35.)
- [Ryabtsev *et al.* 2010a] I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov et V. M. Entin. *Observation of the Stark-Tuned Förster Resonance between Two Rydberg*

- Atoms.* Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 7, page 073003, Feb 2010. (Cité en page 103.)
- [Ryabtsev *et al.* 2010b] I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin et E. A. Yakshina. *Stark-tuned Förster resonance and dipole blockade for two to five cold Rydberg atoms : Monte Carlo simulations for various spatial configurations.* Phys. Rev. A, vol. 82, no. 5, page 053409, Nov 2010. (Cité en page 103.)
- [Sackett *et al.* 200] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J. Wineland et C. Monroe. *Experimental entanglement of four particles.* Nature, no. 404, pages 256–259, 200. doi :10.1038/35005011. (Cité en page 153.)
- [Saffman & Walker 2002] M. Saffman et T. G. Walker. *Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles.* Phys. Rev. A, vol. 66, no. 6, page 065403, Dec 2002. (Cité en page 122.)
- [Saffman & Walker 2005] M. Saffman et T. G. Walker. *Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interactions of optically trapped Rydberg atoms.* Phys. Rev. A, vol. 72, no. 2, page 022347, Aug 2005. (Cité en pages 50, 54 et 55.)
- [Sanguinetti *et al.* 2009] B. Sanguinetti, H. O. Majeed, M. L. Jones et B. T. H. Varcoe. *Precision measurements of quantum defects in the nP3/2 Rydberg states of 85Rb.* J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys., vol. 42, no. 165004, 2009. (Cité en page 176.)
- [Schlosser *et al.* 2001] N. Schlosser, G.-O. Reymond, I. Protsenko et P. Grangier. *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap.* Nature, vol. 411, page 1024, 2001. (Cité en pages 3 et 21.)
- [Schlosser 2001] N. Schlosser. *Etude et réalisation de micro-pi es dipolaires optiques pour atomes neutres.* PhD thesis, Université Paris XI, 2001. (Cité en pages 10, 13, 21, 22, 28 et 35.)
- [Scully & Zubairy 1997] M. O. Scully et M. S. Zubairy. Quantum optics. Cambridge University Press, 1997. (Cité en page 50.)
- [Shor 1994] P. W. Shor. *Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring.* In Proceedings of the 35th annual symposium on the foundations of computer science, volume 124. Los Alamitos : IEEE Computer Society Press, 1994. (Cité en page 2.)
- [Singer *et al.* 2004] K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, L. G. Marcassa et M. Weidemüller. *Suppression of Excitation and Spectral Broadening Induced by Interactions in a Cold Gas of Rydberg Atoms.* Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 16, page 163001, Oct 2004. (Cité en page 122.)
- [Singer *et al.* 2005] K. Singer, J. Stanojevic, M. Weidemüller et R. Côté. *Long range interactions between alkali rydberg atom pairs correlated to the ns ns, np np and nd nd asymptotes.* Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, no. 38, pages 295–307, 2005. (Cité en pages 99 et 117.)

- [Spencer *et al.* 1982] W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner et T. W. Ducas. *Photoionization by blackbody radiation*. Phys. Rev. A, vol. 26, no. 3, pages 1490–1493, Sep 1982. (Cité en page 55.)
- [Steck] D.A. Steck. Rubidium 87 d line data. <http://steck.us/alkalidata>(2009). (Cité en pages 72 et 173.)
- [Stone 1996] R. C. Stone. *An Accurate Method for Computing Atmospheric Refraction*. Astronomical Society of the Pacific, no. 108, pages 1051–1058, 1996. (Cité en page 78.)
- [Tong *et al.* 2004] D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Côté, E. E. Eyler et P. L. Gould. *Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 6, page 063001, Aug 2004. (Cité en pages 49 et 122.)
- [Tuchendler *et al.* 2008] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. P. Sortais et P. Grangier. *Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer*. Phys. Rev. A, vol. 78, no. 3, page 033425, Sep 2008. (Cité en pages 40, 41 et 131.)
- [Urban *et al.* 2009] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker et M. Saffman. *Observation of Rydberg blockade between two atoms*. Nature Physics, no. 5, pages 110–114, 2009. doi :10.1038/nphys1178 Letter. (Cité en page 123.)
- [Vaidyanathan *et al.* 1981] A. G. Vaidyanathan, W. P. Spencer et D. Kleppner. *Inhibited Absorption of Blackbody Radiation*. Phys. Rev. Lett., vol. 47, no. 22, pages 1592–1595, Nov 1981. (Cité en page 50.)
- [Van de Wiele 2001] J. Van de Wiele. *Rotations et moments angulaires en mécanique quantique*. Ann. Phys. Fr., vol. 26, no. 6, pages 1–169, 2001. (Cité en page 63.)
- [van Delft & Kes 2010] D. van Delft et P. Kes. *The discovery of supraconductivity*. Physics Today, vol. 63, no. 9, page 38, 2010. (Cité en page 3.)
- [Vandersypen *et al.* 2001] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C.S. Yannoni, M. H. Sherwood et I. L. Chuang. *Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*. Nature, no. 414, pages 883–887, 2001. (Cité en page 3.)
- [Vedral *et al.* 1997] V. Vedral, M. B. Plenio, M. A. Rippin et P. L. Knight. *Quantifying Entanglement*. Phys. Rev. Lett., vol. 78, no. 12, pages 2275–2279, Mar 1997. (Cité en page 152.)
- [Vedral 2008] V. Vedral. *Quantifying entanglement in macroscopic systems*. Nature, no. 453, page 1004, 2008. doi :10.1038/nature07124. (Cité en page 152.)
- [Vigneron 1998] K. Vigneron. *Contrôle du bruit quantique de la lumière et mesures quantiques non destructives utilisant des atomes piégés et refroidis*. PhD thesis, Université Paris XI, 1998. (Cité en pages 10 et 22.)

- [Vogt *et al.* 2007] T. Vogt, M. Viteau, A. Chotia, J. Zhao, D. Comparat et P. Pillet. *Electric-Field Induced Dipole Blockade with Rydberg Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 7, page 073002, Aug 2007. (Cité en pages 103.)
- [Walker & Saffman 2005] T.G. Walker et M. Saffman. *Zeros of Rydberg Rydberg Förster interactions*. Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, no. 38, page 309, 2005. (Cité en pages 100 et 105.)
- [Walker & Saffman 2008] T. G. Walker et M. Saffman. *Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms*. Phys. Rev. A, vol. 77, no. 3, page 032723, Mar 2008. (Cité en pages 60 et 101.)
- [Walker *et al.* 2010] T. G. Walker, M. Saffman et K. M lmer. *Quantum information with Rydberg atoms*. Rev. Mod. Phys., vol. 82, no. 3, page 2313, 2010. (Cité en pages 97, 122 et 170.)
- [Wigner 1931] E. P. Wigner. Gruppentheorie und ihre anwendungen auf die quantenmechanik der atomspektren. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1931. Traduit en anglais : J. J. Griffin, Group Theory and its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra, Academic Press, New York (1959). (Cité en page 63.)
- [Wilk *et al.* 2010] T. Wilk, A. Ga tan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier et A. Browaeys. *Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade*. Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 010502, 2010. (Cité en page 148.)
- [Yavuz *et al.* 2006] D. D. Yavuz, P. B. Kulatunga, E. Urban, T. A. Johnson, N. Proite, T. Henage, T. G. Walker et M. Saffman. *Fast Ground State Manipulation of Neutral Atoms in Microscopic Optical Traps*. Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 6, page 063001, Feb 2006. (Cité en pages 40 et 168.)
- [Younge *et al.* 2010] K. C. Younge, B. Knuffman, S. E. Anderson et G. Raithel. *State-Dependent Energy Shifts of Rydberg Atoms in a Ponderomotive Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 17, page 173001, Apr 2010. (Cité en page 57.)
- [Zhang *et al.* 2010] X. L. Zhang, L. Isenhower, A. T. Gill, T. G. Walker et M. Saffman. *Deterministic entanglement of two neutral atoms via Rydberg blockade*. Phys. Rev. A, vol. 82, no. 3, page 030306, Sep 2010. (Cité en page 168.)
- [Zimmerman *et al.* 1979] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash et D. Kleppner. *Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms*. Phys. Rev. A, vol. 20, no. 6, pages 2251–2275, Dec 1979. (Cité en pages 48 et 60.)

Résumé : Initialement posée en tant que paradoxe de savoir si la mécanique quantique est une théorie complète ou non, l'intrication entre systèmes physiques est devenue aujourd'hui un moyen de traiter l'information. De cet étrange lien entre information et état quantique est née l'information quantique, que les physiciens essaient de mettre en œuvre à travers des protocoles de communication ou de calcul quantique. Si les concepts de base ont été démontrés, le défi majeur actuellement est notre capacité à augmenter le nombre de porteurs de l'information sans perdre cette dernière. Le cadre de cette thèse s'inscrit dans cette démarche.

Nous présentons une expérience de manipulation d'atomes froids de rubidium, piégés individuellement dans des pinces optiques, dont nous activons l'interaction en les excitant dans des états de Rydberg pour réaliser une opération d'intrication. Nous démontrons également le phénomène de blocage de Rydberg nécessaire à l'intrication entre les deux atomes. Enfin nous présentons nos mesures de l'interaction entre atomes, appuyées par nos modèles théoriques, pour discuter des limites de notre expérience.

Mots clés : Intrication, Manipulation d'atomes uniques, Atomes de Rydberg, Interactions dipôle-dipôle, Oscillations de Rabi, Transition Raman, Pince optique

Interactions between individual rubidium atoms in Rydberg states and entanglement through Rydberg blockade

Abstract : Awareness of entanglement arised in quantum mechanics as Einstein, Poldosky and Rosen questionned the completeness of quantum mechanics theory. As demonstrations of this phenomenon became more and more convincing, physicists began to use it to process information for quantum information and quantum computation applications. In the latter, experimentalists have been able to provide proofs of principle, but now face the challenge to scale up the number of carriers of information while keeping a complete control over them. This thesis contributes to this general framework.

We present here an experiment where manipulation of two cold rubidium atoms individually trapped in optical tweezers allows us to study their dipole-dipole interaction when excited in a Rydberg state. We demonstrate the phenomenon of Rydberg blockade and use it to entangle the two atoms. Finally we present our measurements of the interaction between atoms, supported by our theoretical models, to discuss the limitations of our experiment.

Keywords : Entanglement, Single atom manipulation, Rydberg atoms, Dipole-dipole interactions, Rabi oscillations, Raman transitions, Optical tweezers
