



HAL
open science

Métrieologie de champs électromagnétiques RF par spectroscopie de déplétion de piège à partir d'atomes froids de Rydberg

Romain Duverger

► **To cite this version:**

Romain Duverger. Métrieologie de champs électromagnétiques RF par spectroscopie de déplétion de piège à partir d'atomes froids de Rydberg. Physique Quantique [quant-ph]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP154 . tel-04951272

HAL Id: tel-04951272

<https://theses.hal.science/tel-04951272v1>

Submitted on 17 Feb 2025

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.

Métrologie de champs électromagnétiques RF par spectroscopie de déplétion de piège à partir d'atomes froids de Rydberg

*Metrology of RF electromagnetic fields using trap loss spectroscopy with
cold Rydberg atoms*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche : Physique, Instrumentation,
Environnement, Espace (Université Paris-Saclay, ONERA) sous la direction de **Sylvain
SCHWARTZ**, Directeur de recherche, et le co-encadrement de **Alexis BONNIN**,
Chargé de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 20 décembre 2024, par

Romain DUVERGER

Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

Fabienne GOLDFARB

Professeure des Universités, LuMIn,
Université Paris-Saclay

Présidente

Igor DOTSENKO

Professeur des Universités, LCAR,
Université Toulouse III

Rapporteur & Examineur

Shannon WHITLOCK

Professeur des Universités,
Laboratoire de Matière Quantique
Exotique, Université de Strasbourg

Rapporteur & Examineur

Titre : Métrologie de champs électromagnétiques RF par spectroscopie de déplétion de piège à partir d'atomes froids de Rydberg

Mots clés : Capteurs de champs RF, atomes froids, états de Rydberg, spectroscopie de déplétion, effet Autler-Townes

Résumé : Les atomes de Rydberg sont des atomes portés dans un état de grand nombre quantique principal, et dont l'électron de valence orbite très loin du noyau. Cet éloignement confère aux atomes de Rydberg des propriétés hors-normes par rapport aux atomes ordinaires, grâce auxquelles ils sont devenus le cœur de nombreux développements et applications de la physique quantique expérimentale moderne. En particulier, ils possèdent des transitions dans les domaines radiofréquence (RF) et terahertz (THz) avec de très grands éléments de matrice, qui les rendent extrêmement sensibles aux champs électromagnétiques dans ces domaines de fréquences. Cela a conduit il y a une dizaine d'années à l'émergence d'une nouvelle technologie de capteurs de champs RF et THz, dans lesquels l'amplitude du champ est mesurée en faisant la spectroscopie, avec un signal de transparence électromagnétiquement induite, du doublet Autler-Townes induit par l'interaction entre le champ et les états de Rydberg des atomes d'une vapeur chaude. De tels capteurs offrent plusieurs avantages intéressants par rapport aux antennes classiques, parmi lesquels une meilleure sensibilité, une plus large gamme de fréquences accessibles, une taille indépendante de la fréquence du champ mesuré, un besoin en calibration fortement réduit, et la possibilité de mesurer en plus de l'amplitude la phase et la polarisation. Tous ces avantages font des capteurs à base d'atomes de Rydberg de très bons candidats pour des applications de type télécommunications, radar, spatial, etc. Actuellement, ces capteurs font l'objet d'une multitude de travaux et d'évolutions visant à améliorer leurs performances en termes de sensibilité, d'exactitude, de bande passante de mes-

-ure, ou de résolution spatiale. L'usage d'atomes froids au lieu de vapeurs chaudes constitue pour cela une piste prometteuse, d'une part en raison de leur meilleure cohérence et de leur effet Doppler fortement réduit, et d'autre part car ils se prêtent à d'autres formes de spectroscopie potentiellement plus robustes sur certains aspects. La présente thèse porte sur l'étude expérimentale d'une nouvelle approche pour la métrologie de champs RF avec des atomes de Rydberg froids, basée sur la spectroscopie de déplétion de piège. Elle consiste à faire interagir avec le champ RF un ensemble d'atomes de ^{87}Rb refroidis et confinés dans un piège magnéto-optique, et à sonder le doublet Autler-Townes induit par le champ à l'aide d'un effet de déplétion du piège. Le mécanisme responsable des pertes est l'ionisation des atomes sous l'action du rayonnement de corps noir ambiant. Cette étude s'est appuyée sur la réalisation complète d'un dispositif expérimental permettant de mettre en œuvre la spectroscopie de déplétion. Malgré une faible bande passante de mesure, la méthode proposée ici a démontré une linéarité inférieure à 2%, une sensibilité de l'ordre de $250 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, ainsi qu'une absence de dérives sur plusieurs heures d'intégration avec une résolution de l'ordre de $5 \mu\text{V}/\text{cm}$. Elle offre également une plus grande simplicité de mise en œuvre que d'autres approches utilisant des atomes froids, et permet en principe de déterminer à la fois la fréquence et l'amplitude du champ. Dans ce manuscrit, nous décrivons le principe, le montage et la mise en œuvre de notre dispositif expérimental, nous présenterons les résultats des mesures effectuées grâce à lui, puis nous en analyserons les performances métrologiques, les avantages et les limites.

Title : Metrology of RF electromagnetic fields using trap loss spectroscopy with cold Rydberg atoms

Keywords : RF field sensors, cold atoms, Rydberg states, trap-loss spectroscopy, Autler-Townes effect

Abstract : Rydberg atoms are atoms excited to states with a very high principal quantum number, where the valence electron orbits very far from the nucleus. This large distance imparts exceptional properties to Rydberg atoms compared to ordinary atoms, which has made them central to many developments and applications of modern experimental quantum physics. In particular, they exhibit transitions in the radiofrequency (RF) and terahertz (THz) domains with very large dipole matrix elements, making them extremely sensitive to electromagnetic fields in these frequency domains. This has led over the last ten years to the emergence of a new technology of RF and THz field sensors, where the amplitude of the field is measured by performing electromagnetically induced transparency spectroscopy of the Autler-Townes doublet induced by the interaction between the field and Rydberg states of atoms in a thermal vapor. Such sensors offer several advantages over classic antennas, including a greater sensitivity, a wider frequency range, a size independent from the frequency of the measured field, a significantly reduced need for calibration, and the ability to measure, in addition to the amplitude, the phase and the polarization. All these benefits make Rydberg atoms-based RF field sensors excellent candidates for applications in telecommunications, radar systems, and the space sector. Currently, these sensors are the subject to numerous works aiming at improving their performance in terms of sensitivity, accuracy, measurement bandwidth or spatial resolution. The use of

cold atoms instead of thermal vapors represents a promising avenue in these goals, due to their better coherence and strongly reduced Doppler effect. Additionally, cold atoms are suitable for other forms of spectroscopy that are potentially more robust in certain aspects. This thesis focuses on the experimental study of a new approach for RF field sensing using cold Rydberg atoms, based on trap-loss spectroscopy. It consists in making the RF field interact with a set of ^{87}Rb atoms cooled and confined in a magneto-optical trap, and in probing the Autler-Townes doublet created by the field through a trap depletion effect. The mechanism responsible for the losses is the ionization of the atoms under the action of background blackbody radiation. This study involved the development of an entire experimental setup to perform trap-loss spectroscopy. Despite a low measurement bandwidth, the method proposed here has demonstrated a deviation from linearity of less than 2%, a sensitivity of the order of $250 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, as well as an absence of drifts over several hours of measurement, with a resolution of the order of $5 \mu\text{V}/\text{cm}$. Moreover, this method is easier to implement than other approaches involving cold atoms, and theoretically allows for determining both the amplitude and the frequency of the field. In this manuscript, we will describe the principle, setup and implementation of our experimental apparatus, present the results of the measurement performed with it, and then analyze its metrological performance, advantages and limitations.

À ma très chère et bien aimée famille, sans laquelle rien n'aurait rien été possible

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein de l'unité "Sources Laser et Métrologie" du département DPHY (Physique, instrumentation, environnement, espace) de l'ONERA, sous la supervision de Sylvain SCHWARTZ et Alexis BONNIN. Je souhaite ici remercier chaleureusement l'ensemble des membres (actuels ou anciens) de l'unité pour l'excellent accueil qu'ils m'ont réservé, leurs conseils et leur aide tout au long de ma thèse, ainsi que pour tout ce que j'ai appris grâce à eux.

Ces remerciements s'adressent tout d'abord à Olivier LE TRAON, directeur du département DPHY, Alexandre BRESSON, directeur adjoint, et Myriam RAYBAUT, cheffe de l'unité "Sources Laser et Métrologie" : un très grand merci à vous pour m'avoir accueilli au sein du département et de l'unité. Un très grand merci également pour votre extrême gentillesse, votre souci constant du bien-être de vos subordonné(e)s et du bon déroulement de leurs travaux, ainsi que pour avoir pris le temps de m'aider ou me renseigner à chaque fois que j'en avais besoin. Votre dévouement m'a été particulièrement bénéfique, et je vous en suis très reconnaissant ! En particulier Myriam, je te remercie d'avoir accepté de faire partie de mon comité de suivi de thèse, et pour ton aide précieuse à la fin de ma thèse.

Je tiens ensuite à remercier du fond du cœur mes extraordinaires directeur de thèse Sylvain SCHWARTZ et encadrant Alexis BONNIN. Chers Sylvain et Alexis, il y a énormément de choses pour lesquelles j'aimerais vous exprimer ici ma plus profonde gratitude. Je ne saurais d'abord vous remercier assez de m'avoir guidé pour me permettre de réaliser mon rêve, à savoir devenir physicien, et de m'avoir offert l'opportunité de travailler sur le développement de cette superbe expérience de métrologie de champs RF à partir d'atomes froids de Rydberg. Un immense merci à vous également pour tout ce que vous m'avez appris tant sur le plan scientifique qu'humain, que ce soit en termes de physique, d'aspects expérimentaux ou bien d'organisation, de méthodologie de travail, de communication et de pédagogie. Je me suis vraiment senti progresser et m'améliorer grâce à vous, et je ressors de ces 3 années de thèse à vos côtés très enrichi par vos enseignements, enseignements qui me seront extrêmement utiles à l'avenir. Enfin, je dois vous remercier aussi pour votre gentillesse, votre impressionnant sens de la pédagogie, vos idées lumineuses pour faire avancer notre projet, votre investissement dans le suivi de mon travail, votre patience face aux difficultés que j'ai parfois rencontrées, votre très grande disponibilité pour m'éclairer ou m'aider, ainsi que pour votre dévouement et votre volonté de me simplifier au maximum la tâche durant la dernière ligne droite. Vous avoir comme encadrants ou collègues est à la fois un réel plaisir et une véritable chance. Sachez que vous avez ma reconnaissance éternelle pour tout cela, que j'ai beaucoup apprécié notre collaboration, et que je n'oublierai jamais cette dernière. Je vous remercie de m'avoir fait confiance et vous souhaite très sincèrement le meilleur pour la suite, ainsi que pour les prochaines étapes de

l'expérience Rydberg.

Mes plus sincères remerciements et ma gratitude vont d'autre part aux autres membres de l'unité "Sources Laser et Métrologie", à commencer par les permanents du groupe atomes froids : Yannick BIDEL, Alexandre BRESSON, Malo CADORET et Nassim ZAHZAM. J'ai adoré me familiariser avec vous sur les capteurs inertiels à base d'interférométrie atomique dont vous êtes des experts, grâce à vos nombreuses présentations, séminaires ou discussions auxquelles j'ai pu assister. Je vous remercie par ailleurs énormément pour m'avoir fait bénéficier de votre expertise sur l'utilisation de matériel ou de techniques expérimentales dont je n'étais pas familier, pour tous vos conseils très judicieux sur toutes mes présentations, et parfois sur des pistes à explorer pour l'avancement de mes travaux. Merci de même pour vos encouragements, ainsi que pour toutes les discussions captivantes autour de sujets extrêmement variés que vous lanciez lors de nos pauses déjeuner communes à la cantine. En parlant de discussions captivantes, je ne peux pas oublier non plus nos techniciens Cédric et Philippe, et notre ex-technicien Jean-Pierre, parti hélas trop tôt en retraite. Un grand merci à toi Cédric, pour toutes nos causeries autour des jeux vidéo, pour m'avoir aidé à gérer les demandes d'achat, les aspects techniques un peu délicats (soudure, perçage et taraudage, fabrication de racks, cartes électroniques, montage de tables optiques, j'en passe et des meilleurs), et pour ton légendaire sens de l'ordre, salutaire pour le thésard parfois un peu bordélique que j'étais. Merci aussi à Jean-Pierre et Philippe : je garderai toujours un excellent souvenir de votre sympathie, et de nos longues conversations sur deux sujets que nous adorons tous les trois, à savoir l'Histoire et l'automobile. Mon tour de l'unité doit être poursuivi en remerciant tout autant Christophe, Nelly, Rosa, Michaël, Clément P., Brigitte, Jean-Michel, Jean-Baptiste, Marie-Hélène et Maxime : côtoyer des gens aussi sympathiques et serviables que vous durant ces 3 ans à l'ONERA fut un pur bonheur pour moi, et j'ai eu peine à devoir vous quitter. J'ai une pensée toute particulière pour Marie-Hélène, avec qui j'ai eu plaisir à discuter des heures durant de chats et de plantes d'intérieur (au passage, merci encore pour tes délicieux cookies du Père Noël secret!), ainsi que pour Maxime : merci beaucoup à vous deux d'avoir su me rassurer sur une multitude de choses alors que j'étais en proie au doute et au désespoir. Comment ne pas penser aussi à Alexandre et Leïla, les deux post-docs arrivés durant ma thèse, et toujours en poste actuellement? J'ai été extrêmement heureux de vous avoir rencontrés et côtoyés. Je remercie chaleureusement Alexandre pour tous ses conseils en termes de rédaction, de soutenance et de recherche de postdoc, et Leïla pour ses encouragements, ses récits à propos du Liban, ainsi que pour m'avoir fait découvrir les délicieuses pâtisseries libanaises. N'omettons pas non plus le personnel administratif de l'unité, Marie-Hélène LELIEVRE, Eugénie et Marina : un énorme merci à vous toutes pour votre gentillesse, votre disponibilité et votre aide dans toutes les tâches administratives auxquelles j'ai été confronté.

Tout au long de ma thèse, l'unité "Sources Laser et Métrologie" a également été peuplée de formidables collègues doctorants, que je tiens à remercier aussi très chaleureusement. Commençons par les anciens : Jeanne, Eve-Line, Élodie, et Jonas. Ce fut un réel plaisir de vous connaître, et une source d'inspiration de vous voir rédiger, répéter et soutenir! Jeanne, sache que j'ai adoré t'avoir comme enseignante lors de mes premiers TD de physique atomique en M1, et pouvoir enseigner quelquefois avec toi à l'Institut d'Optique. Je te remercie de plus beaucoup de m'avoir fait l'honneur d'être venue à ma soutenance. Jonas, un grand merci à toi d'avoir accepté de jouer le rôle de Schrödinger dans mon teaser pour les Journées des Doctorants. J'en viens ensuite à mes compagnons d'arme, Noémie et Clément S. : merci à vous car c'était franchement chouette de vous écouter présenter sur vos thèses respectives, et de partager votre bureau. À tout ce petit monde s'ajoutent enfin les nouvelles recrues, destinées à prendre la relève, j'ai nommé Claire, Sarah, Mal, Léa, Antoine et mon cher homonyme, Romain : merci infiniment d'avoir été présents et d'avoir su me remonter le moral parfois lors de ma rédaction, je me suis senti beaucoup moins seul durant

cette phase grâce à vous. Je vous souhaite à tous et toutes une excellente fin de thèse, ainsi qu'un déferlement de résultats sympas et de publications! Cher Romain, je voudrais te dire à quel point j'ai été heureux de pouvoir travailler avec toi sur l'expérience Rydberg, et je veux te remercier généreusement pour tout ce que tu lui as apporté de plus, et pour m'avoir prêté main forte lorsque nous avons commencé à avoir des résultats : tout ce qui est présenté dans ce manuscrit, c'est aussi en partie grâce à toi! Je sais que la manip est désormais entre de très bonnes mains avec toi, donc je compte sur toi pour en prendre soin et produire plein d'autres résultats. Et rappelle toi notre crédo : SPQR!

Pour terminer ce tour de l'unité "Sources laser et Métrologie", il me reste à mentionner et à remercier tous les anciens stagiaires de M1/M2 et postdocs ayant travaillé avec moi sur le développement de l'expérience Rydberg : Guillaume DE ROCHEFORT, Nicolas GUENAU, Nathan BONVALET, Quentin MAROLLEAU et Anthony EL-BEKAI. Un énorme merci à vous tous pour tout le travail que vous avez réalisé sur certaines parties de la manip, et pour votre assistance dans certains de mes travaux. Votre investissement a beaucoup compté dans l'obtention des résultats présentés dans ce manuscrit, et m'a permis de les avoir au plus tôt, c'est pourquoi vous avez aussi toute ma gratitude. En particulier cher Quentin, j'aimerais te remercier du fond du coeur encore une fois de plus d'avoir participé à mon encadrement, de m'avoir aidé à prendre confiance en moi, d'avoir répondu à toutes mes interrogations de fin de thèse, et pour tous tes précieux conseils et enseignements notamment sur le langage Python, dans lequel tu es et resteras pour moi LE maître! Faire ta connaissance a été pour moi un privilège, et une expérience très instructive!

Viennent à présent dans la liste des personnes que je voudrais remercier toutes les personnes extérieures au département DPHY qui ont apporté leur concours au développement de l'activité Rydberg à l'ONERA, dans laquelle s'inscrit ma thèse. Il y a d'une part nos collaborateurs du département DEMR (Électromagnétisme et Radar) de l'ONERA, Pierre BRUNEEL, Daniel BERNARD, Jean Philippe PARMANTIER, et Daniel PROST : un grand merci à vous pour le prêt de votre matériel micro-onde (générateur + antenne cornet), grâce auquel j'ai pu réaliser mes mesures, ainsi que pour les simulations électromagnétiques de l'impact de l'environnement autour de l'enceinte à vide. C'est sans oublier d'autre part Patrick CHEINET (Laboratoire Aimé Cotton) et Jérôme LODÉWYCK (SYRTE), avec lesquels nous nous sommes associés dans le cadre de l'ANR RYCARD : merci beaucoup à vous pour votre participation à notre projet. Un grand merci également à toutes les personnes que je viens de citer pour nous avoir fait bénéficier de votre expertise, et pour nous avoir aidé à identifier quelques premières perspectives d'applications de notre capteur RF à atomes froids de Rydberg.

Je remercie l'Institut d'Optique Graduate School de m'avoir permis de découvrir de plus près le métier d'enseignant du supérieur, en m'accordant une mission d'enseignement en tant que vacataire auprès de ses étudiants de L3/M1 en parallèle de ma thèse. Cette expérience fut extrêmement intéressante, agréable et formatrice pour moi. J'ai pris énormément de plaisir à enseigner les TP d'électronique avec Julien VILLEMEJANE et Fabienne BERNARD, les TP d'aberrations optiques aux côtés de Lionel JACUBOWIEZ, David HOLLEVILLE, Thierry AVIGNON et Marie-Anne BURCKLEN, ou encore les TP/TD de traitement du signal sous la supervision de François GOUDAIL et de Matthieu BOFFETY : un gigantesque merci à toutes les personnes que je viens de citer pour m'avoir formé à l'enseignement, en particulier dans vos UE respectives, pour m'avoir fait confiance, et pour la qualité de notre coopération. Partager cette expérience avec des enseignants aussi merveilleux que vous a renforcé ma volonté de continuer à enseigner après ma thèse.

En outre, il me faut également remercier tout aussi chaleureusement et sincèrement l'ensemble des membres de mon jury, pour m'avoir fait l'honneur de bien vouloir examiner et évaluer mes tra-

vaux de thèse, et pour le temps qu'ils m'ont consacré malgré un emploi du temps très chargé. Un très grand merci à mes deux rapporteurs, Igor DOTSENKO et Shannon WHITLOCK, d'avoir pris le temps de lire attentivement mon manuscrit, et pour leurs retours très positifs sur ce dernier. Un non moins grand merci également à Fabienne GOLDFARB, d'avoir accepté la charge de présidente, et à Kevin WEATHERHILL celle d'examineur. Chers membres du jury, je vous sais gré d'avoir effectué un long déplacement jusqu'à Palaiseau pour venir assister à ma soutenance, ainsi que pour votre bienveillance et la richesse de nos échanges lors de celle-ci.

Enfin, ces quelques pages de remerciements ne seraient pas complètes sans un mot à mes très chers amis et à ma famille bien aimée. S'agissant de mes amis, je pense bien sûr très affectueusement à mes voisins Sofiane et Emma, à Élodie, Luana et Océane, à mes anciens camarades de l'Institut d'Optique Ozan, William et Grégoire, ainsi qu'à Manuela et Duc-Anh : un immense merci à vous tous et toutes pour vos encouragements et votre soutien, pour m'avoir redonné espoir et confiance durant les moments les plus sombres, et pour m'avoir permis de me changer les idées lorsque j'en avais le plus besoin. Tous les très bons moments que nous avons partagés ensemble à discuter, autour d'un bon repas, d'un verre, d'un film ou d'un jeu de société, toutes nos sorties et activités loufoques en tout genre, ont illuminé mes week-ends et mes vacances, et de ce fait beaucoup contribué à ma réussite. Tout ça pour dire : vous êtes géniaux ! Si je suis désormais docteur, c'est aussi grâce à vous, et je vous en suis particulièrement reconnaissant. Sachez aussi, Grégoire, William et Duc-Anh, que j'ai été très heureux de pouvoir échanger avec vous sur nos thèses respectives, et que nos discussions m'ont beaucoup appris et inspiré. Je vous souhaite, Grégoire et William, une excellente et paisible fin de thèse, et à toi Duc-Anh, beaucoup de succès et de bonheur dans la suite de ta carrière. J'aimerais également remercier ici du plus profond de mon âme ma famille, sans laquelle rien de ce que j'ai entrepris jusqu'ici n'aurait été possible, et lui témoigner ma gratitude infinie : Maman, Papa, mes trois petits frères Kevin, Kilian et Grégory, mes grand-parents Liliane et Raymond, ainsi que Françoise et Christophe. Durant tout ce long chemin vers l'obtention de mon doctorat, vous m'avez toujours soutenu, accompagné et aidé autant que vous le pouviez, et vous avez toujours été là pour moi. Vous avez cru en moi, et vous m'avez toujours rassuré, réconforté et encouragé dans les épreuves. Vous m'avez inculqué des valeurs et des principes qui m'ont permis de réussir mes projets de vie. Maman, tu as également su me transmettre le goût de la science, et de la recherche de la vérité. Tout ce que j'ai accompli, et en particulier cette thèse, c'est à vous tous que je le dois, et sans vous, je ne serais rien. Il n'existe, je crois, pas de mots assez forts pour vous exprimer l'intensité de ma reconnaissance. C'est pourquoi je vous dirai simplement : merci infiniment, pour tout, de ma naissance à ma soutenance. Vous êtes ma plus grande joie.

J'espère pour terminer n'avoir oublié personne dans ces remerciements. Si tel était le cas, alors je vous prie de m'en excuser, et je vous remercie beaucoup pour tout ce que vous m'avez apporté durant ma thèse.

Liste des acronymes

AOM	modulateur acousto-optique
AT	Autler-Townes
CAO	conception assistée par ordinateur
CNOT	NON contrôlé
DFB	diode laser à rétroaction répartie
DPMO	déplétion de piège magnéto-optique
EDFA	amplificateur à fibre dopée erbium
EIA	absorption électromagnétiquement induite
EIT	transparence électromagnétiquement induite
ELINT	electronic intelligence
EOM	modulateur électro-optique
FWHM	largeur totale à mi-hauteur
GBF	générateur basse fréquence
GPS	global positioning system
IRM	imagerie par résonance magnétique
ISL	intervalle spectral libre
KTP	phosphate de titanyte et de potassium
MFD	diamètre de mode (d'une fibre optique)
NPBS	séparateur de faisceaux non-polarisant
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales
PBS	séparateur de faisceaux polarisant
PDH	Pound-Drever-Hall
PER	ratio d'extinction de polarisation
PID	proportionnel intégral dérivé
PMO	piège magnéto-optique
PPLN	niobate de lithium polarisé périodiquement
RBF	fonctions de base radiale
RF	radiofréquence
RFID	identification radiofréquence
RSB	rapport signal à bruit
SI	système international d'unités
SLM	modulateur spatial de lumière ou unité "Sources Laser et Métrologie"
TF	transformée de Fourier
UV	ultraviolet
VCO	oscillateur contrôlé en tension

Liste des symboles

- c Vitesse de la lumière
- e Charge électrique élémentaire
- ϵ_0 Permittivité diélectrique du vide
- a_0 Rayon de Bohr
- \hbar Constante de Planck réduite
- h Constante de Planck
- R_H Constante de Rydberg pour l'atome d'hydrogène
- k_B Constante de Boltzmann
- μ_B Magnéton de Bohr
- m_{Rb} Masse du ^{87}Rb
- n Nombre quantique principal
- Ω Pulsation de Rabi
- Ω_p/Ω_c Pulsation de Rabi du couplage *probe/coupling* (expérience d'EIT)
- λ Longueur d'onde
- λ_p/λ_c Longueur d'onde du laser *probe/coupling* (expérience d'EIT)
- k_p/k_c Nombre d'onde du laser *probe/coupling* (expérience d'EIT)
- ω_p/ω_c Fréquence angulaire du laser *probe/coupling* (expérience d'EIT)
- Ω_{RF} Pulsation de Rabi du couplage RF entre 2 états de Rydberg
- Δ_{RF} Désaccord du signal RF
- ω_{RF} Fréquence angulaire du signal RF

- E_{RF} Amplitude du signal RF
- P Puissance d'un signal ou d'un faisceau
- P_{RF} Puissance du signal RF
- Γ_{EIT} Largeur d'un signal d'EIT
- E_{\pm} Énergies respectives des nouveaux états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ créés par le couplage entre 2 états de Rydberg
- ω_{\pm} Fréquences angulaires respectives des transitions vers les nouveaux états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ créés par le couplage entre 2 états de Rydberg
- T_2 Temps de déphasage des atomes participant à l'EIT
- $\sigma_{+/-}$ Polarisation circulaire + et -
- V Tension
- z_R Longueur de Rayleigh
- w_0 Rayon du col d'un faisceau gaussien
- w Rayon d'un faisceau gaussien en une position quelconque
- Ω_{PMO} Pulsation de Rabi du couplage de refroidissement
- ω_{PMO} Fréquence angulaire des faisceaux du PMO
- Δ_{PMO} Désaccord des faisceaux du PMO
- τ_{load} Constante de temps de chargement du PMO
- α Angle solide
- γ Taux d'émission spontanée entre les niveaux de la transition de refroidissement du ^{87}Rb
- I Intensité d'un faisceau
- I_{sat} Intensité de saturation de la transition de refroidissement du ^{87}Rb
- s Paramètre de saturation
- d_F Distance de Fraunhofer
- $\Omega_{780}/\Omega_{480}$ Pulsation de Rabi du couplage par le faisceau Rydberg à 780 nm/480 nm
- $\lambda_{780}/\lambda_{480}$ Longueur d'onde du faisceau Rydberg à 780 nm/480 nm
- Ω_{2ph} Pulsation de Rabi effective à 2 photons
- ω_{2ph} Fréquence angulaire effective à 2 photons

- ω_0 Estimation de la fréquence angulaire de la transition entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb
- L Taux de chargement du PMO
- Γ_0 Taux de pertes du PMO en l'absence d'excitation Rydberg
- Γ_{sp} Taux d'émission spontanée depuis l'état $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb
- Γ_{BBR} Taux d'ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant dans un état de Rydberg
- γ_d Taux d'amortissement de la cohérence entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb
- R_0 Taux d'excitation dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb à résonance
- R_{exc} Taux d'excitation dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb à une fréquence à 2 photons quelconque
- δ Désaccord à 2 photons (sauf mention contraire)
- $\mathcal{P}(\delta)$ Profil spectral de la transition entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb
- Γ_{ion} Taux de pertes du PMO par ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant
- C_6 Coefficient d'interaction de Van der Waals entre atomes de Rydberg
- Δ_{DL} Déplacement lumineux de l'état fondamental sous l'action du faisceau Rydberg à 780 nm
- \hat{H} Hamiltonien
- $\hat{V}(t)$ Transformation unitaire
- $\hat{\rho}$ Matrice densité
- $\rho_{gg}/\rho_{ii}/\rho_{rr}$ Populations de l'état fondamental/intermédiaire/de Rydberg $|61S_{1/2}\rangle$
- ρ_{gi}/ρ_{ig} Cohérence entre l'état fondamental et l'état intermédiaire
- ρ_{gr}/ρ_{rg} Cohérence entre l'état fondamental et l'état de Rydberg $|61S_{1/2}\rangle$
- ρ_{ir}/ρ_{ri} Cohérence entre l'état intermédiaire et l'état de Rydberg $|61S_{1/2}\rangle$
- $\sigma_\Omega/\sigma_\Delta$ Écart-type des fluctuations de pulsation de Rabi du couplage de refroidissement/de fréquence des faisceaux du PMO
- $\sigma_{F\Omega}/\sigma_{F\Delta}$ Écart-type des fluctuations de fluorescence du PMO induites par celles de la pulsation de Rabi du couplage de refroidissement/de la fréquence des faisceaux du PMO
- τ_{loss} Constante de temps de l'effet de déplétion à la résonance à 2 photons
- ω_{dip} Fréquence angulaire du sommet du pic DPMO sans champ RF
- ω_{ARC} Fréquence angulaire théorique de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb
- $\delta\omega$ Séparation du doublet Autler-Townes
- $\bar{\omega}$ Fréquence centrale du doublet Autler-Townes

d_0 Élément de matrice dipolaire théorique de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb

δ^{DL_1} Déplacement lumineux de l'état $|61S_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb

δ^{DL_2} Déplacement lumineux de l'état $|61P_{1/2}\rangle$ du ^{87}Rb

τ Temps d'intégration

$\sigma_\omega(\tau)$ Écart-type d'Allan sur la fréquence du signal DPMO en l'absence de champ RF

$\sigma_{\delta\omega}(\tau)$ Écart-type d'Allan sur la séparation du doublet AT en présence du champ RF

\mathcal{E}/\mathcal{E}' Espaces des couples $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF}) / (\delta\omega, \bar{\omega})$

\mathcal{S}/\mathcal{S}' Secteur de \mathcal{E}/\mathcal{E}'

Table des matières

Remerciements	vii
Liste des acronymes	xi
Liste des symboles	xiii
Table des matières	xvii
Introduction générale et état de l'art	1
0.1 Rappels contextuels sur les atomes de Rydberg	2
0.2 État de l'art des capteurs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg	7
0.2.1 Principe de fonctionnement	7
0.2.2 Performances, avantages et limites	9
0.2.3 Pistes d'amélioration en vapeurs chaudes rapportées par la littérature	11
0.2.3.1 Utilisation d'un champ RF additionnel/hétérodynage	12
0.2.3.2 Schémas d'excitation à 3 photons	13
0.2.3.3 Autres pistes d'amélioration	14
0.3 Intérêt des atomes de Rydberg froids pour la métrologie de champs RF	15
0.3.1 Intérêts démontrés dans la littérature	15
0.3.2 Spectroscopie par DPMO	18
0.4 Problématique et déroulement des travaux de thèse	20
0.5 Plan du manuscrit	22
1 Description d'un dispositif de mesures de champs RF basé sur la spectroscopie DPMO	23
1.1 Système de préparation d'un nuage d'atomes froids	24
1.1.1 Vue d'ensemble	24
1.1.2 Génération, contrôle en fréquence et mise en forme des faisceaux refroidisseurs et repompeurs	27
1.1.3 Génération et contrôle des champs magnétiques	33
1.1.4 Optimisation et caractérisation du nuage d'atomes froids	34
1.2 Système laser d'excitation vers les états de Rydberg	37
1.2.1 Objectifs et vue d'ensemble	37
1.2.2 Sources laser Rydberg utilisées	39
1.2.2.1 Source laser Rydberg à 780 nm	39

1.2.2.2	Source laser Rydberg à 480 nm	41
1.2.3	Contrôle en fréquence	43
1.2.4	Mise en forme des faisceaux Rydberg	47
1.3	Systèmes de génération et de détection du signal micro-onde	48
1.3.1	Dispositif d'acquisition de la fluorescence des atomes	48
1.3.2	Chaîne micro-onde	49
2	Spectroscopie par déplétion de piège magnéto-optique d'une transition vers l'état $61S_{1/2}\rangle$	51
2.1	Analyse du signal DPMO observé dans le cas d'une transition à 2 photons	52
2.1.1	Comparaison à un modèle d'équations de taux	52
2.1.2	Effet Autler-Townes causé par la lumière de refroidissement	57
2.1.2.1	Cas d'une transition à 2 photons vers l'état $ 61S_{1/2}\rangle$	57
2.1.2.2	Cas d'une excitation vers l'état $ 54S_{1/2}\rangle$ à un seul photon résonant à 480 nm	60
2.1.3	Origine du bruit sur les spectres de fluorescence	61
2.2	Traitement des spectres de fluorescence	63
2.3	Influence de quelques paramètres expérimentaux	65
2.3.1	Puissance des faisceaux Rydberg	65
2.3.2	Polarisation des faisceaux Rydberg	66
2.3.3	Vitesse de balayage de la fréquence de l'excitation	67
3	Application de la spectroscopie par déplétion de piège magnéto-optique à la mesure d'un champ RF	75
3.1	Spectroscopie de l'effet Autler-Townes induit par un champ RF quasi-résonant	76
3.1.1	Linéarité et étendue de mesure	79
3.1.2	Impact de la puissance du signal RF sur la fréquence centrale du doublet	83
3.2	Stabilité, résolution, et sensibilité des mesures par spectroscopie DPMO	86
3.3	Spectroscopie de l'effet Autler-Townes en présence d'un champ RF hors-résonance	89
3.3.1	Influence du désaccord sur les caractéristiques du doublet Autler-Townes	89
3.3.2	Estimation du désaccord et de la puissance du champ RF à partir du doublet Autler-Townes	93
	Conclusion et perspectives	97
4.1	Bilan	97
4.2	Perspectives à court terme	97
4.3	Perspectives à plus long terme	99
	Annexes	101
A	Liste des publications et des communications	103
A.1	Publications dans des revues scientifiques	103
A.2	Conférences internationales	103
A.3	Conférences nationales	103
	Bibliographie	117
	Table des figures	127
	Liste des tableaux	135

Introduction générale et état de l'art

Sommaire du présent chapitre

0.1 Rappels contextuels sur les atomes de Rydberg	2
0.2 État de l'art des capteurs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg	7
0.2.1 Principe de fonctionnement	7
0.2.2 Performances, avantages et limites	9
0.2.3 Pistes d'amélioration en vapeurs chaudes rapportées par la littérature	11
0.3 Intérêt des atomes de Rydberg froids pour la métrologie de champs RF	15
0.3.1 Intérêts démontrés dans la littérature	15
0.3.2 Spectroscopie par DPMO	18
0.4 Problématique et déroulement des travaux de thèse	20
0.5 Plan du manuscrit	22

Depuis les travaux pionniers de Hertz, Braun et Marconi à la fin du 19ème siècle, l'échange et l'analyse de signaux électromagnétiques, notamment dans les domaines radiofréquence (RF) (3 kHz à 300 GHz) et THz (300 GHz à 30 THz), ont connu un essor fulgurant. Ils occupent désormais une place centrale dans notre société de l'information et de la communication, tant les applications qui en découlent sont devenues omniprésentes dans notre quotidien. Dans le domaine RF, celles-ci incluent bien évidemment les télécommunications (avec la téléphonie mobile, Internet, le Wi-Fi, etc.), la télévision, la radio, le GPS, ainsi que les radars, mais aussi la radioastronomie, la médecine (avec l'IRM et l'ablation radiofréquence), la RFID, le renseignement d'origine électromagnétique (ELINT), etc. Pour ce qui est du domaine terahertz, on peut citer également l'imagerie médicale, la sécurité civile et aéroportuaire, le contrôle qualité et l'étude de matériaux, l'analyse chimique, ou encore l'archéologie et l'examen d'oeuvres d'art. Avec cette immense diversité d'applications et l'importance des besoins auxquelles elles répondent, la valeur du spectre électromagnétique a même ainsi été évaluée à 1 trillion de dollars [1]! Dans un tel contexte, disposer de récepteurs satisfaisant les besoins et exigences de ces diverses applications est désormais essentiel. Pendant très longtemps, la réception/caractérisation de signaux électromagnétiques a été réalisée essentiellement à l'aide d'antennes radioélectriques, qui sont des dispositifs conducteurs dans lesquels l'onde incidente induit un courant, mesuré et traité par un ou plusieurs circuits électroniques en aval. Cependant, les antennes souffrent de plusieurs limitations, parmi lesquels une gamme de fréquences accessibles souvent limitée, un encombrement croissant avec la longueur d'onde du signal à détecter, une perturbation de ce dernier en raison de la nature conductrice de l'antenne, ainsi que la nécessité de calibrer ces dispositifs de façon plus ou moins régulière selon les applications [2–5]. Ces limites et les problèmes qu'elles posent dans certaines des applications susmentionnées ont conduit à l'étude

d'autres types de détecteurs, dont les capteurs à base d'atomes de Rydberg sont un exemple prometteur. Apparus en 2012, les capteurs RF et THz à base d'atomes de Rydberg apportent potentiellement certaines réponses aux limites des antennes citées plus haut. Depuis leur apparition, ils ont pour cette raison fait, et continuent de faire, l'objet d'intenses travaux de recherche à travers le monde [2–6].

Les travaux exposés dans ce manuscrit portent sur le développement et l'étude expérimentale d'une nouvelle approche pour la métrologie de champs RF à partir d'atomes de Rydberg, basée sur des atomes froids et plus précisément sur la spectroscopie par DPMO. Ils ont été menés entre mars 2021 et septembre 2024 au sein de l'unité "Sources laser et métrologie" du département "Physique, Instrumentation, Environnement, Espace" (DPHY) de l'ONERA. Dans cette introduction, nous commencerons par rappeler la définition et les propriétés des états de Rydberg, ainsi que par dresser un panorama de leurs apports à la physique contemporaine. Nous décrirons ensuite, dans une seconde section, le principe de fonctionnement et les avantages par rapport aux antennes des capteurs de champs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg. La seconde section présentera également les performances et quelques limites de ces capteurs, avant d'évoquer certaines évolutions qui ont été proposées et étudiées, toujours avec des vapeurs chaudes, pour en augmenter encore les performances. Ensuite, nous verrons quels intérêts présente l'usage d'atomes froids comme support des mesures plutôt que de vapeurs chaudes, en nous appuyant sur les quelques études rapportées dans la littérature à ce sujet. Forts de tous ces éléments, nous en viendrons enfin au principe de la spectroscopie DPMO, ainsi qu'à son utilisation comme méthode alternative de métrologie de champs RF à partir d'atomes de Rydberg froids, méthode que cette thèse se propose d'étudier.

0.1 Rappels contextuels sur les atomes de Rydberg

Grâce à leurs propriétés hors normes par rapport aux atomes ordinaires [6, 7], les atomes alcalins¹ excités dans des états de Rydberg sont devenus l'un des piliers de la physique quantique expérimentale moderne. Les états de Rydberg se définissent comme des niveaux d'énergie atomiques de nombre quantique principal élevé (typiquement $n > 10$), et donc de haute énergie. Les atomes qui les occupent tirent la plupart de leurs propriétés si particulières de la distance considérable (proportionnelle à n^2) qui sépare leur électron externe de leur noyau, de l'ordre de quelques dizaines de nm à quelques μm . Une première conséquence de cette large distance est une forte similarité physique avec l'atome d'hydrogène. L'énergie $E_{n,l,j}$ d'un atome de Rydberg obéit en particulier à la formule du même nom, sous réserve d'une légère correction via un terme de *défaute quantique* $\delta_{n,l,j}$, qui rend compte de la faible interaction entre le coeur de l'atome et l'électron externe en fonction du moment angulaire l de ce dernier [6, 7] :

$$E_{n,l,j} = -\frac{R_H}{(n - \delta_{n,l,j})^2} \quad (1)$$

avec $R_H = 1,09678 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ la constante de Rydberg pour l'atome d'hydrogène. À partir de cette formule, on montre que les fréquences des transitions entre états de Rydberg s'étendent de quelques dizaines de MHz à quelques THz, couvrant ainsi presque tout le domaine radiofréquence (3 kHz - 3 THz), et une partie du domaine THz (300 GHz - 30 THz). La très large distance électron-noyau des atomes de Rydberg leur confère également un très grand moment dipolaire. Celui-ci se traduit d'une part par des éléments de matrice gigantesques entre états de Rydberg voisins ($\propto n^2$), autrement dit par une très forte sensibilité aux champs RF et THz extérieurs, et d'autre part

1. Ainsi que certains atomes divalents comme le strontium ou l'ytterbium, qui ne seront pas considérés dans cette thèse

par de très fortes interactions de type dipôle-dipôle résonant ($\propto n^4$) ou Van der Waals ($\propto n^{11}$). De ces interactions naît par ailleurs un effet nommé *blocage de Rydberg*, dans lequel l'excitation d'un atome dans un niveau de Rydberg décale ceux des éventuels atomes voisins, inhibant ainsi leur excitation simultanée à l'intérieur d'un certain *rayon de blocage* [8, 9]. Il en résulte que l'ensemble se retrouve alors dans une superposition intriquée d'états, correspondant chacun à l'excitation d'un seul des atomes du volume. À tout cela s'ajoute enfin que le temps de vie d'un atome dans un état de Rydberg est relativement long, variant en n^3 voire en n^5 pour les états de moments angulaires les plus élevés [10], et allant de quelques dizaines de microsecondes à quelques secondes. Cette longévité découle en partie du fait que le faible recouvrement entre la fonction d'onde de l'électron dans un de ces états (large et éloignée du noyau) et celle de l'électron dans l'état fondamental (proche du noyau) réduit la probabilité d'émission spontanée. Les lois d'échelle en fonction de n régissant les propriétés qui viennent d'être citées sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :

Propriété	Loi d'échelle
Taille	n^2
Énergie	n^{-2}
Écart en énergie entre états de Rydberg voisins	n^{-3}
Éléments de matrice entre états de Rydberg voisins	n^2
Éléments de matrice entre états fondamental et Rydberg	$n^{-3/2}$
Polarisabilité	n^7
Coefficient d'interactions dipôle-dipôle	n^4
Coefficient d'interactions de Van der Waals	n^{11}
Temps de vie radiatif	n^3

TABLEAU 1 – Lois d'échelle des propriétés des états de Rydberg en fonction de leur nombre quantique principal n . Ces lois sont tirées de la référence [7]

L'association de ces différentes propriétés a ouvert la voie à une multitude d'avancées et d'applications nouvelles dans toutes les branches de l'actuelle seconde révolution quantique [6, 10–21]. Ces avancées ou applications se répartissent globalement en deux grands groupes : celles exploitant les fortes interactions entre atomes de Rydberg, notamment dans les domaines de la simulation, de l'optique et du calcul quantiques, et celles mettant à profit l'extrême sensibilité de ces atomes aux champs RF et THz pour la métrologie. S'agissant du premier groupe d'applications, la simulation quantique est la manipulation de systèmes quantiques synthétiques et très bien maîtrisés, dans le but de comprendre d'autres systèmes analogues expérimentalement et numériquement hors de portée : il peut s'agir de systèmes à grand nombre de particules en interaction, décrits par un modèle connu mais dont la taille rend le traitement analytique et/ou numérique impossible, ou bien de systèmes liés à des phénomènes encore mal compris comme la supraconductivité. Les systèmes synthétiques à la base des expériences de simulation quantique consistent généralement en ensembles d'atomes ultra-froids uniques, contrôlés individuellement en étant piégés chacun dans un site d'un réseau optique ou dans une pince optique. Des exemples de tels dispositifs sont représentés en figure 1. Dans ces expériences de simulation quantique, l'excitation dans les états de Rydberg joue un rôle essentiel, car les interactions qu'elle génère offrent le moyen de reproduire celles du système à simuler, et ce d'une manière facilement contrôlable via la distance entre atomes ou l'état de Rydberg ciblé [11, 22–24]. Sans compter que le blocage de Rydberg induit par

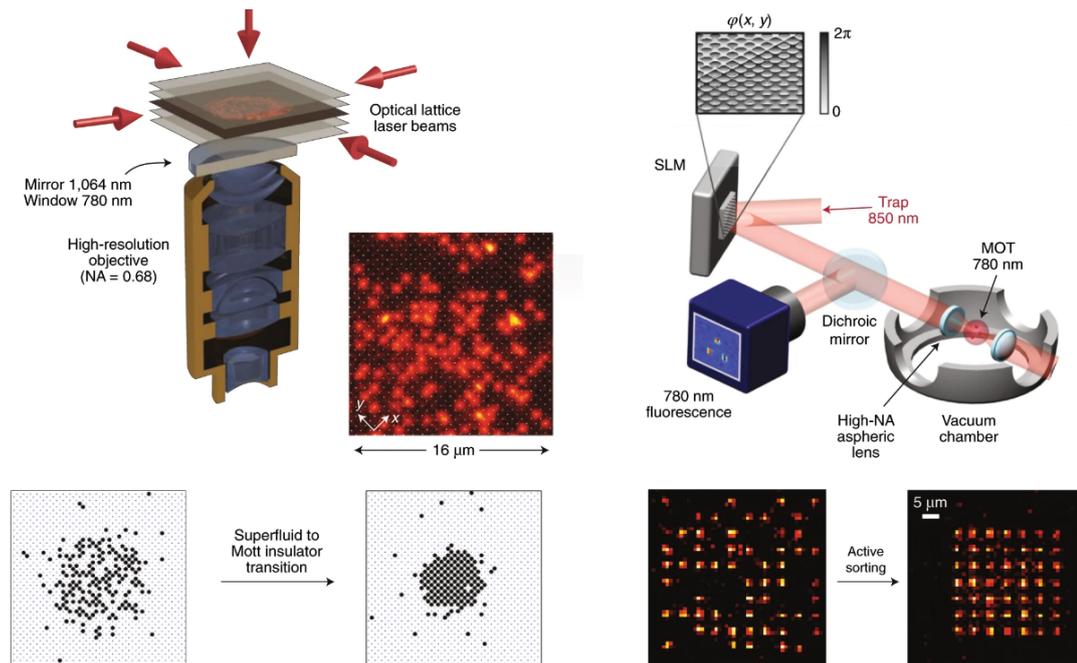


FIGURE 1 – Exemples de plateformes expérimentales de simulation quantique. La moitié gauche de l'image illustre un microscope à gaz quantique, qui consiste à générer un réseau optique dans lequel peuvent être piégés les atomes. La moitié droite représente quant-à-elle un système de génération d'ensembles d'atomes uniques à partir de pinces optiques à 850 nm. Un modulateur spatial de lumière (SLM) vient séparer un large faisceau incident à 850 nm en un ensemble de pinces, piégeant chacune un atome au plus. Pour chacune de ces deux expériences, des images permettant de résoudre chaque atome individuellement sont présentées. L'ensemble de cette figure est issue de la référence [11].

cette même excitation est également très utile pour créer certains états intriqués entre les particules [12, 13, 25]. Les simulateurs à base d'atomes de Rydberg ont ainsi permis de simuler avec succès les larges ensembles de spins 1/2 des modèles d'Ising et XY, impliqués dans les propriétés magnétiques des matériaux cristallins, ou encore dans les phénomènes de transport d'excitation dans le cas du modèle XY [11]. Grâce à ces simulations, plusieurs aspects de la physique des systèmes de type Ising ont pu être explorés, allant de leurs transitions de phase [26] à leur dynamique hors équilibre [22], ou à certaines propriétés de transport d'excitation [11]. Outre leur intérêt comme simulateurs quantiques, les ensembles d'atomes de Rydberg contrôlés individuellement se prêtent également très bien, du fait des interactions, à la génération d'états comprimés de spin, ce qui en fait de bons candidats comme plateformes de nouveaux protocoles de métrologie en dessous de la limite quantique standard [12, 13, 27, 28]. Les autres applications dans les domaines du calcul et de l'optique quantiques s'appuient pour leur part davantage sur le blocage de Rydberg. Parmi celles relevant du calcul quantique, on peut citer la réalisation de portes logiques à 2 qubits, chacun encodés sur 2 états d'un atome unique piégé dans un piège dipolaire [14, 15, 29]. L'effet de blocage y est utilisé pour conditionner le changement d'état du qbit « cible » à l'état du qbit « contrôle », de manière à former une porte CNOT, ou bien pour garantir qu'un déphasage de π soit appliqué dès lors qu'au moins un des deux qubits vaut $|1\rangle$, de manière à former une porte CZ [15]. En optique quan-

tique, des ensembles d'atomes de Rydberg en situation de blocage et soumis à des impulsions laser brèves ont démontré de bonnes capacités à faire office de source de photons uniques [16, 17], ou de transistors photoniques [18, 19]. L'emploi comme source de photons uniques "à la demande" tire son origine du fait que l'ensemble des atomes contenus dans le rayon de blocage ne peut absorber qu'une excitation vers les états de Rydberg à la fois, et donc ne réémettre qu'un seul photon à la fois. Plusieurs mécanismes possibles de déclenchement de l'émission du photon ont été rapportés : mélange à 4 ondes dans un gaz chaud d'atomes de ^{85}Rb [17], stockage d'une impulsion à 2 photons à 780 et 480 nm sous la forme d'une onde de spin dans un petit groupe d'atomes de ^{87}Rb froids piégés, puis libération d'un photon à 780 nm à l'application d'une seconde impulsion à 480 nm [16], etc. Le développement de transistors photoniques à atomes de Rydberg dérive quant-à-lui de la possibilité, grâce au blocage de Rydberg, de contrôler avec quelques photons le passage à travers le milieu atomique d'un plus grand nombre de photons, dans la même idée que celle des transistors électroniques [18, 19]. Pour cela, les transistors photoniques mettent en jeu deux excitations : l'une dite "contrôle" vers un état de Rydberg $|R_c\rangle$, et l'autre dite "source" vers un autre état de Rydberg $|R_s\rangle$, réalisée en passant par un état intermédiaire avec 2 photons résonants, suivant une configuration d'EIT. Lorsque seule l'excitation "source" est présente, le milieu atomique est rendu transparent par l'EIT, autorisant le passage des photons formant la première étape de l'excitation. Si en revanche l'excitation "contrôle" est appliquée quelques instants avant l'excitation "source", le blocage décale le niveau $|R_s\rangle$ et annule ainsi la résonance de l'excitation source, nécessaire à l'EIT. Le milieu n'est alors plus transparent dans le rayon de blocage, et la transmission des photons de la première étape de l'excitation source fortement réduite.

Concernant les applications exploitant la forte sensibilité des atomes de Rydberg aux champs RF et THz, l'une des premières historiquement a été la réalisation, dans les années 1990, de mesures quantiques non destructives du nombre de photons RF circulant dans une cavité supraconductrice [20, 30–32]. Dans ces mesures, une série d'atomes préparés dans une superposition de 2 états de Rydberg $|R_1\rangle$ et $|R_2\rangle$ via une impulsion $\pi/2$ traversent la cavité, où la rencontre avec les photons RF non-résonants induit, par l'intermédiaire de déplacements lumineux, un déphasage entre les 2 états. Ce déphasage, proportionnel au nombre de photons, est alors mesuré en sortie de la cavité à l'aide d'un interféromètre de Ramsey. L'usage d'atomes de Rydberg circulaires a été primordial pour cette expérience, d'une part car leur longévité aide à préserver la cohérence de la superposition assez longtemps jusqu'à la détection, et d'autre part car leur forte sensibilité au champ RF rend le déphasage par photon assez grand pour être bien perceptible. Plus récemment, dans les années 2010, sont apparus plusieurs dispositifs d'imagerie THz [21, 33, 34] et capteurs de champs RF [3, 35, 36] et THz [37] à base de vapeurs chaudes d'atomes alcalins, fondés sur l'utilisation des états de Rydberg des atomes. Ces dispositifs font actuellement l'objet d'un vif intérêt car ils ont permis de repousser plusieurs limites de l'état de l'art dans leurs domaines respectifs. Par exemple, le dispositif d'imagerie THz de la référence [21], illustré en figure 2, s'est montré non seulement très sensible mais aussi capable de remplir sa fonction avec une résolution proche de la limite de diffraction, et une cadence de 3000 images par secondes, bien supérieure à celle d'autres technologies déjà existantes. Cette avancée a été possible car de tels dispositifs agissent comme des convertisseurs du champ THz provenant de l'objet à imager en un champ optique visible, imageable par une caméra rapide. Les atomes y sont excités sur une large surface dans un état de Rydberg donné ($|14P_{3/2}\rangle$), que le champ THz couple à un autre état de Rydberg ($|13D_{5/2}\rangle$). En l'absence du champ, les atomes peuplent seulement $|14P_{3/2}\rangle$, et se dés excitent en empruntant une multitude de chemins de probabilités comparables, ce qui donne lieu à de nombreuses raies de fluorescence. Au contraire, la fraction d'atomes peuplant l'état $|13D_{5/2}\rangle$ en présence du champ se dés excite préférentiellement suivant un chemin particulier, ce qui conduit, par rapport au cas où le champ est absent, à une forte augmentation de la fluorescence à la longueur d'onde 535 nm associée à ce chemin. Cela se produit sur toute la zone éclairée par le champ que l'on peut alors imager à l'aide d'une caméra. S'agissant

enfin des capteurs de champs RF et THz à base d'atomes de Rydberg, nous allons nous y attarder beaucoup plus longuement dans la section qui va suivre, ces derniers étant au cœur du sujet de la présente thèse.

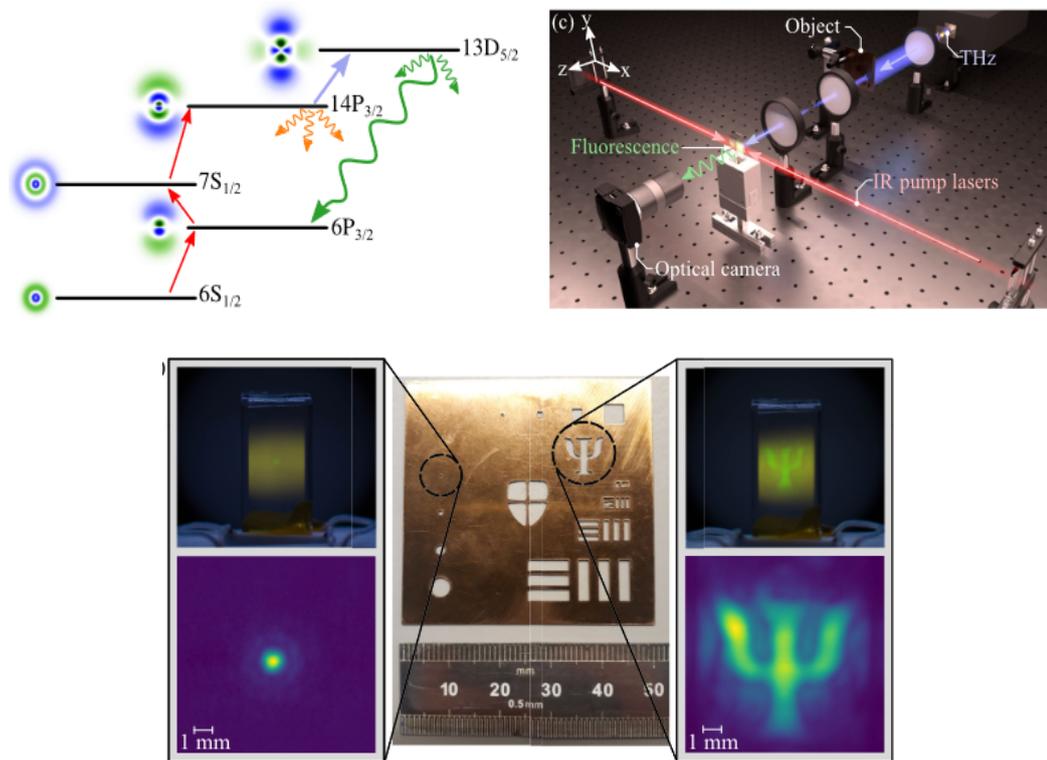


FIGURE 2 – Illustration du dispositif d'imagerie THz de la référence [21]. Un ensemble de 3 faisceaux laser "pompes" infrarouges excitent sur une large surface des atomes de Césium de l'état $|6S_{1/2}\rangle$ à l'état $|14P_{3/2}\rangle$ en passant par les états $|6P_{3/2}\rangle$ et $|7S_{1/2}\rangle$. En parallèle, les atomes sont exposés à un faisceau à 0,55 THz, résonnant avec la transition $|14P_{3/2}\rangle \rightarrow |13D_{5/2}\rangle$, et provenant d'un objet source constitué d'un masque (photographié en bas au centre) précédé d'une source lumineuse à 0,55 THz. Le couplage entre les états $|14P_{3/2}\rangle$ et $|13D_{5/2}\rangle$ sous l'action du faisceau à 0,55 THz conduit les atomes exposés à se désexciter préférentiellement suivant un chemin particulier, donnant lieu à une forte augmentation de la fluorescence à 535 nm sur toute la zone éclairée par le faisceau THz par rapport à la zone non éclairée. En imageant cette fluorescence à l'aide d'une caméra optique, on obtient ainsi une image de l'objet source éclairant les atomes, comme le montrent les 2 photographies en bas à gauche et en bas à droite. L'ensemble de la figure est tiré de la référence [21].

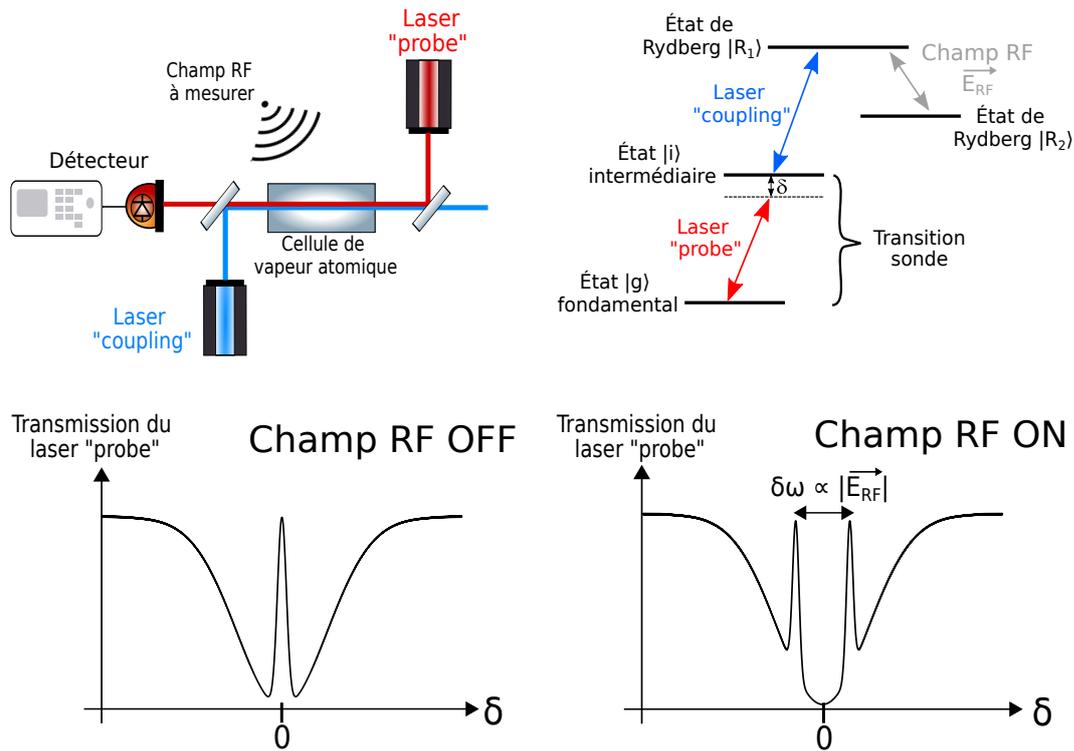


FIGURE 3 – Principe des capteurs de champs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg.

0.2 État de l'art des capteurs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg

0.2.1 Principe de fonctionnement

Dans leur version la plus simple, les capteurs de champs RF et THz à base d'atomes de Rydberg se composent d'une cellule en verre remplie d'une vapeur chaude d'atomes alcalins (typiquement du Rb ou du Cs), de deux lasers *probe* et *coupling*, ainsi que d'un dispositif de détection du faisceau *probe* en sortie de cellule. Leur principe de fonctionnement est schématisé en figure 3. Les lasers *probe* et *coupling* sont envoyés dans la vapeur en étant à la fois superposés spatialement, et contrapropageants afin de minimiser l'impact de l'effet Doppler sur les mesures. Ils couplent ainsi les atomes sur leur trajet à un état de Rydberg choisi $|R_1\rangle$, de manière à rendre ces derniers sensibles au signal RF à analyser. Plus précisément, le faisceau *probe* couple l'état fondamental $|g\rangle$ des atomes à un état intermédiaire $|i\rangle$ avec une pulsation de Rabi Ω_p , et le faisceau *coupling* l'état $|i\rangle$ à l'état de Rydberg $|R_1\rangle$ avec une pulsation de Rabi Ω_c , tel que $\Omega_p \ll \Omega_c$ en général. Dans cette configuration, lorsque les 2 faisceaux sont à résonance et que le champ RF est absent, l'excitation se manifeste par l'ouverture, dans le spectre d'absorption du faisceau *probe*, d'une très fine fenêtre de transparence, en raison du phénomène de transparence électromagnétiquement induite, ou EIT. Il s'agit d'un phénomène cohérent typique des systèmes à 3 niveaux couplés tels que celui considéré ici, et qui peut être interprété de 2 façons complémentaires [38–40] :

— D'une part comme le résultat d'interférences quantiques destructives entre les amplitudes

de probabilités de plusieurs chemins possibles vers l'état $|i\rangle$ quand le faisceau *coupling* est présent, empêchant le peuplement de $|i\rangle$ et donc l'absorption du faisceau *probe*.

- D'autre part comme la conséquence du fait que l'état propre superposition de $|g\rangle$ et de $|R_1\rangle$ dans lequel se retrouvent les atomes pendant l'interaction est un état noir, depuis lequel l'absorption des photons *probe* est impossible du fait d'une probabilité de présence nulle dans l'état $|i\rangle$.

Dans tous les cas, l'apparition d'une fenêtre d'EIT constitue une signature de la présence d'une résonance entre l'état fondamental et l'état de Rydberg cible. Si à présent l'état $|R_1\rangle$ est couplé par le champ RF à mesurer à un autre état de Rydberg $|R_2\rangle$ avec une pulsation de Rabi Ω_{RF} , alors le couplage modifie la structure énergétique des états de Rydberg, et par suite l'allure du spectre d'absorption du faisceau *probe*. Dans la limite où Ω_{RF} est au moins comparable à la largeur Γ_{EIT} de la raie d'EIT, mais très faible devant la fréquence angulaire de la transition Rydberg² [41], $|R_1\rangle$ se dédouble en 2 nouveaux états de Rydberg "habillés" $|R_+\rangle$ et $|R_-\rangle$, superpositions de $|R_1\rangle$ et $|R_2\rangle$: c'est l'effet Autler-Townes [42]. Leurs énergies respectives E_+ et E_- sont données par :

$$E_{\pm} = E_{g \rightarrow R_1} - \frac{\hbar \Delta_{RF}}{2} \pm \hbar \sqrt{\Omega_{RF}^2 + \Delta_{RF}^2} \quad (2)$$

avec $E_{g \rightarrow R_1}$ l'énergie de la transition $|g\rangle \rightarrow |R_1\rangle$ et Δ_{RF} l'éventuel désaccord du champ par rapport à la transition $|R_1\rangle \rightarrow |R_2\rangle$. En conséquence de ce dédoublement, la raie d'EIT se sépare à son tour en 2 raies, correspondant chacune à la résonance vers un des deux états de Rydberg habillés, d'énergies E_+ et E_- . Pour des atomes au repos, l'écart en fréquence $\delta\omega$ entre ces 2 raies dérive directement de la différence entre E_+ et E_- données par l'équation 2, et vaut, lorsque le champ est à résonance :

$$\delta\omega = \Omega_{RF} \quad (3)$$

Cependant, avec des atomes dans une vapeur à température ambiante, il faut introduire dans l'équation précédente un facteur "Doppler" D entre $\delta\omega$ et Ω_{RF} pour tenir compte de l'impact de l'effet Doppler lié à la vitesse des atomes sur les fréquences des résonances, tel que [35,36,43,44] :

$$\delta\omega = D \times \Omega_{RF} \quad (4)$$

Le facteur D est égal, à température ambiante, au ratio λ_c/λ_p des longueurs d'onde des faisceaux *probe* et *coupling* si la spectroscopie est faite en balayant la fréquence du laser *probe*, et à 1 si le balayage s'effectue au contraire par l'intermédiaire du laser *coupling* [35,36,43,44]. Sachant que la pulsation de Rabi Ω_{RF} est proportionnelle à l'amplitude E_{RF} du champ tel que $\Omega_{RF} = d_R \cdot E_{RF}/\hbar$, avec d_R l'élément de matrice de la transition $|R_1\rangle \rightarrow |R_2\rangle$, il s'ensuit que :

$$E_{RF} = \frac{1}{D} \times \frac{\hbar \delta\omega}{d_R} \quad (5)$$

En d'autres termes, si l'on connaît bien les longueurs d'onde des faisceaux excitateurs et le dipôle de la transition entre les 2 états de Rydberg mis en jeu, mesurer la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes ainsi sondé via l'EIT renseigne directement sur l'amplitude du champ.

Dans le régime où le champ RF est très fort, c'est à dire où Ω_{RF} devient comparable à la fréquence angulaire de la transition $|R_1\rangle \rightarrow |R_2\rangle$ ³, la réponse des atomes sur le trajet des faisceaux devient plus complexe qu'un simple dédoublement Autler-Townes linéaire de l'état $|R_1\rangle$ [41,45–48].

2. Ce qui est le cas tant que Ω_{RF} n'excède pas quelques centaines de MHz avec les états de Rydberg habituellement utilisés

3. Soit d'au moins quelques centaines de MHz à quelques GHz avec les états de Rydberg couramment utilisés

Il reste toutefois possible de mesurer l'amplitude du champ et également sa fréquence en comparant les spectres expérimentaux à des spectres théoriques, comme décrit dans certaines des références précédentes.

Enfin, une condition doit être remplie pour que l'ensemble de la méthode qui vient d'être décrite produise un rapport signal à bruit (RSB) suffisamment élevé : la longueur d'onde du laser *probe* doit être supérieure ou égale à celle du laser *coupling*. En effet, dans le cas contraire, le moyennage des signaux d'EIT sur l'ensemble des classes de vitesse des atomes présents rend l'amplitude de ces signaux quasi-nulle [49], compromettant alors la détection du doublet Autler-Townes et la mesure de sa séparation.

0.2.2 Performances, avantages et limites

L'intérêt croissant dont les capteurs à base d'atomes de Rydberg font l'objet s'explique par leurs multiples avantages sur les antennes classiques, et par les solutions qu'ils apportent à certaines limites de ces dernières :

- Une sensibilité sur la mesure d'amplitude du champ comparable ou meilleure que les antennes classiques [2–5, 35]. La sensibilité est définie comme la plus petite variation de l'amplitude du champ conduisant à un rapport signal à bruit de 1 pour un temps d'intégration donné. La version de base des capteurs à atomes de Rydberg décrite en référence [35] a révélé une sensibilité de $30\mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, ainsi qu'une amplitude minimale détectable de $8\mu\text{V}/\text{cm}^4$.
- Une très large gamme de fréquences accessibles. Les capteurs Rydberg sont potentiellement sensibles à toutes les fréquences de transition possibles entre états de Rydberg, allant de la centaine de MHz à quelques THz. Autrement dit, un seul et même capteur peut servir à détecter des signaux sur toute cette gamme de fréquences, à condition d'accorder le laser *coupling* vers un état de Rydberg impliqué dans une transition de fréquence similaire à celle du signal à détecter. Toutes les fréquences du domaine 100 MHz-1THz ne sont certes pas immédiatement accessibles étant donné le caractère discret des fréquences des transitions Rydberg, mais on peut toutefois multiplier les espèces atomiques à l'intérieur de la cellule, afin d'augmenter le nombre de fréquences accessibles dans un certain intervalle [43, 50]. L'aptitude des capteurs à atomes de Rydberg à faire office de récepteur très large bande a été confirmée par la grande variété de fréquences auxquelles des mesures de champs RF et THz ont été rapportées par la littérature, avec notamment des champs VHF (quelques centaines de MHz) [43, 51], champs UHF et SHF (quelques GHz à quelques dizaines de GHz) [35, 43, 52], champs sub-THz (~ 100 GHz) [36, 43, 52], et même un champ à 1,06 THz [37].
- Un besoin en calibration réduit, du fait que le facteur d'échelle reliant la séparation mesurée $\delta\omega$ du doublet AT à l'amplitude du champ ne dépend en principe que de constantes atomiques fondamentales (et éventuellement de longueurs d'ondes) déjà très précisément connues ou pouvant l'être grâce à la théorie. En effet, la constante de Planck h est fixée à une valeur exacte depuis la révision du système d'unités SI en 2019 [53], et l'élément de matrice entre les 2 états de Rydberg utilisés figurant aussi dans le facteur d'échelle peut être calculé avec une incertitude de 0.1% [54] au moyen de calculs d'intégrales de recouvrement des fonctions d'onde [43, 52, 54]. Cet auto-référencement constitue un atout majeur par rapport aux antennes classiques et offre potentiellement une meilleure exactitude. Le lien avec la constante de Planck rend par ailleurs l'électrométrie RF à partir d'atomes de Rydberg traçable dans le système d'unités SI, c'est-à-dire reliée à une référence du système SI telle qu'une constante fondamentale par une chaîne ininterrompue de calibrations bien

4. Si l'on exploite le régime dans lequel le champ est trop faible pour créer un dédoublement Autler-Townes perceptible, et ne fait que moduler l'amplitude du signal d'EIT

documentées et aux incertitudes rigoureusement quantifiées. La traçabilité SI de toutes les grandeurs physiques est un des grands objectifs actuels des organisations de métrologie internationales, que les standards "classiques" de calibration d'antenne n'avaient pas permis d'atteindre dans le cas des champs RF et THz. Pour toutes ces raisons, l'électrométrie RF et THz à partir d'atomes de Rydberg pourrait devenir un nouveau standard de mesure et de calibration d'antennes, à condition de résoudre le problème de la déformation du champ par la cellule contenant les atomes (voir fin de cette section).

- Une taille minimale du capteur indépendante de la fréquence du champ à détecter, et une meilleure résolution spatiale. Les antennes classiques sont soumises à la limite de Chu-Harrington [55, 56], qui implique que pour des performances optimales, leur taille doit être supérieure à la moitié de la longueur d'onde du champ reçu. Il s'ensuit que l'encombrement d'une antenne RF augmente considérablement en basse fréquence, et que sa résolution spatiale est restreinte de quelques mètres à quelques millimètres en fonction de la fréquence du champ pour laquelle elle a été conçue. À l'inverse, les capteurs à base d'atomes de Rydberg ne sont pas concernés par une telle limite. Combinés aux récentes technologies optiques fibrées et miniaturisées, ils peuvent ainsi permettre davantage de compacité et de portabilité en basse fréquence. En particulier, plusieurs solutions où la tête du capteur (comprenant la cellule et les 2 faisceaux *probe* et *coupling*) est séparée du reste du dispositif et reliée à ce dernier par des fibres optiques ou une liaison en espace libre, ont été proposées en ce sens [57–59]. De plus, la résolution spatiale des capteurs Rydberg ne dépend pas de leur taille totale, mais seulement de celle des faisceaux *probe* et *coupling*, lesquelles peuvent être abaissées jusqu'à une centaine de μm (par exemple $66 \mu\text{m}$ à 6.9 GHz dans la référence [60]). Une telle résolution donne la possibilité de cartographier une distribution spatiale de champ RF avec un niveau de détail bien en dessous de la longueur d'onde λ du champ [60] et [61].

Malgré le fait qu'elle soit déjà assez élevée, la sensibilité de la version décrite plus haut des capteurs à base d'atomes de Rydberg pourrait être encore largement améliorée. Elle est de fait étroitement liée à 2 choses : d'une part à la largeur et au bruit de fréquence des raies d'EIT, et d'autre part au bruit d'intensité sur le signal d'absorption du laser *probe*. Ultimement, la sensibilité maximale S_{max} que pourraient atteindre les capteurs Rydberg est limitée par le bruit de projection quantique (aussi appelé *shot noise* atomique), ainsi que par le temps de déphasage fini T_2 des N atomes participant à l'EIT et à la mesure, tel que [2–4, 62] :

$$S_{max} = \frac{h}{d_R \sqrt{NT_2}} \quad (6)$$

Plusieurs phénomènes contribuent à réduire le temps de déphasage (et donc la sensibilité S_{max}), dont notamment les interactions/collisions avec les parois de la cellule, les collisions inter-atomes impliquant au moins un atome de Rydberg, les effets de temps de transit associés à la durée finie que les atomes passent à l'intérieur de la paire de faisceaux *probe/coupling*, l'émission spontanée, etc [2, 3, 62]. Tous ces phénomènes sont dépendants de certains paramètres expérimentaux : nombre d'atomes par unité de volume et intensité des faisceaux pour les collisions, température et volume d'interaction pour les effets de temps de transit, états de Rydberg choisis pour les collisions inter-atomiques et l'émission spontanée, etc. Même si l'optimisation de S_{max} au travers de ces paramètres peut s'avérer complexe, une même action sur l'un d'eux pouvant avoir des effets opposés sur N et T_2 , on estime à quelques dizaines de $\text{pV/cm/Hz}^{1/2}$ [3] la meilleure valeur de S_{max} *a priori* accessible moyennant de bons compromis. La version de base des capteurs Rydberg ne permet cependant pas d'arriver à un niveau de sensibilité comparable à la limite ultime, car d'autres sources de bruit y prédominent [2, 3, 62] : élargissement Doppler résiduel, bruit de photon lors de la détection du faisceau *probe*, bruits techniques tels que les bruits électroniques dans le

système de photodétection, les bruits mécaniques, les fluctuations d'amplitude, de fréquence et/ou de polarisation des faisceaux *probe* et *coupling*.

Un autre paramètre important pour définir les performances d'un capteur est la notion d'étendue de mesure, qui correspond à l'intervalle de valeurs d'amplitudes d'un champ RF incident que les capteurs Rydberg sont capables de mesurer. Si l'on s'en tient au seul régime où l'effet Autler-Townes est valable et perceptible, alors l'étendue de mesure est comprise entre quelques centaines de mV/m et quelques dizaines de V/m. Ces bornes peuvent toutefois être étendues respectivement à quelques centaines de $\mu\text{V/m}$ [35, 63], et à 5000 V/m [47], en utilisant aussi les régimes où le champ est trop faible pour que le dédoublement Autler-Townes soit perceptible, ainsi que celui où il est trop intense pour que ce même dédoublement continue de s'appliquer. En effet, dans le premier cas, on sait bien relier grâce aux équations de Bloch les variations de contraste de la seule raie d'EIT visible induites par le champ à l'amplitude de ce dernier [35, 63]. Il en est de même dans le second cas, pour lequel la théorie de Floquet permet de déduire de la structure plus complexe du spectre d'EIT à la fois la fréquence et l'amplitude du champ, comme mentionné plus haut. Pour revenir au régime où l'effet Autler-Townes prévaut, il faut souligner en outre que la séparation entre les 2 raies d'EIT cesse de varier linéairement avec l'amplitude du champ dès lors que la fréquence de Rabi du couplage RF devient inférieure à 2 à 3 fois la largeur des raies Γ_{EIT} [64, 65]. Cette partie non-linéaire de la réponse des capteurs Rydberg dépend de plus fortement des pulsations de Rabi Ω_p et Ω_c des lasers *probe* et *coupling* [64, 65], si bien que la mesure d'amplitude du champ y est plus délicate et présente un risque accru d'erreurs, surtout en cas d'incertitude ou de dérives de Ω_p et Ω_c .

Enfin, bien que la nature diélectrique de la tête des capteurs Rydberg soit parfois mise en avant comme une garantie de moindre perturbation du champ comparé aux antennes conductrices, et donc de meilleure exactitude, la cellule en verre peut tout de même altérer aussi le champ à mesurer [3, 66–68]. En fonction de la fréquence de ce dernier, les parois de la cellule peuvent en effet causer des pertes par absorption et réflexion plus ou moins importantes, faisant diminuer l'amplitude du champ incident. L'ensemble de la cellule tend aussi à agir comme une cavité Fabry-Perot RF dans laquelle le champ incident peut générer une onde stationnaire, à l'origine de variations spatiales de l'amplitude qui rendent la mesure très dépendante de l'alignement des faisceaux *probe* et *coupling* [3, 61, 66, 67]. L'altération du champ incident par la cellule ne concerne par ailleurs pas seulement l'amplitude, mais aussi la polarisation de ce dernier [67]. Tous ces effets indésirables peuvent toutefois être minimisés, voire éliminés, en faisant en sorte que les dimensions de la cellule soient faibles devant la longueur d'onde du champ, en réduisant autant que possible l'épaisseur des parois, et en optant pour un matériau de constante diélectrique proche de 1 [3, 66, 67]. L'application de ces règles est cependant susceptible, à un certain point, de dégrader la sensibilité : en effet, le rétrécissement de la cellule peut aussi entraîner une diminution du nombre d'atomes N participant à la mesure, et une augmentation des effets d'interaction avec les parois et de temps de transit limitant le temps de déphasage T_2 .

0.2.3 Pistes d'amélioration en vapeurs chaudes rapportées par la littérature

Comme on l'a vu à la section précédente, différents mécanismes, tels que l'élargissement Doppler, et diverses sources de bruits, notamment d'origine technique, empêchent les capteurs Rydberg dans leur version de base d'arriver à leur plein potentiel en terme de sensibilité. De plus, l'architecture décrite ci-dessus ne permet pas d'accéder à d'autres caractéristiques du champ comme la fréquence ou la phase, pourtant aussi nécessaires dans certains types d'applications telles que le radar. C'est pourquoi une grande partie des travaux récents sur les capteurs Rydberg s'est concentrée sur la recherche et l'étude de moyens d'éliminer les sources de bruits techniques et d'élargissement

(ou de moins de réduire fortement leur influence), ainsi que d'étendre les capacités de ces capteurs à la mesure des autres propriétés du champ. Dans cette section, nous allons passer en revue les principales pistes d'amélioration des capteurs Rydberg à vapeurs thermiques présentes dans la littérature. Ces pistes peuvent être regroupées en 2 catégories principales, à savoir l'hétérodynage avec un champ RF additionnel connu, et les schémas d'excitation à 3 photons (au lieu de 2) vers les états de Rydberg. En dehors de ces 2 catégories existent aussi d'autres techniques diverses, qui seront également évoquées en fin de section.

0.2.3.1 Utilisation d'un champ RF additionnel/hétérodynage

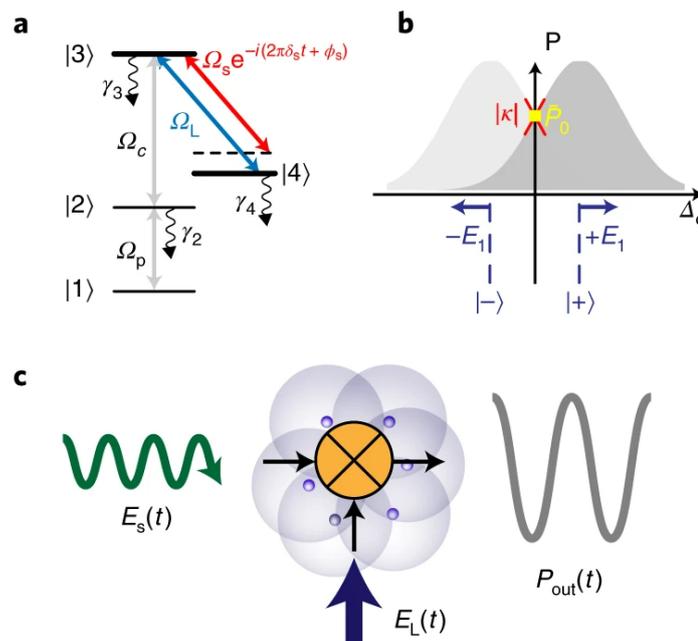


FIGURE 4 – Principe de la mesure d'amplitude de champ RF à partir d'atomes de Rydberg par hétérodynage. Deux faisceaux *probe* et *coupling* résonants, de pulsations de Rabi Ω_p et Ω_c , couplent toujours un état fondamental $|1\rangle$ à un état de Rydberg $|3\rangle$ en passant par un état intermédiaire $|2\rangle$. En parallèle, 2 champs $E_s(t)$ et $E_L(t)$, l'un à mesurer de pulsation de Rabi Ω_s faible, et l'autre de pulsation de Rabi Ω_L plus forte faisant office d'oscillateur local, couplent l'état $|3\rangle$ à un autre état de Rydberg $|4\rangle$. Les 2 champs ont des fréquences ω_s et ω_L très légèrement différentes (quelques kHz à quelques MHz [69]). Les atomes agissent comme un mixeur, dans lequel la superposition des deux champs peuvent donner lieu à un battement entre ces derniers, à la fréquence $|\omega_L - \omega_s|$. Ce battement a pour effet de moduler la séparation du doublet Autler-Townes créé par l'oscillateur local. En accordant les faisceaux sur le flanc d'une des raies d'EIT, cela se traduit par une modulation de la puissance transmise $P_{out}(t)$ du faisceau *probe*, grâce à laquelle on peut retrouver l'amplitude du champ $E_s(t)$. La figure provient de [70]

Le principe de l'hétérodynage dans le cas des capteurs Rydberg est représenté en figure 4. Cette technique [70–75] consiste à superposer à un champ « signal » à mesurer, faible et de fréquence ω_s , un autre champ « oscillateur local », de fréquence ω_L connue, légèrement différente de ω_s , et d'amplitude grande devant celle du champ signal. La superposition des deux champs

produit un battement entre ces derniers, à une fréquence ω_{batt} égale à la différence de fréquence des champs $|\omega_L - \omega_s|$. Cela engendre une modulation de la séparation du doublet Autler-Townes, à une fréquence donnée par celle du battement, et avec une excursion proportionnelle à l'amplitude du champ "signal". Lorsque les lasers *probe* et *coupling* sont accordés sur le flanc d'une des raies d'EIT, le mouvement de va-et-vient des raies sous l'action du battement se traduit par une modulation de la transmission du laser *probe* à travers les atomes, elle aussi à la fréquence ω_{batt} . Une détection synchrone de cette modulation fournit alors un signal photodétecté directement proportionnel à l'amplitude du champ « signal ». Grâce à ce procédé, on peut ainsi contourner la limite d'amplitude minimale mesurable du champ fixée par la résolution spectrale résultant de la largeur des raies d'EIT, ce qui donne accès à des champs beaucoup plus faibles et à une meilleure sensibilité. L'amélioration est d'autant plus marquée que la boucle de détection synchrone vient également filtrer une partie des différents bruits techniques et environnementaux présents. Quantitativement, les capteurs Rydberg avec détection hétérodyne du champ à résonance rapportés dans la littérature ont démontré des sensibilités supérieures de 2 à 3 ordres de grandeur à celle de la version standard : 790 nV/cm/Hz^{1/2} pour la référence [75], 304 nV/cm/Hz^{1/2} pour la [74], et jusqu'à 55 nV/cm/Hz^{1/2} dans [70]. L'hétérodynage offre également l'opportunité de pouvoir détecter plus sensiblement des champs RF faibles et très désaccordés, ne pouvant donc pas donner lieu à un effet Autler-Townes [71,73,74]. En outre, l'association entre l'hétérodynage avec un champ RF additionnel connu et les capteurs Rydberg rend ces derniers capables de mesurer aussi l'angle d'arrivée [76], la phase [69,70,77], ainsi que la fréquence [70,75,78] du champ RF "signal" à analyser.

0.2.3.2 Schémas d'excitation à 3 photons

L'élargissement Doppler de quelques MHz qui contribue à limiter la résolution spectrale des raies d'EIT résulte du fait que la somme des vecteurs d'onde k_p et k_c des faisceaux *probe* et *coupling* est non nulle, les faisceaux ayant habituellement longueurs d'onde très différentes (typiquement 780 nm et 480 nm pour le Rb). Si l'on appelle Γ_i la largeur de l'état intermédiaire $|i\rangle$, alors l'élargissement Doppler Γ_D dans le cas d'une excitation à 2 photons est donnée par [80,81] :

$$\Gamma_D = \frac{|k_p - k_c|}{k_p} \Gamma_i \quad (7)$$

L'idée des schémas d'excitation à 3 photons [79–83] est d'introduire un faisceau exciteur supplémentaire, de telle sorte qu'en choisissant bien les transitions et les longueurs d'onde associées pour chacun des 3 faisceaux, la somme des 3 vecteurs d'onde puisse être grandement diminuée par rapport au cas à 2 photons, et avec elle l'élargissement Doppler. Par exemple, dans le cas du ¹³³Cs pour lequel l'élargissement Doppler à température ambiante vaut 3.5 MHz avec 2 photons, l'utilisation d'une excitation à 3 photons à 895 nm, 636 nm et 2224 nm permet d'abaisser cet élargissement théoriquement à 11,8 kHz [80]. Un exemple de capteur Rydberg mettant en jeu une excitation à 3 photons est illustré en figure 5. L'excitation à 3 photons ne peut toutefois conduire effectivement à un affinement des raies dans le signal d'absorption du photon *probe* et à une hausse de la sensibilité que si les 3 lasers sont spectralement assez fins, et si leurs pulsations de Rabi respectent des conditions définies dans la référence [81]. Ces mêmes pulsations de Rabi vont également définir si les résonances vers les états de Rydberg se traduisent par un signal d'EIT, ou bien au contraire par un signal d'absorption électromagnétiquement induite (EIA), qui est un autre effet d'interférences quantiques contraire de l'EIT, et devenant accessible avec l'introduction du 3ème photon [81]. En pratique, les résultats des études des références [79,82] indiquent respectivement des largeurs de raies d'EIT/EIA à 3 photons de 700 kHz et de 190 kHz, limitées par une combinaison des effets de temps de transit, de bruit de phase des lasers, d'effet Doppler résiduel, et de temps de vie des états de Rydberg. De telles largeurs correspondant à des amplitudes minimales mesurables de 282

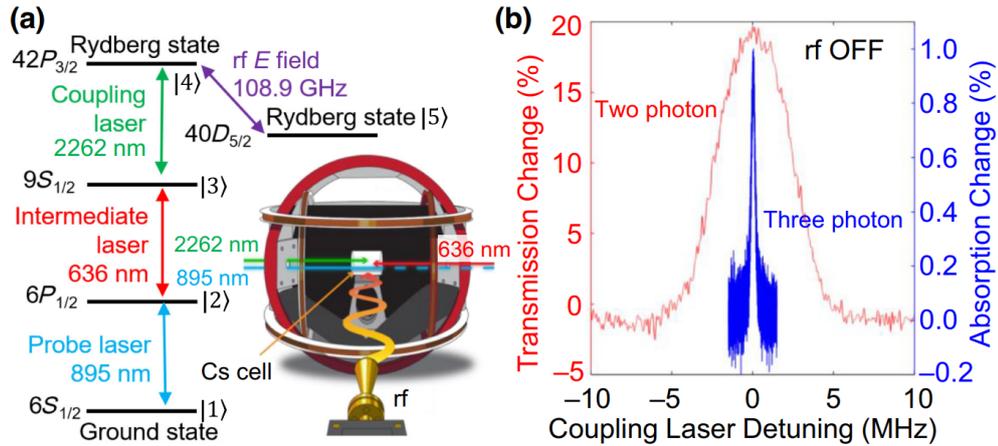


FIGURE 5 – Exemple d'expérience de métrologie de champs RF à partir d'atomes de Césium chauds mettant en jeu une excitation à 3 photons vers les états de Rydberg [79]. Trois photons *probe*, "intermédiaire", et *coupling* à 895 nm, 636 nm et 2262 nm couplent respectivement les transitions $|6S_{1/2}\rangle \rightarrow |6P_{1/2}\rangle$, $|6P_{1/2}\rangle \rightarrow |9S_{1/2}\rangle$ et $|9S_{1/2}\rangle \rightarrow |42P_{3/2}\rangle$. Les 3 faisceaux sont alignés sur la cellule de manière colinéaire, et le faisceau à 636 nm se propage en sens inverse des faisceaux à 895 nm et 2262 nm. Le champ à mesurer à 108.9 GHz couple quant-à-lui les états $|42P_{3/2}\rangle$ et $|40D_{3/2}\rangle$. Le graphique à droite de la figure compare un spectre de transmission d'un faisceau *probe* à 852 nm dans le cas d'une excitation à 2 photons (en rouge), à un spectre d'absorption du faisceau *probe* à 895 nm dans le cas de l'excitation à 3 photons (en bleu), obtenus en l'absence de champ RF dans les deux cas. Le spectre rouge (à 2 photons) révèle la présence d'une raie d'EIT large d'une dizaine de MHz, tandis que le spectre bleu (à 3 photons) est marqué par une raie d'EIA, beaucoup plus fine. L'ensemble de la figure est extrait de la référence [79]

$\mu\text{V}/\text{cm}$ et de $745 \mu\text{V}/\text{cm}$, meilleures d'un ordre de grandeur que dans la version standard des capteurs Rydberg en régime Autler-Townes. La référence [81] estime par ailleurs théoriquement possible de gagner 3 ordres de grandeurs sur la sensibilité en recourant à une excitation à 3 photons plutôt qu'à 2 photons.

0.2.3.3 Autres pistes d'amélioration

Parmi les autres innovations notables en dehors des 2 catégories précédentes, on peut également mentionner, de manière non exhaustive :

- L'insertion de la cellule atomique dans un interféromètre de Mach-Zehnder optique pour réaliser une détection homodyne [63], qui permet de rejeter les bruits techniques liés à la détection de la fluorescence des atomes, qui n'est plus limitée que par le bruit de photon : cela a permis ainsi d'avoir une sensibilité de $5 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, meilleure d'un facteur 6 que celle de la version de base décrite en [35], dont la sensibilité est de $30 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$.
- L'ajout d'un faisceau repompeur couplant une autre transition hyperfine entre les états fondamentaux $|g\rangle$ et intermédiaire $|i\rangle$ que celle déjà couplée par le faisceau *probe* [84]. La présence du repompeur renforce d'un facteur 2 le RSB des raies d'EIT, sans entraîner d'élargissement de celles-ci, contrairement aux autres moyens possibles pour cela (augmentation de la puissance des faisceaux *probe* et *coupling* ou de la température).
- Différentes techniques permettant de concentrer le champ RF au niveau des atomes (cavités

RF, guide d'onde coplanaire) [48, 78]. Un exemple est l'introduction autour de la cellule d'un résonateur à anneau fendu [48], qui amplifie le champ incident au niveau des atomes avec un facteur de gain connu de l'ordre de 100. Cette amplification rend le capteur décrit en [48] sensible à des champs beaucoup plus faibles, et multiplie par 100 sa sensibilité initiale lorsqu'il est combiné à une détection hétérodyne.

- L'utilisation d'une technique de spectroscopie par transfert de modulation [85], qui permet d'augmenter la sensibilité pour des champs RF non-résonants.
- L'intégration de la tête des capteurs Rydberg à l'intérieur d'une cavité optique, à laquelle le faisceau *probe* est couplé [4, 86–88]. Dans de tels dispositifs, l'EIT générée par l'excitation dans les états de Rydberg se manifeste au travers de pics de transmission du faisceau *probe* par la cavité, et ce sont ces pics qui sont utilisés pour détecter l'effet Autler-Townes induit par le champ. Le couplage des atomes à l'un des modes de la cavité par l'intermédiaire du faisceau *probe* réduit l'absorption résiduelle à l'intérieur de la fenêtre d'EIT, et augmente la dispersion normale du milieu atomique. Ces deux effets réunis confèrent aux pics de transmission une largeur nettement plus faible que celle des raies d'EIT dans une configuration identique en l'absence de cavité, améliorant ainsi la sensibilité. Les simulations de la référence [86] montrent par exemple une diminution de la largeur d'un facteur 20, associée à un gain d'un facteur 8 sur la plus petite amplitude mesurable du champ. En plus de cet amincissement de la largeur des pics du doublet, le couplage à la cavité peut également induire des effets tels que la dispersion anormale [88], ou des effets collectifs [87], qui contribuent eux-aussi à un accroissement de la sensibilité.
- La mesure de la polarisation du champ RF, en exploitant les règles de sélection qui régissent les transitions atomiques [89, 90].
- La mesure de la phase du champ RF sans avoir recours à un oscillateur local RF, en utilisant deux chemins d'excitations vers les états de Rydberg afin de rendre la probabilité de transition sensible à la phase [91–93].

0.3 Intérêt des atomes de Rydberg froids pour la métrologie de champs RF

0.3.1 Intérêts démontrés dans la littérature

Une autre piste d'amélioration des performances des capteurs Rydberg RF et THz est d'utiliser comme support des mesures des atomes froids plutôt que des vapeurs chaudes [5, 44, 65, 94]. On appelle "atomes froids" des ensembles d'atomes dont la dispersion en vitesse par rapport à un gaz à température ambiante est très fortement diminuée, au moyen de techniques de refroidissement laser telles que le piègeage magnéto-optique [95, 96] ou la mélasse optique [96, 97]. Les dispersions en vitesse qu'il est possible d'atteindre avec ces 2 techniques correspondent à des températures extrêmement basses, de l'ordre de 100 μK pour le piègeage magnéto-optique, de 10 μK pour la mélasse optique. De surcroît, les atomes froids présentent potentiellement de meilleures propriétés de cohérence que les atomes d'une vapeur chaude, grâce notamment à la réduction des effets de temps de transit dans les faisceaux laser, et à une meilleure isolation de l'environnement extérieur [2]. Avec leur très faible dispersion en vitesse, ils permettent de s'affranchir de l'effet Doppler présent dans les capteurs à vapeurs chaudes, et d'une grande partie des effets indésirables que cet effet entraîne sur les performances de ces derniers. En particulier, le facteur Doppler $1/D = \lambda_p/\lambda_c$ qui liait, dans le cas des vapeurs chaudes, la fréquence de Rabi $\Omega_{RF}/2\pi$ à la séparation $\delta\omega$ du doublet mesurée en balayant la fréquence ω_p du faisceau *probe* disparaît (i.e. devient égal à 1) dès lors que la température est inférieure 100 μK [44].

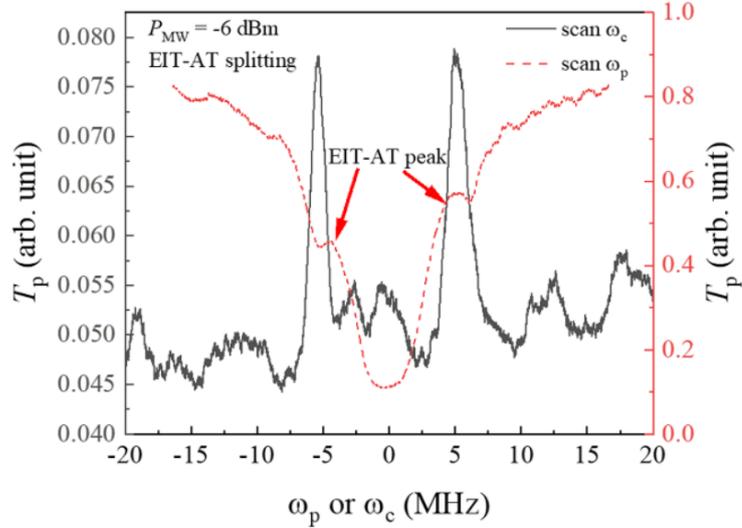


FIGURE 6 – Spectres de transmission du faisceau *probe* observés dans la référence [98] en présence d'un champ à 22.1 GHz avec des atomes froids. Les paramètres ω_p et ω_c sont respectivement les fréquences des faisceaux *probe* et *coupling*. Le spectre rouge a été obtenu en maintenant le faisceau *coupling* à résonance, et en balayant la fréquence du faisceau *probe*. C'est l'inverse pour le spectre noir.

De même qu'avec les schémas d'EIT à 3 photons, l'intérêt premier de cette suppression de l'effet Doppler dans un gaz froid est la possibilité pour les signaux d'EIT d'avoir une largeur Γ_{EIT} bien plus faible qu'en vapeur chaude, où celle-ci est limitée à quelques MHz au minimum [65]. Dans le régime de valeurs de Ω_p et Ω_c où la largeur minimum est atteinte avec les vapeurs chaudes, Γ_{EIT} ne dépend plus au contraire que des pulsations de Rabi Ω_p et Ω_c des faisceaux *probe* et *coupling* avec les atomes froids, tel que $\Gamma_{EIT} = (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)/\Gamma_i$ [64, 65, 98]. Ceci n'est vrai, bien entendu, qu'à condition que les deux lasers soient suffisamment fins spectralement pour ne pas contribuer à l'élargissement du signal. Si tel est le cas, on peut en réduisant Ω_p et Ω_c parvenir à des largeurs de plus en plus faibles et inférieures au MHz. Grâce à cet affinement, la plus petite amplitude mesurable du champ ainsi que la sensibilité peuvent se trouver nettement améliorées, ces dernières étant encore une fois en partie conditionnées par la largeur du signal d'EIT. Une telle amélioration a déjà été démontrée expérimentalement au travers des mesures d'amplitude d'un champ RF à 22.1 GHz décrites dans la référence [98], et réalisées par spectroscopie d'EIT dans un nuage d'atomes de ^{87}Rb refroidis à 16 μK : les auteurs de ces travaux rapportent une largeur des signaux d'EIT de 500 kHz, soit une plus petite amplitude mesurable du champ de 430 $\mu\text{V}/\text{cm}$, et une sensibilité estimée à 3 $\mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$. Tous ces chiffres de performance sont 1 ordre de grandeur meilleurs que ceux obtenus avec les vapeurs chaudes sans oscillateur local. Les spectres d'absorption du faisceau *probe* observés dans la référence [98] en présence du champ avec des atomes froids sont donnés à titre d'exemple en figure 6. Comme on l'a également vu auparavant, le facteur d'échelle entre l'amplitude du champ RF et la séparation $\delta\omega$ du doublet devient très non-linéaire et dépendant de Ω_c et Ω_p lorsque Ω_{RF} est inférieur $2-3\Gamma_{EIT}$, ce qui rend les mesures plus difficiles et moins fiables dans cette région [44, 64, 65]. En donnant accès à des largeurs Γ_{EIT} plus petites que la limite fixée par l'effet Doppler dans les vapeurs chaudes, les atomes froids permettent d'abaisser le seuil de non-linéarité des capteurs utilisant l'EIT, étendant ainsi la plage de linéarité de ces derniers

à des champs plus faibles. Cette extension est d'autant plus marquée que le critère définissant le seuil tend aussi à devenir moins strict avec les atomes froids, passant de $2-3\Gamma_{EIT}$ dans le cas des vapeurs chaudes à $\sim \Gamma_{EIT}$ pour des températures de l'ordre de $10\mu\text{K}$ [44]. Elle ne peut toutefois se produire, d'après la référence [44], que si $\Omega_p \leq \Omega_c$. À titre d'exemple, les simulations faites dans cette même référence dans le cas d'un gaz de ^{87}Rb montrent qu'avec $\Omega_p = \Omega_c = 2\pi \times 1$ MHz, le seuil de non linéarité passe de $\Omega_{RF}=3$ MHz quand la température du gaz vaut 300 K, à $\Omega_{RF}=0.1$ MHz quand elle vaut $10\mu\text{K}$.

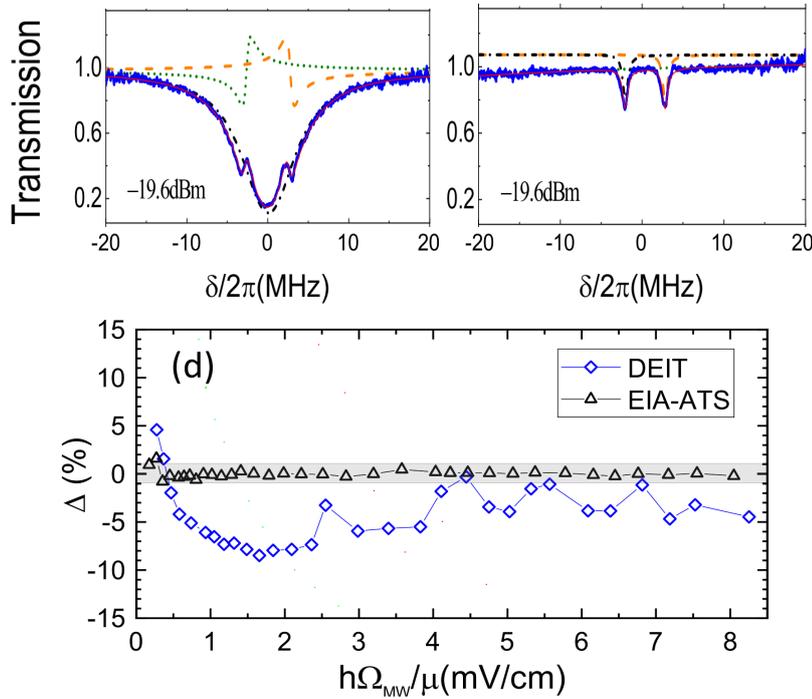


FIGURE 7 – En haut : spectres de transmission du faisceau *probe* observés dans des atomes froids en présence d'un champ à 36,9 GHz, dans le cas où les faisceaux *probe* et *coupling* sont à résonance pour donner lieu à de l'EIT (gauche), et dans le cas où ils sont très désaccordés de l'état intermédiaire pour former une transition à 2 photons (droite). δ représente le désaccord total de l'excitation à 2 photons par rapport à la transition entre l'état fondamental et le premier état de Rydberg. Bas : écart relatif Δ en fonction de l'amplitude du champ entre la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes réellement mesurée et celle attendue en considérant que $\delta\omega = \Omega_{MW}$, dans le cas où le doublet est sondé à l'aide d'un signal d'EIT (bleu), et dans celui où il l'est à l'aide de la transition à 2 photons (noir). L'ensemble de cette figure est issue de la référence [94].

En outre, l'usage d'atomes froids comme support des mesures offre également des moyens alternatifs pour sonder l'effet Autler-Townes induit par le champ, dont certains sont potentiellement plus robustes que l'EIT sur certains aspects. Parmi ces moyens alternatifs figure la spectroscopie à partir du signal d'absorption induit par une transition à 2 photons vers les états de Rydberg. Cette technique a été étudiée en référence [94], dans laquelle elle est désignée par les auteurs sous le nom d'EIA, et s'est révélée assez prometteuse. Similairement à la spectroscopie avec un signal d'EIT, elle consiste toujours à faire interagir les atomes avec 2 faisceaux *probe* et *coupling* d'excitation vers les états de Rydberg, et à mesurer l'évolution de la transmission du faisceau *probe* à travers les atomes tandis qu'un des deux faisceaux voit sa fréquence balayée. La différence par rapport

au schéma d'EIT classique est que les 2 faisceaux sont cette fois-ci très désaccordés d'une même quantité Δ , mais avec des signes opposés, par rapport à l'état intermédiaire du chemin d'excitation, tel que $\Delta \gg \Omega_c, \Gamma_i$. Dans ces conditions, la signature de chaque résonance de la transition à 2 photons dans le spectre de transmission du faisceau *probe* n'est plus une étroite fenêtre d'EIT, mais un pic d'absorption à la fréquence du faisceau balayé correspondante. Deux exemples de spectres d'EIT et d'absorption à 2 photons dans des atomes froids en présence d'un champ RF, tirés de la référence [94], sont donnés en figure 7. Bien qu'une telle approche soit également possible avec les vapeurs chaudes, l'élargissement Doppler considérable subi par les pics d'absorption vu la vitesse élevée des atomes (~ 100 MHz) réduirait drastiquement l'étendue et la sensibilité des mesures par rapport à la spectroscopie d'EIT, alors que pour les atomes froids, ce problème ne se pose pas. En s'appuyant à la fois sur des mesures dans un PMO de ^{87}Rb à 100 μK interagissant avec un champ RF à 36.9 GHz, et sur des simulations à partir d'un modèle théorique, l'étude de la réf. [94] met en évidence plusieurs avantages de la spectroscopie par absorption à 2 photons comparée à celle par EIT. Tout d'abord, la linéarité du facteur d'échelle qui relie la séparation mesurée du doublet $\delta\omega$ à la pulsation de Rabi Ω_{RF} , ou à l'amplitude E_{RF} du champ, s'avère meilleure avec l'alternative "EIA". Comme le montre la figure 7, les écarts rapportés dans l'article [94] entre $\delta\omega$ et Ω_{RF} sont en effet de l'ordre de 5% pour l'EIT, contre 1% ou moins pour l'absorption à 2 photons. L'analyse théorique explique ceci en partie par une dynamique plus simple dans le cas de l'absorption à 2 photons, car le niveau intermédiaire n'est quasiment pas peuplé. En plus de cela, la spectroscopie par "EIA" ne présente pas de non-linéarité lorsque Ω_{RF} devient de l'ordre ou inférieur à la largeur des pics d'absorption, à l'inverse de la spectroscopie par EIT [94]. Cela est attribué principalement à l'absence de peuplement du niveau intermédiaire du fait du grand désaccord du faisceau *probe*. Enfin, les 2 avantages précédents s'ajoutent à un niveau de performance comparable à celui de la spectroscopie par EIT dans un gaz froid : dans la configuration de l'article, les pics d'absorption sont larges de 400 kHz, et conduisent à un plus petit champ détectable de 101.4 $\mu\text{V}/\text{cm}$, à nouveau un ordre de grandeur en dessous des capteurs à vapeurs chaudes.

0.3.2 Spectroscopie par DPMO

Une autre technique de spectroscopie possible et envisageable en travaillant avec des atomes froids est la spectroscopie par déplétion de piège magnéto-optique (DPMO), aussi connue dans la littérature sous le nom de spectroscopie « *trap-loss* » [99–109]. L'application de cette technique à la métrologie de champs RF et THz a déjà été suggérée dans certaines références telles que [100], mais n'a, à notre connaissance, encore jamais été mise en œuvre dans ce but avant cette thèse. Le principe de la spectroscopie DPMO est schématisé au travers d'un exemple tiré de la référence [99] en figure 8. Comme son nom l'indique, cette spectroscopie repose sur un effet de perte d'une partie des atomes piégés dans un PMO lorsque ceux-ci sont promus dans un état incompatible avec le piégeage, car sensible à un ou plusieurs mécanismes permettant aux atomes de s'échapper. Les états de Rydberg font justement partie de ce type d'états, et il est prouvé dans la référence [104] que le mécanisme majoritairement responsable des pertes dans leur cas est l'ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant. L'effet de perte marquant chaque résonance de l'excitation utilisée pour sonder les états de Rydberg peut en conséquence être détecté de deux manières :

- soit en mesurant, en parallèle du balayage en fréquence de l'excitation, la quantité de particules chargées dans l'enceinte contenant les atomes, au moyen par exemple d'une galette de micro-canaux. Du fait de l'ionisation une fois dans un état de Rydberg, cette quantité augmente en effet significativement à résonance.

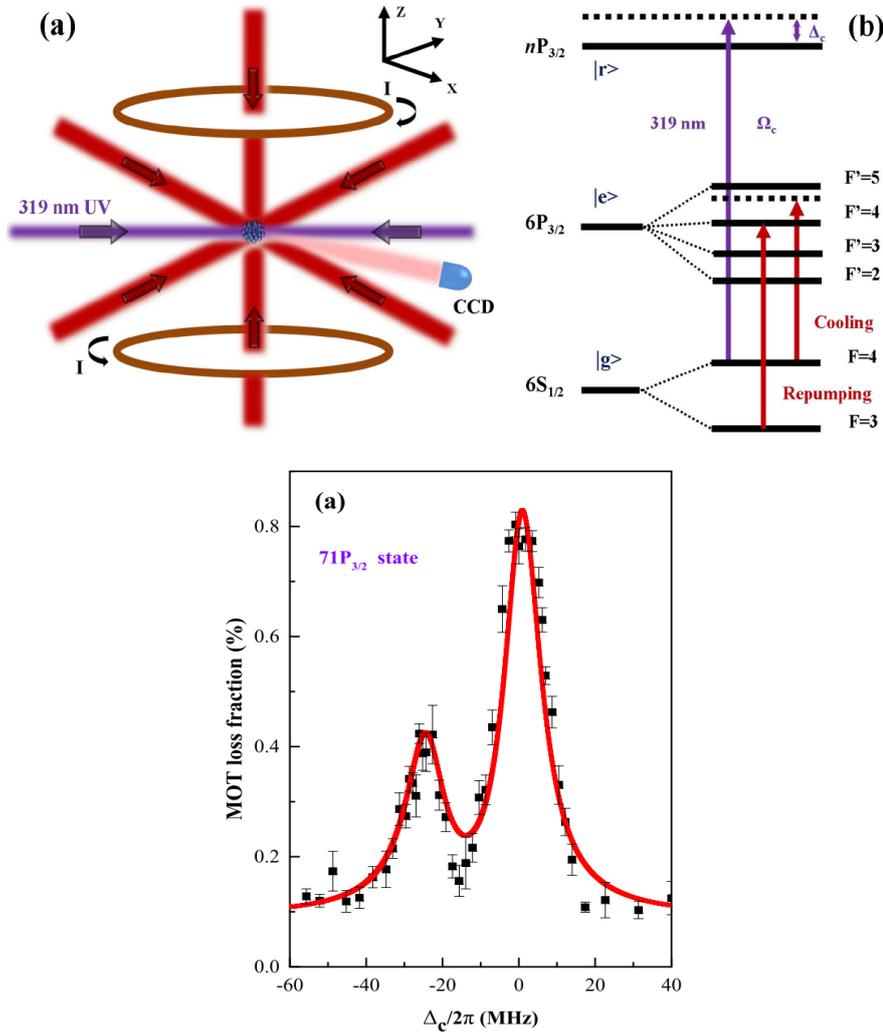


FIGURE 8 – Principe de la spectroscopie DPMO en prenant pour exemple le cas où celle-ci est réalisée en excitant des atomes de Césium dans leurs états de Rydberg à l'aide d'un seul photon.

Des atomes piégés et refroidis dans un piège magnéto-optique (PMO) sont soumis à une excitation UV à 319 nm vers un état de Rydberg donné, ici l'état $|71P_{3/2}\rangle$. Lorsque l'excitation est à résonance, une partie des atomes du piège magnéto-optique (PMO) s'échappent de ce dernier car leur transfert dans l'état $|71P_{3/2}\rangle$ s'accompagne d'une ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant. En conséquence, la population piégée dans le piège magnéto-optique (PMO) diminue, ce que l'on peut détecter en imageant la fluorescence des atomes à l'aide d'une caméra CCD. Un pic de chute de la fluorescence traduit une résonance vers un état de Rydberg. Un exemple de spectre de fluorescence ainsi obtenu est donné en bas de la figure. Bien que l'excitation ne cible ici qu'un seul état de Rydberg, le spectre comporte 2 raies et donc 2 résonances en raison du dédoublement Autler-Townes de l'état fondamental $|6S_{1/2}\rangle$ sous l'action de la lumière de refroidissement. Toute la figure est issue de [99]

- soit en mesurant l'évolution de la fluorescence du PMO au cours du balayage, à l'aide d'une caméra ou d'une photodiode. Cette fluorescence provient de la diffusion permanente, par émission spontanée, de la lumière de refroidissement absorbée par les atomes, et elle est proportionnelle à la population du PMO. Le départ des atomes du piège à résonance se traduit donc par une chute du niveau de fluorescence moyen.

Plusieurs formats de l'excitation sonde sont possibles et ont été employés par les auteurs de travaux sur la spectroscopie DPMO des états de Rydberg : excitation à 1 seul photon UV depuis l'état fondamental de la transition de refroidissement [99, 101], ou bien à un seul photon visible depuis l'état excité de cette dernière [102, 105], transition à 2 photons depuis l'état fondamental [103, 104], etc. Il est à noter que malgré l'absence de signal RF, les signaux de résonance obtenus avec les formats d'excitation à 1 photon peuvent prendre la forme non pas d'une raie unique mais d'un doublet, et cela en raison d'un autre effet Autler-Townes résultant de la lumière de refroidissement [100, 101] : sous l'action de cette dernière, l'état de la transition de refroidissement couplé aux états de Rydberg par l'excitation sonde se dédouble en 2 états, de sorte qu'il y a pour chaque état de Rydberg sondé 2 résonances possibles, et donc 2 raies, très proches. Ce dédoublement semble devenir en revanche quasiment imperceptible si l'excitation sonde utilisée est une transition à 2 photons [103, 104]. Quoi qu'il en soit, le fait que la spectroscopie DPMO puisse être utilisée pour sonder l'effet Autler-Townes dû à la lumière de refroidissement tend à confirmer qu'elle pourrait l'être aussi pour sonder celui dû au couplage entre 2 états de Rydberg par un champ RF, afin de caractériser ce dernier. Un atout de cette approche, qui justifie qu'on s'y intéresse davantage, est sa simplicité de mise en oeuvre. Indépendamment de sa possible application à la métrologie de champs RF et THz, la spectroscopie DPMO a également déjà trouvé un intérêt pour l'étude des états de Rydberg de terres rares [105, 106], ainsi que pour celle d'états photoassociatifs impliqués dans la formation de molécules dans un PMO [107–109].

0.4 Problématique et déroulement des travaux de thèse

Les objectifs de la présente thèse sont de démontrer la faisabilité des mesures atomiques de champs RF à partir de la spectroscopie DPMO, et d'étudier les performances, les avantages et les limites de cette technique comparativement aux autres capteurs atomiques. Afin de remplir cette mission, cette thèse a été consacrée en grande partie au développement d'une plateforme expérimentale capable de mettre en oeuvre la spectroscopie DPMO, puis à la réalisation et à l'analyse de mesures d'amplitude et de fréquence d'un signal RF connu. J'ai effectué l'ensemble de ces travaux au sein du groupe « atomes froids » de l'unité SLM du département DPHY de l'ONERA, entre mon arrivée en stage de fin d'étude dans le groupe en mars 2021, et la fin de mon contrat doctoral en septembre 2024. Le groupe « atomes froids » s'est spécialisé historiquement dans les capteurs inertiels et les gravimètres basés sur l'interférométrie atomique. Il a cherché à partir de fin 2020 à étendre ses activités à la métrologie atomique de champs RF en explorant de nouvelles approches dans ce domaine basées sur des atomes de Rydberg froids. Ma thèse s'est inscrite justement dans le cadre du lancement de ce projet, et je suis de ce fait le premier étudiant en thèse à y avoir contribué. Ainsi, lors de mon arrivée suite au démarrage du projet, la plateforme expérimentale requise pour implémenter et étudier les différents protocoles de mesure alternatifs envisagés n'en était qu'au tout début de son montage : seules l'enceinte à vide alimentée en ^{87}Rb et les sources lasers asservies et accordables pour le refroidissement se trouvaient déjà prêtes à l'emploi. C'est la raison pour laquelle j'ai dû dimensionner et construire la majeure partie de l'expérience.

Au cours de mon stage et de ma première année de thèse, j'ai commencé par travailler principalement à l'élaboration de la source d'atomes froids de ^{87}Rb . Ce travail a comporté une première phase de réalisation complète d'un système laser de refroidissement par PMO et par mélasse op-

tique, ainsi que d'un système de contrôle des champs magnétiques, fortement inspirés de ceux déjà existants sur les expériences d'interférométrie atomique du groupe. Une partie du système laser de refroidissement a notamment été réalisée avec le concours d'un stagiaire de M1, Guillaume DE ROCHEFORT. La première phase s'est achevée en décembre 2021 avec l'obtention d'un nuage d'atomes froids dans un PMO. Elle a été suivie jusqu'en septembre 2022 d'une seconde phase d'amélioration de certaines parties des deux systèmes précédents, d'optimisation des caractéristiques du piège, et d'introduction pour cela du système de détection de la fluorescence du PMO.

Ensuite, à partir de la deuxième année, j'ai procédé au dimensionnement et la mise en place du système laser d'excitation vers les états de Rydberg, composé de 2 systèmes laser à 780nm et 480nm stabilisées en fréquence sur une cavité ultrastable suivant la méthode Pound-Drever-Hall (PDH). Cette tâche s'est déroulée à peu près dans cet ordre : prise en main du système laser commercial à 480 nm avec la participation d'un stagiaire de M1, Nicolas GUÉNAUX, construction/caractérisation d'un système laser doublé en fréquence à 780 nm, alignement et mise en forme des faisceaux en direction des atomes, mise sous vide d'une cavité de référence ultrastable reçue de la compagnie SLS, et enfin réalisation/optimisation de l'asservissement Pound-Drever-Hall des lasers Rydberg. C'est durant l'alignement des faisceaux Rydberg, en janvier 2023, que nous avons constaté l'effet de déplétion du PMO lorsque les faisceaux sont accordés pour former une excitation résonante vers un état de Rydberg. Nous nous sommes alors intéressés à l'utilisation de cet effet pour la métrologie de champs RF avec des atomes froids. De mars à juillet 2023, j'ai ainsi procédé aux premières tentatives d'analyse d'un champ RF à l'aide de la spectroscopie DPMO, en parallèle de la mise sous vide de la cavité ultrastable, et de la réalisation d'une première version de l'asservissement PDH. Ces tentatives ont été accompagnées d'une étude de l'influence des différents paramètres expérimentaux sur les caractéristiques du signal, afin de déterminer une configuration propice aux mesures. L'ensemble de ces travaux ont été menés en collaboration avec un stagiaire de M1, Nathan BONVALET, et un autre de M2, Romain GRANIER, qui poursuit actuellement mon travail sur le projet à l'occasion d'une thèse débutée en septembre 2023. Bien que très encourageants, les résultats de ces premières mesures se sont néanmoins montrés peu satisfaisants, en raison de limitations expérimentales (fluctuations de fréquence des lasers Rydberg, méthode de balayage en fréquence peu stable et peu précise, etc...).

La résolution de ces problèmes et la finalisation de la 1ère version de l'asservissement PDH a été suivie d'une seconde campagne de mesures mieux réussie entre août et octobre 2023, soit au début de ma 3ème année de thèse. Les résultats de cette campagne m'ont permis de caractériser les performances en termes de linéarité, d'étendue de mesure, de sensibilité, et de stabilité des mesures d'amplitude d'un champ résonant par la version actuelle de notre instrument basé sur la spectroscopie DPMO. J'ai pu également grâce à ces résultats identifier plusieurs effets à prendre en compte lors du traitement des données ou dans le modèle d'effet Autler-Townes reliant les caractéristiques du champ à celles du doublet, tels que des perturbations liées aux états de Rydberg voisins. Après correction du modèle avec ces perturbations, j'ai réalisé en janvier 2024 des mesures complémentaires afin d'examiner la possibilité d'estimer simultanément l'amplitude et la fréquence du champ lorsque ce dernier n'est plus forcément résonant. Pour cela, j'ai notamment étudié une méthode d'inversion numérique des caractéristiques mesurées du doublet. Presque au même moment, d'autres de mes recherches bibliographiques ont confirmé l'origine physique de l'effet de pertes, à savoir le rayonnement de corps noir ambiant, et ont débouché sur la formulation d'un modèle capable de reproduire correctement les spectres DPMO mesurés. Tous ces résultats ont donné lieu à la publication d'un article [110] rédigé entre octobre 2023 et avril 2024, à la rédaction duquel j'ai contribué, et qui est reproduit à la fin de ce manuscrit. Pour tous ces différents travaux, j'ai été aidé par Romain GRANIER, ainsi que par un post-doctorant, Quentin MAROLLEAU, et un stagiaire de M1, Anthony EL-BEKAI.

0.5 Plan du manuscrit

À part cette introduction, ce manuscrit se compose de 3 chapitres, et d'une conclusion. Il suivra le plan que voici :

- Le chapitre 1 présentera l'intégralité du dispositif expérimental mis au point pour réaliser les mesures par spectroscopie DPMO. Il détaillera pour cela la constitution, le fonctionnement, ainsi que les spécifications techniques importantes de chaque grande partie du dispositif, à savoir le système de préparation du nuage d'atomes froids, le système laser d'excitation dans les états de Rydberg, le montage de détection des pertes, et la chaîne micro-onde. Quelques uns de nos choix de conception seront également justifiés en expliquant les contraintes ou besoins qui les ont motivés.
- Le chapitre 2 traitera d'une étude préliminaire du cas simple de la spectroscopie DPMO d'un seul état de Rydberg, l'état $|61S_{1/2}\rangle$, en l'absence de signal RF, à l'aide d'une transition à 2 photons. Cette étude vise à comprendre les caractéristiques du signal DPMO, et leurs liens avec les paramètres expérimentaux, afin d'en tirer des informations utiles pour les mesures de champ RF, et d'en déduire une configuration propice à ces mesures. On analysera d'abord les différents aspects du signal (amplitude, largeur, allure, bruit, etc.) dans cette configuration, en s'appuyant en partie sur un modèle simple d'équations de taux, et sur un modèle plus complet d'équations de Bloch à 3 niveaux, que nous discuterons au passage. Le jeu de paramètres choisi pour les mesures sera ensuite justifié à partir d'un examen de l'influence sur les caractéristiques du signal des différents paramètres, tels que l'intensité et la polarisation des lasers Rydberg, ou encore la vitesse du balayage en fréquence. La présentation de ces résultats, ainsi que d'exemples de spectres DPMO d'où ils ont été tirés, donnera également l'occasion d'expliquer les procédures de calibration de l'axe en fréquence des spectres, et de traitement des données.
- Dans le chapitre 3 seront abordés les résultats de l'étude de la métrologie de champs RF par le biais de la spectroscopie DPMO du doublet Autler-Townes, dans le cas d'un champ couplant les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$. Une première partie du chapitre mettra d'abord en évidence le dédoublement du signal DPMO en présence du champ RF, avant de s'intéresser à l'évolution des caractéristiques utiles du doublet observé (i.e. sa séparation et sa fréquence centrale) avec la puissance du champ lorsque ce dernier est quasi-résonant. Ceci permettra d'évaluer la linéarité et l'étendue de la mesure de l'amplitude du champ, ainsi que de montrer l'existence de déplacements lumineux causés par des couplages à d'autres états de Rydberg voisins, dont il est nécessaire de tenir compte. Suite à cela, nous discuterons dans une seconde partie de la stabilité de notre instrument, sur la base de tracés d'écart-types d'Allan en fonction du temps d'intégration, grâce auxquels nous estimerons aussi la sensibilité et la résolution de la mesure d'amplitude. La dernière partie se concentrera sur l'évolution des caractéristiques du doublet en fonction de l'amplitude et de la fréquence du champ lorsque ce dernier n'est plus nécessairement à résonance, et sur la possibilité d'en déduire simultanément ces deux propriétés du champ.
- Enfin, la conclusion dressera un bilan des travaux accomplis et des enseignements de notre étude des mesures par spectroscopie DPMO. Elle évoquera également des perspectives d'évolution et d'amélioration de l'expérience que nous envisageons à court-terme, ainsi qu'une autre opportunité offerte par les atomes froids qui sera explorée à plus long terme : celle d'effectuer les mesures à l'aide d'atomes piégés dans des pinces optiques.

Description d'un dispositif de mesures de champs RF basé sur la spectroscopie DPMO

Sommaire du présent chapitre

1.1 Système de préparation d'un nuage d'atomes froids	24
1.1.1 Vue d'ensemble	24
1.1.2 Génération, contrôle en fréquence et mise en forme des faisceaux refroidisseurs et repompeurs	27
1.1.3 Génération et contrôle des champs magnétiques	33
1.1.4 Optimisation et caractérisation du nuage d'atomes froids	34
1.2 Système laser d'excitation vers les états de Rydberg	37
1.2.1 Objectifs et vue d'ensemble	37
1.2.2 Sources laser Rydberg utilisées	39
1.2.3 Contrôle en fréquence	43
1.2.4 Mise en forme des faisceaux Rydberg	47
1.3 Systèmes de génération et de détection du signal micro-onde	48
1.3.1 Dispositif d'acquisition de la fluorescence des atomes	48
1.3.2 Chaîne micro-onde	49

L'introduction a permis de mettre en évidence les éléments nécessaires à la mise en oeuvre de la spectroscopie DPMO, à la base de la technique de mesure de champs radio-fréquences étudiée dans cette thèse. Un instrument mettant en oeuvre ce type de spectroscopie doit notamment inclure, étant donné le principe de cette dernière, un nuage d'atomes refroidis et piégés par un PMO, un moyen d'excitation des atomes vers les états de Rydberg, ainsi qu'un moyen de détection des variations de population qui se produisent au voisinage de la résonance. Dans ce chapitre, nous allons à présent décrire l'instrument que nous avons réalisé et utilisé pour effectuer les mesures de signaux RF exposées aux chapitre 3. Nous expliquerons en particulier la manière dont chacune de ses composantes a été réalisée et fonctionne, ce qui permettra au passage de justifier certains choix techniques ayant été faits. Un schéma de principe de notre instrument est donné en figure 1.1. Comme le projet n'en était qu'à son commencement lors de mon arrivée à l'ONERA, j'ai consacré une grande partie de ma thèse à la conception, à la construction, à la validation ainsi qu'à

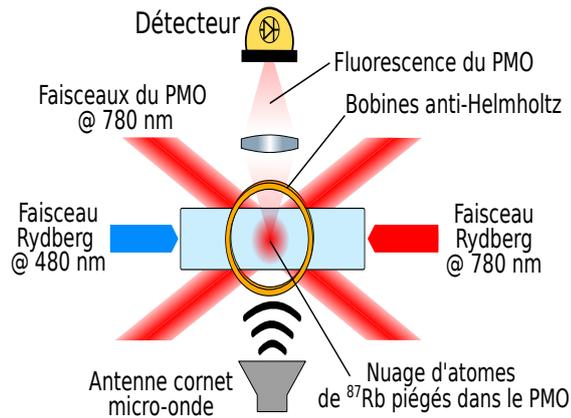


FIGURE 1.1 – Schéma de principe simplifié de l'instrument ayant servi à réaliser les mesures de champs RF par spectroscopie DPMO étudiées dans cette thèse. Un ensemble d'atomes de ^{87}Rb piégés et refroidis par un PMO est exposé simultanément à 2 faisceaux à 780 nm et 480 nm permettant l'excitation vers les états de Rydberg habillés par le signal micro-onde à mesurer. Ce dernier est émis en direction des atomes par une antenne cornet. La déplétion du PMO sous l'effet de l'excitation vers les états de Rydberg habillés est détectée au travers de la fluorescence des atomes piégés

l'intégration de ces différents éléments.

1.1 Système de préparation d'un nuage d'atomes froids

1.1.1 Vue d'ensemble

L'espèce atomique ayant été choisie comme support des mesures réalisées par notre instrument est le rubidium 87. Ce choix a été motivé notamment par la longue expérience et le savoir-faire de l'équipe SLM de l'ONERA autour de cette espèce, par l'abondance de matériel adapté déjà disponible au sein de l'équipe. Il l'a également été par la relative simplicité d'utilisation du ^{87}Rb froid par rapport à d'autres espèces atomiques, qui sera un avantage pour les applications pratiques. Le rubidium est libéré à l'intérieur d'une enceinte à vide par dégazage d'un dispenser (filament imbibé de rubidium) échauffé par effet Joule sous l'action d'un courant électrique. Le vide à l'intérieur de l'enceinte est maintenu à environ 10^{-8} mbar par une pompe ionique.

Pour former le nuage d'atomes froids, une fraction des atomes de la vapeur de rubidium dans l'enceinte est capturée par un PMO, sans étape de refroidissement sub-Doppler ultérieure. Notre PMO consiste en 3 paires de faisceaux lasers refroidisseurs rétro réfléchis à 780 nm, ainsi que d'un gradient de champ magnétique de 26 G/cm généré par une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz. À cela s'ajoutent 3 paires de bobines de compensation en configuration "quasi"-Helmholtz (1 pour chaque axe de l'espace). La longueur d'onde des faisceaux refroidisseurs est choisie pour coïncider avec celle de la transition cyclante entre les niveaux hyperfins $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ du ^{87}Rb , couramment utilisée comme transition de refroidissement de ce dernier. Chaque paire de faisceau a un diamètre à $1/e^2$ d'environ 9 mm, et est désaccordée vers le rouge de 20 MHz par rapport à la transition de refroidissement, ce qui représente environ 3 fois la largeur Γ de la transition ($\Gamma = 6,07$ MHz). Pour chaque paire de faisceaux, les faisceaux aller et retour sont polarisés respectivement σ_+ et σ_- , afin de générer en association avec le gradient de champ la

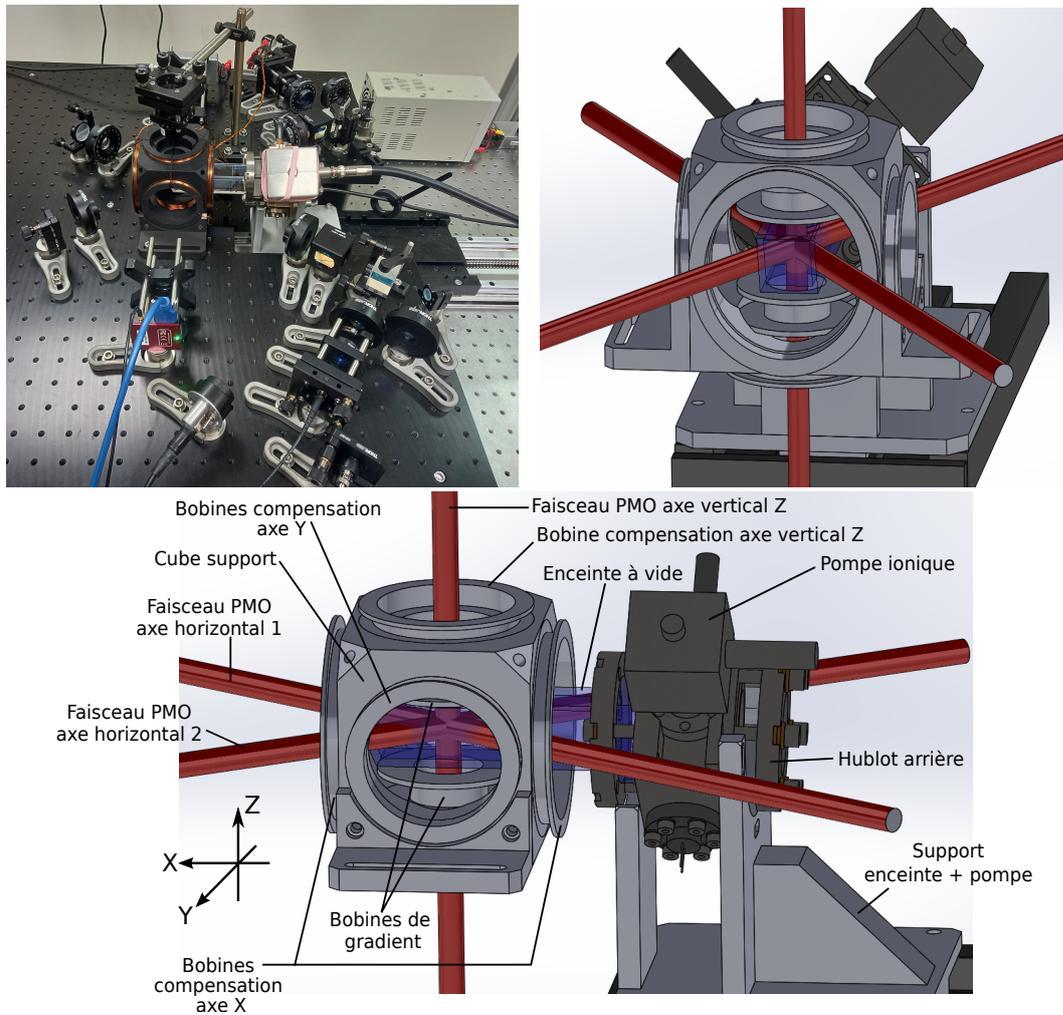


FIGURE 1.2 – Photographies du système de préparation d'un nuage d'atomes froids (en haut à gauche) et images de CAO de ce dernier et de ses différents éléments (en haut à droite et en bas)

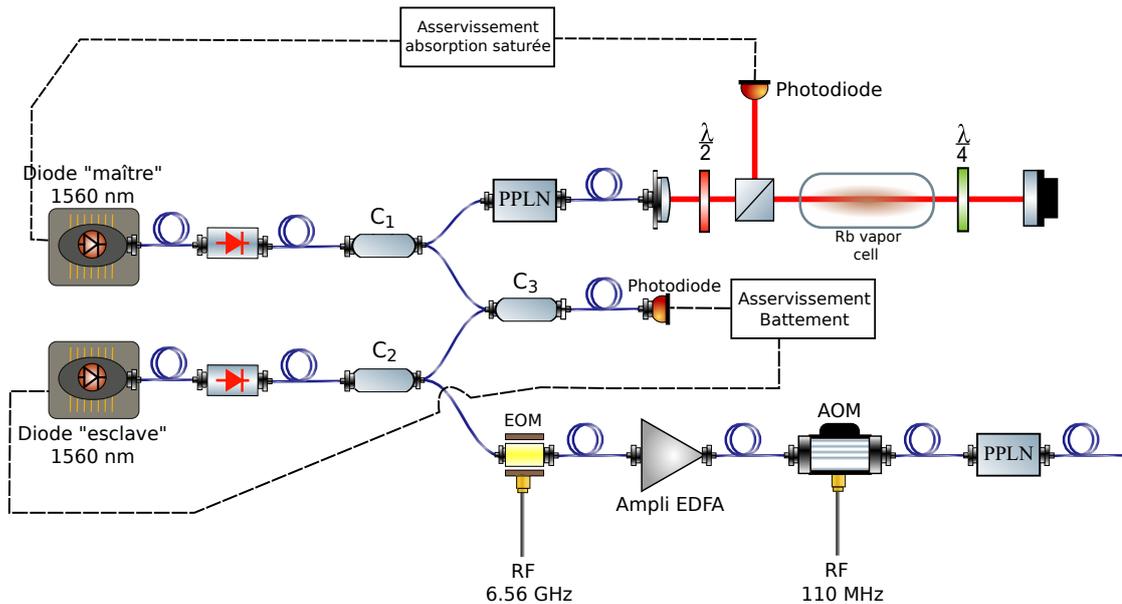


FIGURE 1.3 – Schéma du système de génération et de contrôle en fréquence de la lumière de refroidissement

force de rappel piégeant les atomes au voisinage du point d'annulation du gradient. Les faisceaux refroidisseurs doivent également s'accompagner d'un faisceau repompeur, destiné à maintenir les atomes dans la transition de refroidissement, et accordé pour cela sur la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$, supérieure de 6.56 GHz à la fréquence de la transition de refroidissement. Dans notre cas, les faisceaux refroidisseurs font en même temps office de repompeurs, car leur spectre comporte en plus de la raie de refroidissement une autre raie à résonance avec la transition de repompage, obtenue par modulation de phase. Le rapport d'intensité entre les 2 raies est fixé à environ 20%. La puissance optique totale transportée par l'ensemble des faisceaux refroidisseurs/repompeurs s'élève à environ 160 mW.

L'agencement spatial des différents éléments du PMO est représenté sur la photographie et les dessins de CAO de la figure 1.2. Les différentes paires de bobines de champ magnétiques sont montées autour de l'enceinte sur un support cubique en plastique, à l'intérieur duquel l'enceinte vient s'insérer. Les paires de bobines de compensation sont fixées sur les faces externes du cube et alignées ainsi suivant 3 directions de l'espace X, Y et Z, à raison d'une paire pour chaque direction. Les bobines générant le gradient de champ sont quant-à-elles fixées à l'intérieur du cube, suivant la verticale Z. Les 3 paires de faisceaux refroidisseurs comportent 2 paires de faisceaux horizontaux arrivant de part et d'autre de l'enceinte à hauteur de celle-ci avec un angle d'incidence de 55° , et 1 paire de faisceaux verticaux alignée suivant l'axe des bobines de gradient de champ. Ces 3 paires se croisent à l'intérieur de l'enceinte au centre du cube, où se trouve le point d'annulation du gradient de champ. Dans ces conditions, le nuage d'atomes froids est confiné au voisinage du point d'annulation du gradient, à l'intérieur de la zone de recouvrement des faisceaux.

1.1.2 Génération, contrôle en fréquence et mise en forme des faisceaux refroidisseurs et repompeurs

Le système laser dédié à la génération et au contrôle en fréquence de la lumière de refroidissement et repompage du ^{87}Rb à 780 nm est représenté en figure 1.3. Il s'agit d'un système laser presque entièrement fibré, dans lequel la lumière de refroidissement et de repompage est générée par doublage de fréquence d'une diode laser télécom à 1560 nm dite "esclave" à l'aide d'un cristal non-linéaire de niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN)¹. Cette approche, développée et beaucoup utilisée par l'équipe SLM de l'ONERA, exploite l'heureuse coïncidence suivant laquelle la longueur d'onde de refroidissement du ^{87}Rb vaut exactement la moitié de la longueur d'onde des composants télécoms répandus aujourd'hui, et permet de tirer partie des nombreux avantages de ces derniers (robustesse, coût moins onéreux, etc.) [111] [112]. De plus, le fait que le système soit presque entièrement fibré rend ce dernier assez compact, et lui confère une excellente stabilité dans le temps en éliminant tout risque de désalignement, ainsi qu'une moindre sensibilité aux vibrations.

La fréquence d'émission à 1560 nm de la diode "esclave" est asservie, de manière à maintenir le désaccord de la lumière de refroidissement à 780 nm obtenue après doublage à une valeur constante de -20 MHz par rapport à la transition de refroidissement. Cette stabilisation de la fréquence de la lumière de refroidissement est nécessaire pour assurer la stabilité du PMO. L'asservissement de la diode "signal" consiste à locker la fréquence f_{beat} du battement entre cette dernière et une autre diode à 1560 nm dite "maître", elle-même asservie sur une raie d'absorption saturée d'une vapeur thermique de rubidium à température ambiante. f_{beat} est pour rappel donnée par la valeur absolue de la différence des fréquences d'émission des diodes "maître" et "esclave". Ainsi, en choisissant judicieusement la fréquence de consigne pour l'asservissement du battement à 1560 nm, il est possible de donner à la lumière de refroidissement le désaccord souhaité.

La partie asservissement par absorption saturée de la diode "maître" correspond à la moitié supérieure du schéma de la figure 1.3. La raie sur laquelle la diode "maître" est asservie correspond au crossover 3-4 de la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ du rubidium 85 (cf spectre d'absorption saturée du rubidium [113]). Le choix de ce crossover plutôt qu'une autre raie d'absorption saturée se justifie par le fait que c'est lui qui présente le meilleur rapport signal sur bruit, maximisant ainsi les performances de l'asservissement. Une partie de la lumière à 1560 nm issue de la diode est prélevée grâce au coupleur C1, puis doublée en fréquence avec un cristal de PPLN, pour produire un faisceau 'pompe' à 780 nm, envoyé sur la vapeur de rubidium afin de saturer la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$. En parallèle, un faisceau "sonde", destiné comme son nom l'indique à sonder les raies hyperfines et les crossovers de la transition, est formé par rétro réflexion du faisceau pompe sur lui-même. Ce faisceau sonde, après s'être propagé dans la vapeur en sens inverse du faisceau pompe, est collecté par une photodiode. En appliquant une modulation de fréquence sinusoïdale (16 kHz) au faisceau pompe lorsque ce dernier est accordé au voisinage du crossover 3-4, il est possible de réaliser par l'intermédiaire du faisceau sonde une détection homodyne du crossover. Cette détection permet de générer un signal d'erreur proportionnel à la dérivée de la transmission du faisceau sonde. Une correction PID associée à une rétroaction sur le courant de la diode viennent alors annuler le signal d'erreur, ce qui revient à verrouiller la fréquence d'émission de la diode sur celle du sommet du pic de transmission correspondant au crossover. En pratique, la modulation en fréquence du faisceau pompe, la détection homodyne et la correction PID sont réalisées par un seul et même boîtier *lock-in regulator* Toptica LIR 110, et la rétroaction s'effectue par l'intermédiaire du courant d'alimentation de la diode.

La référence de fréquence stable obtenue en asservissant la diode "maître" permet ensuite d'as-

1. Un cristal de PPLN agit en réalité comme un sommateur de fréquences, et non comme un doubleur à proprement parler. Dans notre cas cependant, les cristaux de PPLN utilisés font la somme de 2 photons identiques à 1560 nm pour former un photon à 780 nm, ce qui *in fine* revient à un doublage

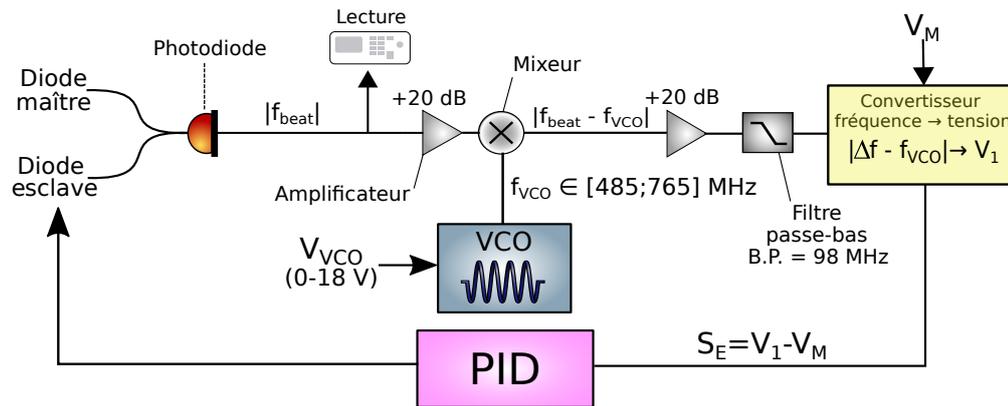


FIGURE 1.4 – Schéma de la boucle d'asservissement par battement de la fréquence d'émission de la diode "esclave". La quantité nommée f_{beat} est la fréquence du battement entre les diodes maître et esclave, V_{VCO} la tension de contrôle du VCO, f_{VCO} la fréquence du signal généré par ce dernier, V_M et V_1 les tensions de référence et de sortie du convertisseur-fréquence tension, et S_E le signal d'erreur

servir la fréquence f_{beat} du battement entre cette dernière et la diode "esclave". Pour générer le signal de battement, une partie des faisceaux à 1560 nm issues des 2 diodes sont prélevées sur les sorties dédiées des coupleurs C1 et C2, puis superposées sur une photodiode rapide par le coupleur C3. Du point de vue de la photodiode, le battement se manifeste alors sous la forme d'une modulation sinusoïdale de l'éclairement reçu au cours du temps, à la fréquence f_{beat} . Un schéma de la boucle d'asservissement par battement est donné en figure 1.4. L'idée générale de l'asservissement est de convertir le signal de battement en une tension V_1 , proportionnelle à f_{beat} à l'aide d'un convertisseur fréquence-tension, puis de comparer V_1 à une tension V_M correspondant à la fréquence de battement de consigne souhaitée. Cette comparaison donne lieu à un signal d'erreur égal à $V_1 - V_M$, qu'un correcteur PID associé à une rétroaction sur le courant de la diode "esclave" se chargent alors de ramener à 0 pour que la fréquence du battement atteigne sa valeur de consigne. Il est à noter cependant que la fréquence de consigne nécessaire pour donner aux faisceaux refroidisseurs le désaccord souhaité (-20 MHz) vaut environ 613 MHz^2 et se situe largement en dehors de la plage de fréquences acceptables par le convertisseur-fréquence-tension (0-128 MHz). Pour contourner ce problème, le battement collecté par la photodiode est préalablement mélangé avec un signal RF issu d'un VCO, à la fréquence f_{VCO} ($= 566$ MHz en pratique). Le mixage génère un second battement à la fréquence $|f_{beat} - f_{VCO}|$, ce qui revient à appliquer un offset à la fréquence du battement initial, permettant ainsi de ramener cette dernière dans la gamme 0-128 MHz. En termes de performances, cet asservissement par battement s'est montré capable de "suivre" en 1.5 ms des échelons d'amplitude 150 MHz de la fréquence de battement de consigne, soit 300 MHz à 780 nm. Ces échelons ont été appliqués en changeant de 150 MHz la fréquence f_{VCO} .

Une autre partie de la lumière à 1560 nm émise par la diode "esclave" ainsi asservie subit différents traitements pour devenir un faisceau de refroidissement et de repompage à 780 nm suffisamment puissante. Ces traitements sont appliqués par une série d'éléments représentés en bas du schéma de la figure 1.3, et dans lesquels la lumière de la diode "esclave" est envoyée par l'intermé-

2. Cette fréquence de consigne peut être calculée en considérant d'abord la différence des fréquences respectives de la transition de refroidissement du ^{87}Rb et du crossover 3-4 du ^{85}Rb , puis en y ajoutant le désaccord souhaité des faisceaux refroidisseurs, ainsi que les offsets nécessaires pour compenser les décalages de fréquence induits par les 2 AOM présents sur le chemin des faisceaux

diaire de la 2ème sortie du coupleur C2. Tout d'abord, la lumière est modulée en phase grâce à un EOM piloté par un signal RF à $f_{EOM} = 6.58$ GHz issu d'un VCO pour générer la raie repompeur. Elle est ensuite amplifiée à une puissance d'environ 1W par un amplificateur EDFA, avant d'être convertie à 780 nm par doublage de fréquences dans un cristal de PPLN. L'AOM placé entre la sortie de l'EDFA et l'entrée du PPLN n'est destiné qu'à jouer un rôle de switch, permettant de couper très rapidement le faisceau en cas de besoin. La modulation de phase permet quant-à-elle d'ajouter à la raie de refroidissement une autre raie capable de faire office de signal repompeur. En effet, ce type de modulation s'accompagne de l'apparition de bandes latérales de part et d'autre de la raie d'émission à 1560 nm de la diode "esclave", situées relativement à cette dernière à $\pm f_{EOM}$. Cette structure spectrale est conservée lors de la conversion à 780 nm : la sommation par le PPLN des 3 raies à 1560 nm entre elles conduit toujours à l'existence de 2 bandes latérales à $\pm f_{EOM}$ de la raie de refroidissement, bien qu'elle conduise aussi à l'apparition de 2 bandes supplémentaires à $\pm 2f_{EOM}$. Ainsi, si la fréquence de modulation est choisie comme c'est le cas ici pour coïncider avec l'écart de fréquences entre les transitions de refroidissement et de repompage (6.58 GHz), la bande latérale située à $+f_{EOM}$ de la raie de refroidissement se trouve à résonance avec la transition de repompage, et agit alors comme signal repompeur. Par ailleurs, la stabilité en fréquence de cette bande latérale est assurée d'une part par le fait que cette dernière résulte de la modulation d'une raie d'émission asservie, et d'autre part par la très bonne stabilité en fréquence du VCO fournissant le signal de modulation. La manière de générer le signal repompeur qui vient d'être décrite présente l'intérêt d'éviter le recours à une source laser et à un asservissement supplémentaires, et contribue de ce fait à la réduction du coût et à la compacité du système laser de refroidissement.

En raison de leur impact sur les performances du PMO, la puissance de sortie totale à 780 nm ainsi que la répartition de cette puissance entre les signaux refroidisseurs et repompeurs sont également des paramètres importants à considérer. La répartition peut être contrôlée par l'intermédiaire de la puissance P_{EOM} du signal de modulation RF, sachant que les amplitudes de la raie d'émission modulée de la diode "esclave" et des bandes latérales créées lors de la modulation varient respectivement comme les carrés des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 de $\sqrt{P_{EOM}}$. En pratique, pour obtenir le ratio de puissances recherché (20% en pratique) entre les raies repompeuse et refroidisseuse, P_{EOM} est ajustée au moyen d'un atténuateur variable RF commandé en tension, et disposé entre le VCO et l'entrée de l'EOM. Après amplification par l'EDFA, puis diffraction par l'AOM avec une efficacité d'environ 54%, la puissance totale de la lumière modulée à 1560 nm disponible à l'entrée du cristal de PPLN est d'environ 500 mW. L'efficacité de conversion du cristal a été optimisée à 100%/W de puissance d'entrée en asservissant la température de ce dernier à 58°C, ce qui permet d'obtenir une puissance totale à 780 nm en sortie du cristal d'environ 250 mW.

Le refroidissement dans le PMO s'effectuant suivant 3 axes, la lumière de refroidissement et de repompage sortant du système laser de la figure 1.3 doit ensuite être séparée en 3 faisceaux. Cette séparation est réalisée au sein d'un système optique en espace libre schématisé en figure 1.5, au moyen de 3 cubes PBS précédés chacun d'une lame $\lambda/2$. Chaque cube est un composant dont les faces ont subi un traitement diélectrique sensible à la polarisation qui lui permet de diviser en 2 le faisceau incident. Parmi les 2 faisceaux ainsi obtenus en sortie d'un cube, l'un est réfléchi à 90° et polarisé S (linéaire vertical), et l'autre transmis polarisé P (linéaire horizontal). Les puissances des 2 faisceaux de sortie sont fixées par les valeurs de la projection de la polarisation linéaire incidente suivant chaque axe neutre, autrement dit par la direction de la polarisation incidente. Les lames $\lambda/2$ placées à l'entrée de chaque cube sont prévues pour pouvoir changer cette direction et obtenir la puissance souhaitée sur chaque voie de sortie du cube. En jouant sur l'orientation de ces lames $\lambda/2$, il est ainsi possible de contrôler la répartition de la puissance totale de la lumière de refroidissement entre les 3 axes du PMO. Une première séparation permet de créer 2 voies, l'une réservée au refroidissement dans le PMO, et l'autre pour une phase ultérieure de mélasse optique. La quasi totalité de la lumière de refroidissement disponible avant séparation est néanmoins transférée pour

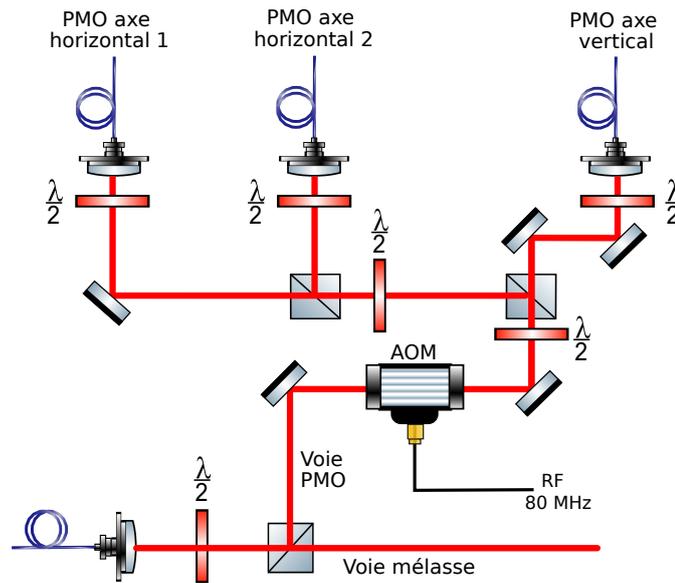


FIGURE 1.5 – Schéma du montage de séparation de la lumière de refroidissement issue du système de la figure 1.3 en 3 faisceaux PMO et un faisceau de mélasse

l'instant sur la voie dédiée au PMO, car la voie mélasse, bien que mise en place pour l'étude ultérieure d'autres protocoles piégeage et de refroidissement, n'a pas été utilisée lors des travaux présentés dans cette thèse. Ensuite, le faisceau de la voie PMO est diffracté avec une efficacité de 84% par un AOM offrant un moyen supplémentaire de switch et de contrôle en puissance de la lumière du PMO, avant de subir une 2ème séparation. L'un des deux faisceaux résultants part alors éclairer l'axe vertical du PMO, tandis que l'autre est de nouveau divisé en 2 faisceaux destinés aux 2 axes horizontaux.

Chacun des 3 faisceaux ainsi formés est acheminé au voisinage de l'enceinte à vide vers l'axe qu'il doit éclairer grâce à une fibre FC/APC à maintien de polarisation. Les efficacités de couplage des faisceaux dans chacune de ces fibres sont toutes proches de 80%. L'efficacité maximale accessible a été optimisée en faisant en sorte d'assurer un recouvrement maximal entre le faisceau focalisé à l'entrée de la fibre et le mode de cette dernière. Il a suffi pour cela de choisir des collimateurs d'injection FC/APC tels que le waist w'_0 du faisceau focalisé soit le plus similaire possible au rayon du mode des fibres. w'_0 est relié à la focale f du collimateur par l'équation :

$$w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (1.1)$$

Avec $\lambda = 780nm$, $f = 4.6mm$ et sachant que le waist w_0 du faisceau incident sur le collimateur vaut 0.5 mm, on obtient un waist w'_0 de 5.5 μm , effectivement proche du rayon de mode des fibres (5.2 μm). En outre, le maintien de polarisation a été obtenu en alignant la direction de la polarisation linéaire des faisceaux injectés avec l'un des axes neutres de chacune des fibres, et ce à l'aide de lames $\lambda/2$ placées à l'entrée de chaque fibre. La "qualité" du maintien de polarisation a été évaluée en mesurant le PER de chaque fibre, défini pour rappel comme suit :

$$PER = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{max}}{P_{min}}\right) \quad (1.2)$$

avec P_{max} la puissance d'un maximum d'éclairement et P_{min} celle d'une extinction observés avec un montage analyseur de polarisation placé en sortie de fibre. Le tableau 1.1 ci-dessous récapitule les puissances présentes en entrée et sortie de chaque fibre, ainsi que les efficacités de couplage et les PER de ces dernières.

	Fibre axe horizontal 1	Fibre axe horizontal 2	Fibre axe vertical
Puissance en entrée	73 mW	43 mW	84 mW
Puissance en sortie	60 mW	34 mW	62 mW
Efficacité de couplage	82%	79%	74%
PER	23.6 dB	18.5 dB	17.5 dB

TABLEAU 1.1 – Répartition de la puissance de la lumière de refroidissement entre les 3 axes du PMO + efficacités de couplage et PER des fibres transportant la lumière vers chaque axe

En sortant des fibres, les faisceaux refroidisseurs sont enfin alignés en direction de l'enceinte à vide suivant leurs axes respectifs, de manière à se croiser à l'intérieur de l'enceinte au niveau du zéro du gradient de champ magnétique. Afin d'être pleinement aptes à remplir leur fonction, ils subissent également une dernière mise en forme faisant de chacun d'eux une paire de faisceaux contrapropageants assez larges (9 mm de diamètre à $1/e^2$) et polarisés circulairement σ_+ et σ_- . L'agencement final des faisceaux refroidisseurs autour de l'enceinte ainsi que celui des éléments de mise en forme sont illustrés en figure 1.6. Le processus de mise en forme et le système optique qui le permet sont similaires pour chacun des 3 axes. Sur chaque axe, le faisceau sortant de la fibre est d'abord collimaté par une lentille plan-convexe de focale 40 mm pour atteindre un diamètre de 9 mm³. Cette augmentation du diamètre, quasiment au maximum autorisé par la largeur des accès vers l'enceinte à vide, vise à maximiser le volume de capture, et donc le nombre d'atomes refroidis. Si besoin est, le diamètre du faisceau peut toutefois être réduit à l'aide d'un diaphragme placé juste après la lentille. Ensuite, le faisceau est réfléchi à 90° avec un angle d'environ 45° en direction de l'enceinte par un cube séparateur NPBS 90/10. Cette réflexion a été introduite en complément des vis de réglages des montures de sorties de fibre sur les axes horizontaux, et de celles du miroir à 90° sur l'axe vertical, pour donner accès à tous les degrés de liberté nécessaires pour aligner le faisceau suivant la direction visée. De plus, la réflexion s'effectue sur un cube NPBS plutôt que sur un simple miroir plan, afin de permettre, lors des développements ultérieurs de l'expérience, le passage des faisceaux de mélasse suivant des directions identiques à celles des faisceaux du PMO. Après réflexion sur les cubes NPBS, les faisceaux éclairant chaque axe effectuent tous un aller-retour à l'intérieur de l'enceinte. Les axes de propagation respectifs des faisceaux horizontaux sont représentés en figure 1.6. Sur chacun de ces axes, le faisceau retour est formé par rétro réflexion du faisceau aller sur un miroir plan placé en aval de l'enceinte. Suivant l'axe vertical, le faisceau aller pénètre dans l'enceinte à incidence normale par le dessous de cette dernière après réflexion sur un miroir à 45°, tandis que le faisceau retour est là encore formé par rétro réflexion sur un miroir, maintenu cette fois-ci au-dessus de l'enceinte par une potence. En ce qui concerne les polarisations, la polarisation σ_+ du faisceau aller de chaque axe est créée par une lame $\lambda/4$ à 45° de la polarisation linéaire incidente, placée sur le trajet du faisceau juste avant son entrée dans l'enceinte. Préalablement à la traversée de ces lames $\lambda/4$, la polarisation linéaire initiale du faisceau est débarrassée de ses imperfections résiduelles grâce à un jeu de lame $\lambda/2$ + cube PBS. Après traversée de l'enceinte, les faisceaux aller rencontrent une autre lame $\lambda/4$: la rétro réflexion des faisceaux sur cette seconde lame confère aux faisceaux retour la polarisation σ_- recherchée.

3. Cette valeur de diamètre peut être calculée en utilisant l'équation 1.1, sachant que $\lambda=780$ nm, $f=40$ mm, et que w_0 est donné par le rayon de mode de la fibre, soit 2.6 μ m

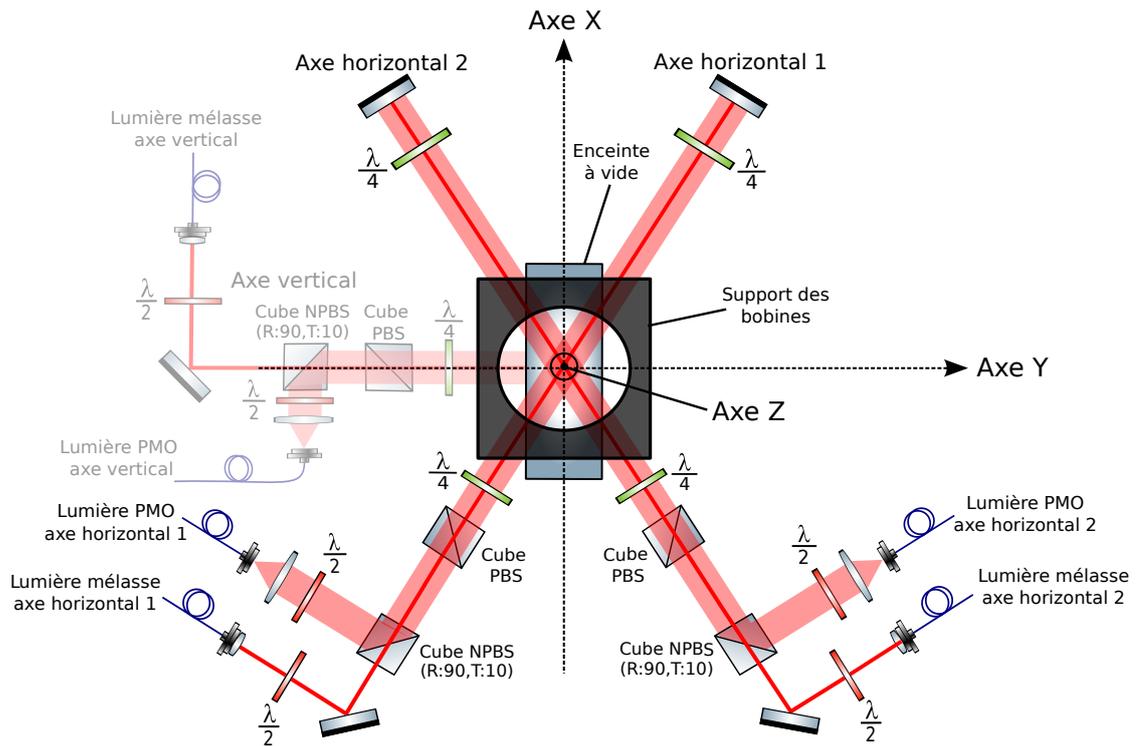


FIGURE 1.6 – Schéma en vue de dessus de l'agencement des faisceaux refroidisseurs et de leurs optiques de mise en forme autour de l'enceinte à vide. La partie correspondant à la mise en forme des faisceaux verticaux est représentée avec opacité réduite pour signifier qu'elle se situe sous le plan formé par les axes de refroidissement horizontaux et l'enceinte

1.1.3 Génération et contrôle des champs magnétiques

Comme cela a été évoqué dans la vue d'ensemble, le gradient de champ magnétique de notre PMO est produit par une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz, et il peut être complété si besoin par des champs de compensation créés par 3 paires de bobines en configuration "quasi"-Helmholtz. Ces champs de compensation ont été prévus non seulement pour supprimer d'éventuels champs parasites susceptibles de perturber le PMO (comme le champ magnétique terrestre), mais aussi pour laisser la possibilité de déplacer le point d'annulation du gradient et ainsi le nuage d'atomes froids. Pour rappel, les différentes paires de bobines sont maintenues alignées autour de l'enceinte à vide suivant 3 directions orthogonales de l'espace par un support cubique en DuraForm®. 2 des 3 paires de bobines de compensation sont disposées suivant 2 directions horizontales X et Y définies tel que sur la figure 1.6, tandis que la 3ème paire et les bobines de gradient sont alignées suivant l'axe Z formé par les faisceaux refroidisseurs verticaux. Les caractéristiques des différentes paires de bobines sont récapitulées dans le tableau 1.2 ci-dessous.

	Bobines gradient	Bobines compensation axe X	Bobines compensation axe Y	Bobines compensation axe Z
Rayon	3 cm	4.9 cm	3.8 cm	3.8 cm
Séparation	5.5 cm	9 cm	10.6 cm	10.6 cm
Nb de tours	75	40	40	40
Résistance	0.36 Ω	1 Ω	0.8 Ω	0.8 Ω
Champ créé	8.8 G/A/cm	4.2 G/A	2.3 G/A	2.4 G/A
Courbure	-	1.9 mG/A/m ²	2.2 mG/A/mm ²	2.6 mG/A/m ²

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques des différentes paires de bobines du PMO. Ce qui est appelé "champ créé" pour les bobines de compensation est la valeur par unité de courant du champ quasi uniforme régnant au voisinage du centre de la paire de bobines. La grandeur appelée "courbure" renseigne quant-à-elles sur le degré d'uniformité des champs de compensation le long de l'axe des paires de bobines associées, une courbure nulle signifiant que le champ est parfaitement uniforme tout le long de l'axe. Les valeurs de courbure indiquées ont été déduites d'un ajustement des mesures expérimentales avec une fonction de type $ax^2 + c$.

Ce dimensionnement des bobines a été guidé par plusieurs contraintes expérimentales. Leurs rayons ont été choisis de manière à laisser assez d'espace pour l'insertion de l'enceinte et des différents faisceaux de l'expérience, tout en étant suffisamment faibles pour que les valeurs de champs magnétiques typiques⁴ des PMO de ⁸⁷Rb soient accessibles avec un courant et un nombre de tours raisonnables. Une fois les rayons fixés, les nombres de tours ont alors été choisis de telle sorte à atteindre les valeurs de champs typiques avec des courants modérés, de l'ordre de 1 à 2 A. Après dimensionnement, toutes les bobines ont été réalisées à la main par mes soins, en enroulant un fil de cuivre autour de rouleaux dessinés sous Solidworks et imprimés en 3D. Le support cubique de l'ensemble du système de bobines a lui aussi été fabriqué par impression 3D.

Pour estimer les valeurs par unité de courant des champs magnétiques effectivement créés par les différentes bobines, et au passage s'assurer du bon fonctionnement de ces dernières, la valeur du champ rayonné le long de l'axe de chaque paire de bobines a été mesurée à l'aide d'une sonde à effet Hall. Les résultats obtenus à l'issue de ces mesures confirment la capacité des bobines à générer un gradient linéaire de l'ordre de 10 G/cm, ainsi que des champs de compensation de l'ordre du Gauss quasiment constants sur quelques mm au voisinage du centre d'une paire. Les valeurs

4. Environ 10 à 20 G/cm pour le gradient, et 1-2 G pour les champs de compensation

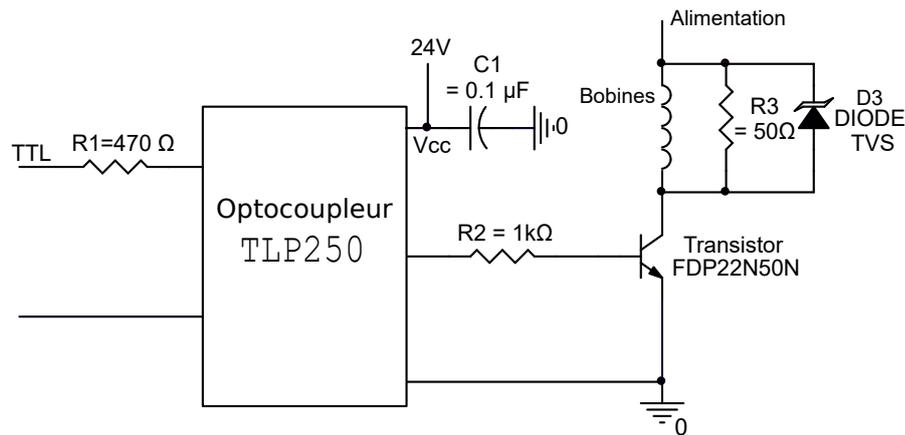


FIGURE 1.7 – Schéma d'un switch rapide permettant de contrôler le passage du courant dans une paire de bobines

de gradient et de champs de compensation générés par unité de courant indiqués dans le tableau 1.2 sont directement issues de ces mesures. Contrôler le gradient et les champs de compensation implique également de pouvoir allumer/éteindre très vite ces derniers par l'intermédiaire du courant envoyé dans les bobines. Cela sera notamment utile lors de l'étude future d'autres protocoles de métrologie sans champs magnétiques ou à partir d'atomes refroidis par mélasse, dont la mise en place exige une coupure rapide (c'est-à-dire en quelques dizaines de μs au plus) des champs après le chargement du PMO. Or, si les bobines ne sont connectées à rien d'autre qu'à leur alimentation, la durée de coupure est limitée par les caractéristiques des bobines à quelques ms⁵ ce qui est trop lent par rapport à la durée recherchée. De plus, dans cette situation, les variations brusques du courant lors de la commutation des champs peuvent provoquer une surtension aux bornes des bobines potentiellement dangereuse pour l'ensemble du circuit. Pour surmonter ces 2 problèmes, chaque paire de bobines a été intégrée à un montage électronique schématisé en figure 1.7. Au sein de ce montage, les bobines sont placées en parallèle d'une résistance $R_3 = 50 \Omega$ et d'une diode de « roue-libre », dont les rôles respectifs sont de réduire le temps de coupure⁶, et d'empêcher la surtension lors de la commutation. Le passage du courant dans les bobines est contrôlé par un transistor fonctionnant en régime saturé/bloqué en fonction de l'état d'une entrée TTL. Avec la valeur de R_3 utilisée, le temps de descente à 95% du courant lors de l'extinction des champs vaut environ $20 \mu\text{s}$, tandis que temps de montée à 95% lors du rétablissement des champs reste fixé à une valeur de l'ordre de 1 ms par les caractéristiques des bobines⁵.

1.1.4 Optimisation et caractérisation du nuage d'atomes froids

La première étape de la démarche d'optimisation fut de veiller à ce que le croisement des faisceaux refroidisseurs soit maximal et coïncide parfaitement avec le zéro du gradient de champ magnétique, cette condition étant la plus critique pour le bon fonctionnement du PMO. Pour cela, les faisceaux horizontaux ont été alignés tels que leur croisement en l'absence de l'enceinte soit situé en retrait du faisceau vertical, à une distance de ce dernier égale au déplacement créé par la traversée des parois en verre de l'enceinte (2,6 mm d'après la loi de Snell-Descartes). Ainsi, lorsque

5. La durée de coupure est en effet définie dans ce cas par L/R , avec L l'inductance des bobines, de l'ordre du mH, et R leur résistance interne, comprise entre 0.1Ω et 1Ω (cf tableau 1.2)

6. En ajoutant R_3 en parallèle, le temps de coupure n'est plus défini par L/R , mais par $L/(R + R_3)$ et donc écourté

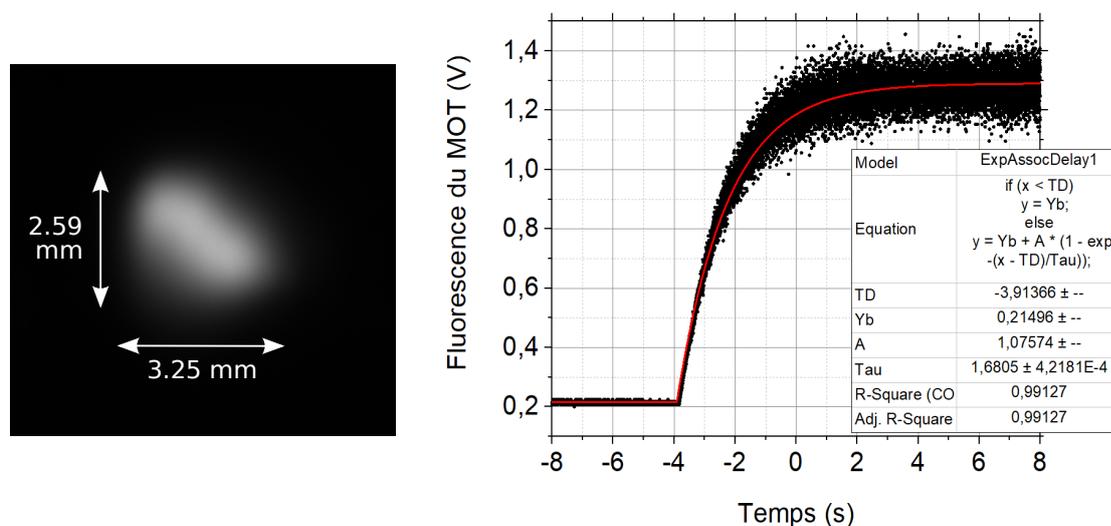


FIGURE 1.8 – Image de la fluorescence du nuage d'atomes froids prise avec une caméra (gauche), et courbe de chargement du PMO en fonction du temps après coupure/réactivation du gradient de champ magnétique (droite), dans les conditions actuelles d'utilisation du PMO. Les dimensions indiquées sur l'image du nuage sont la largeur et hauteur à $1/e^2$ de ce dernier, déterminées à partir de coupes horizontales et verticales de l'image. Sur la courbe de chargement, les points noirs représentent les données expérimentales, et la ligne rouge un ajustement des données avec une fonction et des paramètres donnés dans l'encadré à droite de la courbe. L'ajustement permet d'évaluer la constante de temps du chargement à 1.68 s

l'enceinte est remise en place, ce même déplacement vient positionner précisément le croisement des faisceaux horizontaux sur le faisceau vertical, maximisant alors le recouvrement des 3 paires de faisceaux. De plus, comme le faisceau vertical est parfaitement aligné sur l'axe des bobines de gradient et donc centré sur le zéro de champ, le croisement se retrouve du même coup lui aussi centré sur le zéro. En pratique, l'alignement du croisement des faisceaux horizontaux à la bonne distance du faisceau vertical en l'absence de l'enceinte a été effectué en s'aidant d'une projection sur un papier millimétré après réduction du diamètre des faisceaux à moins d'1 mm par des diaphragmes. Dans un deuxième temps, un jeu de paramètres maximisant à la fois le nombre d'atomes piégés, la vitesse de chargement, et la stabilité dans le temps du PMO a été déterminé empiriquement, en étudiant l'effet de variations de chaque paramètre sur les régimes transitoire et stationnaire de la fluorescence du PMO. Toutes les valeurs indiquées dans les paragraphes précédents concernant le gradient de champ (26 G/cm), la puissance et le désaccord des faisceaux refroidisseurs ($\Delta_{PMO} = -20$ MHz), le rapport d'intensité des raies refroidisseuses/repompeuse (20%) et la répartition des puissances entre les 3 axes du PMO correspondent précisément à ce jeu de paramètres idéal. Ce dernier comprend également un champ de compensation de 1,3 G suivant l'axe X des figures 1.2 et 1.6, c'est-à-dire suivant l'axe longitudinal de l'enceinte. La courbe de chargement du PMO optimisé ainsi qu'une image du nuage formé par ce dernier sont présentés en figure 1.8. Grâce à une étude du profil de la fluorescence émise le long de coupes de l'image, nous avons pu évaluer les dimensions à $1/e^2$ horizontales et verticales du nuage respectivement à 3,25 mm et à 2,59 mm. L'ajustement de la courbe de chargement par une fonction de la forme $1 - e^{-t/\tau_{load}}$ indique d'autre part un temps caractéristique de chargement τ_{load} de 1,68 s.

Suite à cette optimisation, le nombre d'atomes piégés N en régime stationnaire a été estimé à partir de la puissance P de la fluorescence émise dans l'angle solide α entre le nuage et le détecteur de puissance, en utilisant la relation suivante entre N et P :

$$N = \frac{P}{\frac{hc}{\lambda} \gamma \frac{\alpha}{4\pi}} \quad (1.3)$$

γ représente ici le taux d'émission spontanée entre les niveaux de la transition de refroidissement $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$. Il dépend de l'intensité I et du désaccord Δ_{PMO} des faisceaux refroidisseurs, ainsi que de l'intensité de saturation $I_{sat} = 3.57$ mW/cm² [113] et de la largeur $\Gamma = 6.07$ MHz [113] de la transition de refroidissement, en vertu de la relation de saturation suivante :

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\Delta_{PMO}^2/\Gamma^2} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s} \quad (1.4)$$

avec s le paramètre de saturation, défini comme :

$$s = \frac{I}{I_{sat}(1 + 4\Delta_{PMO}^2/\Gamma^2)} \quad (1.5)$$

Etant donné l'intensité des faisceaux refroidisseurs dans notre cas ($I = 150.9$ mW/cm²)⁷ on trouve en faisant l'application numérique des équations 1.4 et 1.5 ci-dessus $\gamma = 2\pi \times 1,48$ MHz, et $s = 0,95$. Sachant de plus que $P = 180$ nW, et que α a été estimé à environ 6.9×10^{-3} sr vu la surface du détecteur et la distance entre ce dernier et le nuage d'atomes, le calcul du nombre d'atomes piégés avec l'équation 1.3 donne finalement :

$$N \sim 140 \times 10^6 \text{ atomes} \quad (1.6)$$

7. Cette valeur d'intensité a été déterminée en divisant la fraction de puissance totale (160 mW) des faisceaux du PMO consacrée au refroidissement (96mW étant donné le rapport de raies de 20%), par la surface transverse des faisceaux

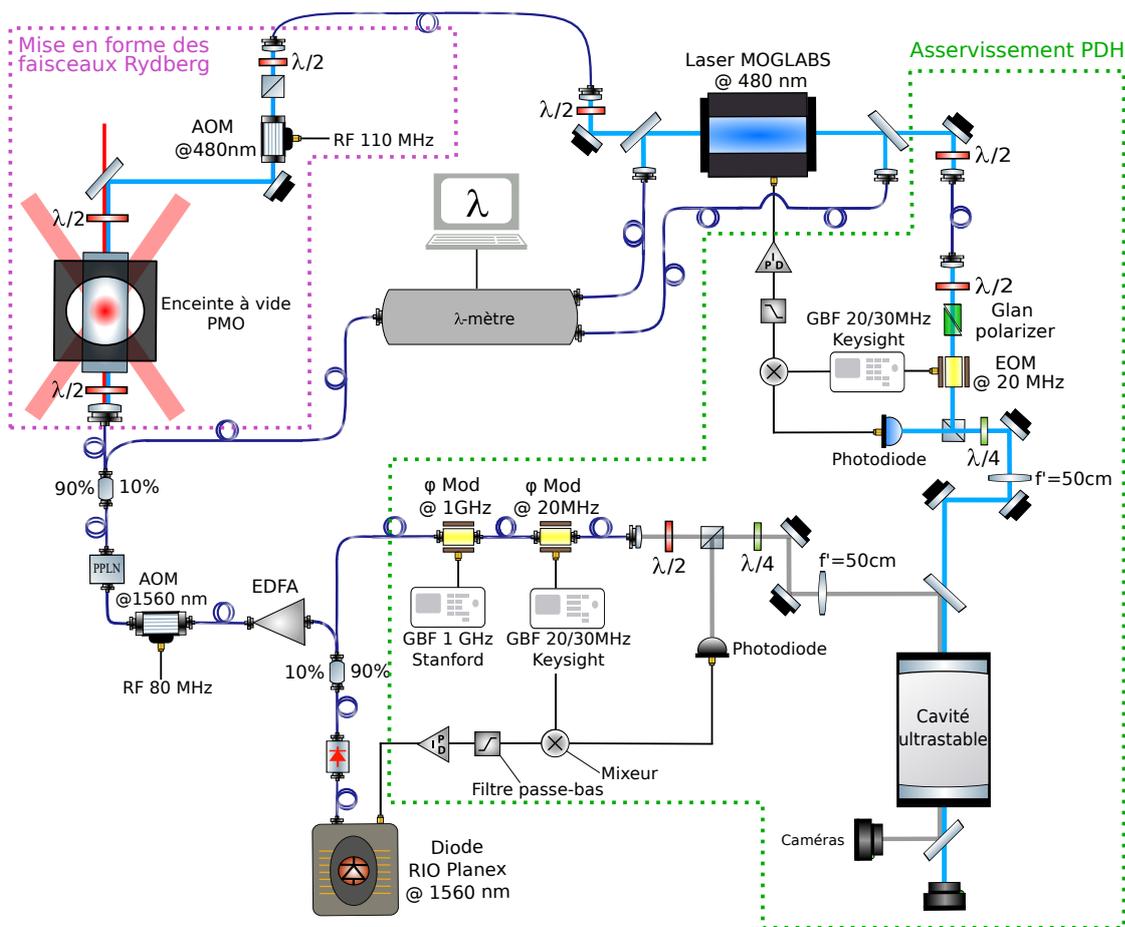


FIGURE 1.9 – Schéma global du système laser produisant les faisceaux à 780 nm et 480 nm nécessaires à l'excitation des atomes vers les états de Rydberg. On se référera à la liste des acronymes fournie au début de ce manuscrit pour la signification des différents acronymes utilisés sur le schéma.

Connaissant le nombre d'atomes piégés à l'état stationnaire, la vitesse de chargement peut alors être obtenue en convertissant la courbe de chargement de la figure 1.8 en unité de nombre d'atomes piégés/s, puis en calculant la pente du front montant près de l'origine. Cela conduit à une vitesse de chargement d'environ 46×10^6 atomes/s.

1.2 Système laser d'excitation vers les états de Rydberg

1.2.1 Objectifs et vue d'ensemble

Pour sonder les états de Rydberg du ^{87}Rb , nous avons décidé de réaliser l'excitation vers ces derniers depuis l'état fondamental $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ au moyen de 2 photons à 780 nm et 480 nm, en passant par l'état intermédiaire $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Les sources lasers à 480 et 780 nm impliquées dans cette excitation doivent remplir plusieurs conditions :

- Premièrement, la plage d'accordabilité offerte par les sources laser doit être la plus large possible, car on souhaite pouvoir cibler un maximum d'états de Rydberg différents en fonction de la fréquence du champ à mesurer ou du type d'étude à réaliser. Typiquement, la plage d'accordabilité requise pour couvrir tous les états de nombre quantique allant de $n = 20$ à $n = 100$ est de l'ordre de 8.7 nm [114] [115]. Il faut également que la fréquence de l'excitation vers l'état de Rydberg ciblé puisse être balayée via au moins un des deux lasers le plus largement possible et sans saut de mode, afin de pouvoir sonder aisément l'intégralité du doublet Autler-Townes induit par le champ RF. Pour cela, une étendue de balayage d'au moins 200 MHz est suffisante étant donné la puissance maximale du champ RF que nous considérerons (cf chapitre 3)
- Deuxièmement, la largeur spectrale des sources doit être suffisamment faible pour ne pas affecter la performance des mesures. Avec le protocole de spectroscopie DPMO présenté dans cette thèse, la largeur des pics obtenus est de l'ordre de 15 MHz (cf chapitre 2), mais dans des versions futures, on s'attend à être limité ultimement par la durée de vie des états de Rydberg, ce qui nécessitera alors des lasers beaucoup plus fins spectralement. À titre d'exemple, si l'on considère comme nous le ferons par la suite le cas de l'état $|61S_{1/2}\rangle$, dont la durée de vie T_{61S} est de 140 μ s [116], la largeur ultime que l'on pourrait atteindre serait de $1/T_{61S} = 7.1$ kHz
- Troisièmement, les puissances maximales que peuvent fournir les sources laser choisies doivent permettre d'atteindre une intensité lumineuse suffisante pour que l'amplitude du signal de « trap-loss » et son rapport signal sur bruit soient satisfaisants. Comme on le verra dans la suite (cf chapitre 2), cela est obtenu avec une puissance de quelques mW pour le laser à 780 nm, de quelques dizaines de mW pour le laser à 480 nm, répartie dans les deux cas sur une surface de l'ordre du mm^2 .

Le dispositif qui a été mis au point pour réaliser l'excitation en répondant à ce cahier des charges est schématisé dans sa globalité en figure 1.9. Dans le même esprit que celui du système de génération de la lumière de refroidissement, le faisceau à 780 nm est issu d'un système laser fibré, basé sur une diode laser télécom RIO Planex grade 1 à 1560 nm amplifiée par un EDFA et doublée en fréquence par un PPLN. Le faisceau à 480 nm provient quant-à lui d'un système laser commercial fabriqué par l'entreprise MOGLABS, incluant 2 diodes laser à 480 nm dans une configuration d'*injection locking* [117], l'une à cavité externe faisant office de *seed*, et l'autre d'*amplifier*. Afin de bien stabiliser la fréquence de l'excitation vers les états de Rydberg, les 2 systèmes lasers sont asservis sur les résonances d'une cavité Fabry-Perot ultrastable de chez *Stable Lasers Systems* grâce à un asservissement Pound-Drever-Hall rapide [118–121]. Ce dernier permet de réduire la largeur spectrale des faisceaux Rydberg par rapport à leur largeur naturelle. Dans le cas du système laser à 780 nm, la contre-réaction s'effectue sur la diode à 1560 nm, tandis que dans celui du système laser à 480 nm, elle s'applique à la diode faisant office de *seed*. Il faut préciser également que l'asservissement PDH de la lumière à 1560 nm porte sur une bande latérale créée par une modulation de phase additionnelle à haute fréquence, plutôt que directement sur la raie d'émission de la diode à 1560 nm, à l'origine du faisceau à 780 nm. De cette façon, le balayage fréquentiel requis pour faire la spectroscopie reste possible même lorsque l'asservissement PDH est activé, en faisant varier la fréquence du signal de modulation. Les faisceaux à 780 et 480 nm ainsi formés par les 2 systèmes lasers sont enfin dirigés sur les atomes suivant l'axe longitudinal de l'enceinte, dans une configuration où ils sont superposés et contrapropageants. Ils présentent tous deux un diamètre de waist d'environ 1 mm, ainsi qu'une polarisation linéaire. Outre des différentes parties qui viennent d'être évoquées, le dispositif Rydberg comporte aussi des voies de lecture des fréquences du faisceau à 780 nm et des faisceaux *seed* et *amplifier* à 480 nm, créées en déviant une infime partie de la lumière de ces faisceaux vers un λ dmètre. Ces voies de lectures répondent à plusieurs besoins : ré-

glage de la fréquence de consigne des faisceaux pour cibler l'état de Rydberg souhaité, surveillance de la qualité de l'*injection locking* et du fonctionnement de l'asservissement PDH, vérification des caractéristiques du balayage etc...

1.2.2 Sources laser Rydberg utilisées

1.2.2.1 Source laser Rydberg à 780 nm

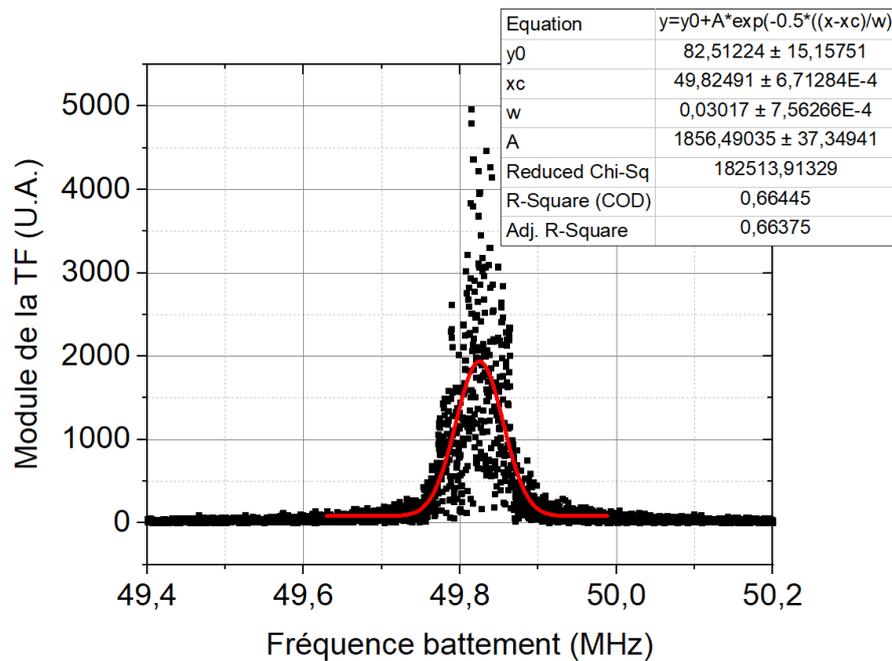


FIGURE 1.10 – Module de la transformée de Fourier du signal de battement entre la diode RIO Planex, et une autre diode à 1560 nm de largeur 10 kHz. Les points noirs correspondent aux données expérimentales, et la courbe rouge à un ajustement gaussien de ces données

Comme cela a déjà été dit dans la vue d'ensemble, le faisceau Rydberg à 780 nm est généré par une diode laser télécom RIO Planex grade 1 à 1560 nm, amplifiée puis doublée en fréquence au moyen d'un cristal de PPLN. Il s'agit d'une diode laser à cavité étendue, dans laquelle la cavité externe est formée par ajout d'un guide d'onde réflecteur à réseau de Bragg. Ce type de diode a été retenu car la faible largeur spectrale que lui confère la cavité externe (≤ 15 kHz d'après les spécifications constructeur) est assez petite devant la bande passante typique de l'asservissement PDH ($\sim 2 - 3$ MHz) pour être encore réduite par ce dernier. La réduction de la largeur n'est en effet possible que si la contre-réaction PDH est, malgré sa vitesse limitée, beaucoup plus rapide que les fluctuations de fréquence de la diode, d'où l'intérêt de partir d'une source naturellement déjà assez fine. Intégrée à un boîtier "butterfly", la diode RIO Planex est alimentée en courant par une alimentation Thorlabs LDC8002 et régulée en température, de manière à préserver au maximum sa grande finesse spectrale. En complément de toutes ces précautions, il a également été vérifié que la largeur spectrale de la diode est bien du même ordre de grandeur que les spécifications du constructeur et qu'aucune source de bruit ne vient l'augmenter trop grandement, sans quoi l'affinement pourrait être compromis. Pour ce faire, j'ai mesuré la largeur du battement entre la

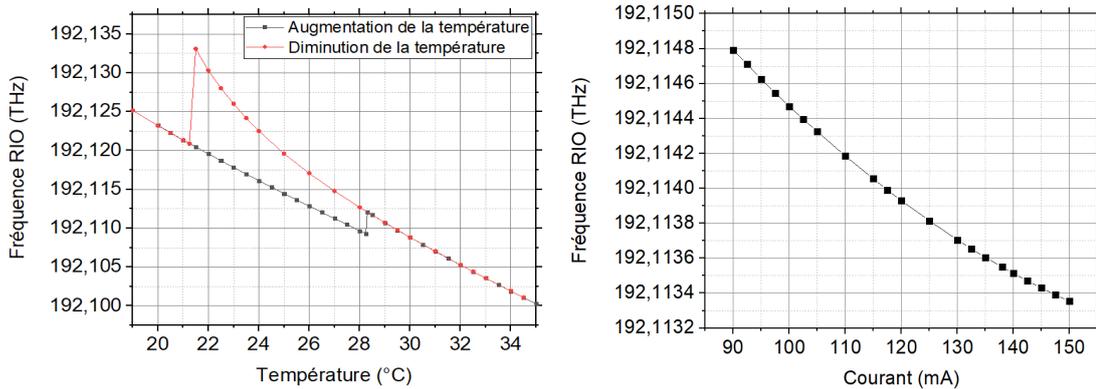


FIGURE 1.11 – Evolution de la fréquence d'émission à 1560 nm de la diode RIO Planex en fonction de la température au courant nominal de 140 mA (gauche), et en fonction du courant à la température nominale de 25.5°C (droite)

diode RIO et une autre diode similaire (RIO module ORION) à 1560 nm, dont on sait que la largeur à mi-hauteur est bien de l'ordre de 15 kHz conformément à ses spécifications. Le module ORION est en effet conçu pour protéger cette diode de toutes les sources de bruit extérieures possibles, et la largeur a déjà été vérifiée par l'équipe par le passé. Le battement est équivalent au produit de convolution des raies d'émission respectives de la diode RIO module ORION de référence et de notre diode RIO potentiellement élargie par différents bruits (notamment celui de l'alimentation LDC 8002). Sa largeur donne donc soit directement la largeur de la diode RIO à caractériser si celle-ci est beaucoup plus large que la diode de référence, soit une borne supérieure de la largeur si les deux diodes sont comparables. La mesure de largeur du battement a été effectuée à partir d'un ajustement gaussien de la transformée de Fourier (TF) du battement, après enregistrement de ce dernier dans des conditions d'échantillonnage et de fenêtrage temporel adéquates. Nous avons utilisé un modèle d'ajustement gaussien car il a semblé plutôt bien adapté aux données expérimentales. La TF ainsi obtenue et les valeurs des paramètres de l'ajustement gaussien sont exposés en figure 1.10. Selon cette mesure, la largeur du battement à $1/\sqrt{e}$ est égale à 30 kHz (soit 70 kHz à mi-hauteur) : cela montre que la diode RIO caractérisée est très certainement un peu élargie par du bruit issu de l'alimentation, mais que sa largeur reste malgré tout de l'ordre de quelques dizaines de kHz.

La fréquence d'émission de la diode RIO peut être réglée principalement en agissant sur sa température, et dans une moindre mesure sur son courant d'alimentation. L'évolution de la fréquence d'émission à 1560 nm en fonction du courant et de la température de la diode a été étudiée à l'aide du lambdamètre, et représentée en figure 1.11. Cette étude a révélé une plage d'accordabilité en courant de 1.5 GHz entre le seuil et le courant maximal admissible, et une plage d'accordabilité en température d'environ 33 GHz entre les températures minimale et maximale recommandées. Après doublage de fréquence à 780 nm, ces plages d'accordabilité passent respectivement à 3 GHz et 66 GHz. La diode RIO satisfait donc pleinement les exigences d'accordabilité exposées dans le paragraphe 1.2.1. Toujours d'après les caractéristiques de la figure 1.11 et en particulier celle en fonction du courant, on estime également la sensibilité fréquence/courant de la diode RIO à 25 MHz/mA à 1560 nm, soit 50 MHz/mA à 780 nm. Il est d'autre part intéressant de remarquer que la dépendance de la fréquence vis-à-vis de la température est marquée par un hystérésis, auquel il faut prendre garde lors du réglage de la fréquence du faisceau Rydberg à 780 nm. Concernant les puissances, la puissance maximale à 1560 nm que peut fournir la diode RIO a été évalué à 19 mW après isolateur.

Après traversée de l'amplificateur EDFA, puis d'un AOM diffractant avec une efficacité d'environ 50%, la fraction de lumière à 1560 nm partant vers les atomes voit sa puissance augmentée jusqu'à 500 mW maximum. Compte tenu de l'efficacité de conversion du PPLN pour cette puissance incidente (100%/W), des pertes dans les connecteurs de fibre, et de celles dans le coupleur 90/10 envoyant une partie du faisceau vers le lambda-mètre, la puissance du faisceau Rydberg à 780 nm se trouve finalement limitée à 150 mW.

1.2.2.2 Source laser Rydberg à 480 nm

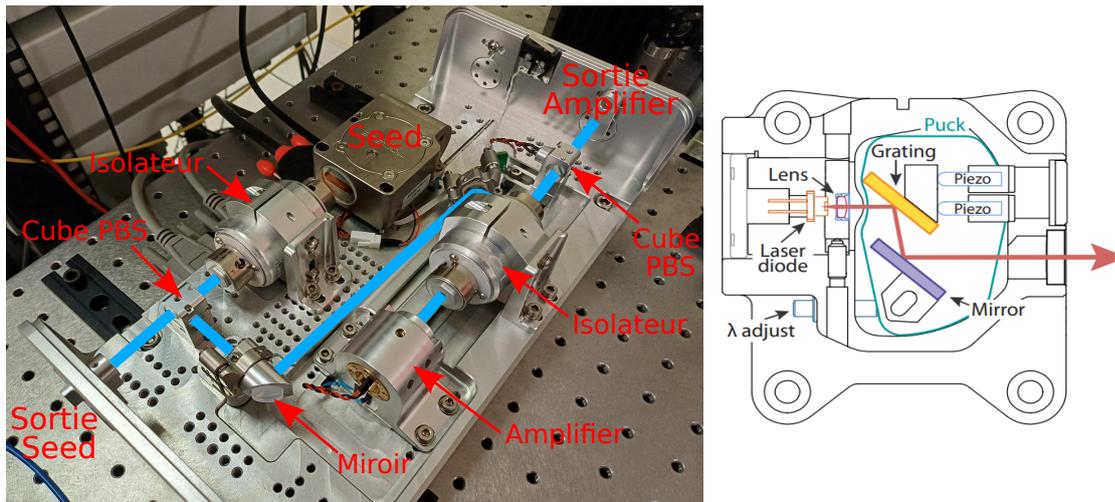


FIGURE 1.12 – Système laser MOGLABS à 480 nm (gauche), et schéma de la diode *seed* (droite)

Comme cela a déjà été dit aussi, la lumière à 480 nm provient d'un système laser commercial MOGLABS, composé principalement de deux diodes laser *seed* et *amplifier* et fonctionnant suivant le principe de l'*injection locking* [117]. Pour rappel, l'idée de ce procédé est de forcer la diode *amplifier*, assez puissante, à émettre à exactement la même fréquence que la diode *seed*, bien moins puissante, en couplant le faisceau de la diode *seed* à l'intérieur de la cavité de la diode *amplifier*. En copiant la fréquence de la *seed*, l'*amplifier* copie du même coup ses fluctuations, et par conséquent sa largeur spectrale. Il s'ensuit que si la *seed* est fine spectralement comme c'est le cas avec celle du système laser MOGLABS, l'*amplifier* le devient aussi. Ce type de système laser permet ainsi de concilier la forte puissance à 480 nm requise étant donné le très petit dipôle des transitions de $|5P_{3/2}\rangle$ vers les états de Rydberg, et la faible largeur de raie nécessaire à l'affinement spectral par l'asservissement PDH. Quelques autres solutions également capables de répondre à cette double exigence de forte puissance et faible largeur spectrale existent aussi, la plus répandue étant les systèmes laser à 960 nm doublés en fréquence par un cristal non linéaire. Le système laser MOGLABS présente toutefois l'avantage d'avoir un coût moins élevé.

De par son principe, les performances d'un système à *injection locking* en termes d'accordabilité et de finesse spectrale dépendent donc entièrement celles de la diode *seed*. La faible largeur de celle utilisée dans le système laser MOGLABS, de l'ordre de 200 kHz d'après les spécifications du constructeur, provient du fait qu'il s'agit là encore d'une diode à cavité étendue, cette fois-ci en configuration Littrow. Comme le montre le schéma de la diode *seed* en figure 1.12, cela signifie que la cavité étendue est formée par ajout d'un réseau de diffraction, dont l'ordre 1 permet la rétro réflexion vers la source et l'ordre 0 la sortie du faisceau produit. Du fait de la présence du réseau,

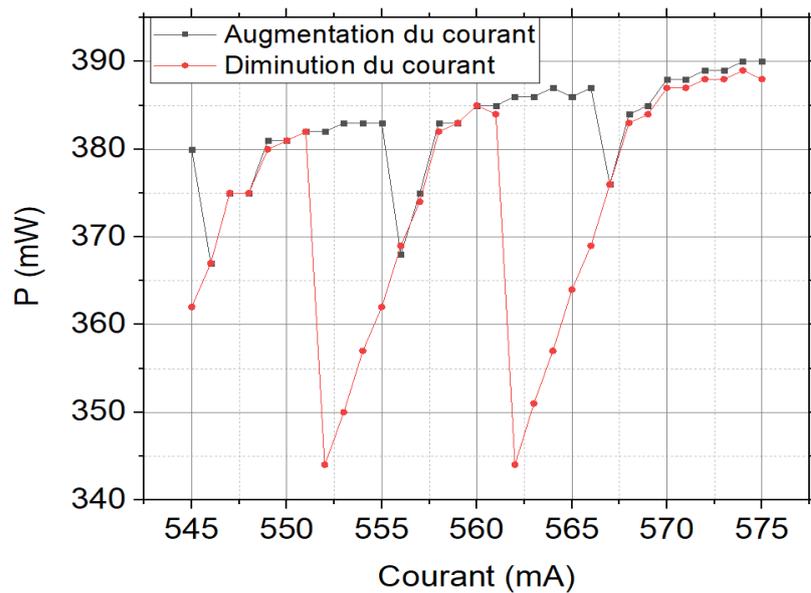
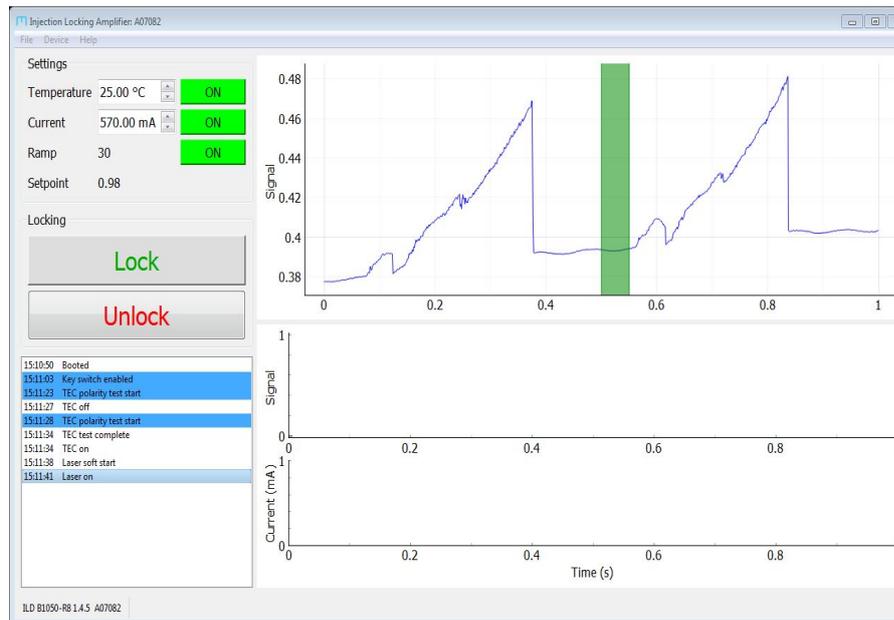


FIGURE 1.13 – Interface utilisateur du logiciel de contrôle de la diode *amplifier* du système laser MOGLABS (haut), et caractéristique courant/puissance de cette diode lorsqu'elle est bien injectée par le faisceau issu de la diode *seed* (bas)

la configuration Littrow se caractérise également par une dépendance de la longueur d'onde du faisceau sortant vis à vis de l'angle d'incidence θ sur le réseau, définie par la relation $\lambda = 2.d.\sin(\theta)$, avec d le pas du réseau. Cette dépendance combinée à la possibilité de changer l'angle θ grâce à un mécanisme de rotation du réseau confèrent à la diode *seed*, et donc à tout le système laser,

une très large accordabilité, avec une plage de longueurs d'ondes accessibles s'étendant de 478 nm à 484 nm. Pour une orientation donnée du réseau, la fréquence d'émission peut être réglée plus finement sur quelques GHz au voisinage de la longueur d'onde correspondante en jouant sur le courant d'alimentation de la *seed*, et sur la tension de contrôle d'une cale piézo-électrique fixée sur le réseau. Toutes les valeurs de fréquences dans l'intervalle couvert par ces 2 moyens de réglage ne sont cependant pas accessibles à cause de la présence de nombreux sauts de mode. Le contrôle du courant et de la cale piézo-électrique sont réalisés par un *driver* dédié fourni avec le laser, qui assure aussi la régulation en température nécessaire au maintien de la finesse spectrale de la diode.

Une partie de la lumière issue de la diode *seed* est injectée dans la diode *amplifier* par l'intermédiaire de 2 miroirs et d'une lentille pré-réglée offrant tous les degrés de liberté nécessaires au réglage de cette injection. Lorsque l'injection est correcte, c'est-à-dire lorsque les faisceaux issus des 2 diodes sont parfaitement superposés, l'*amplifier* se synchronise en fréquence et en phase sur la *seed*. Le maintien de cette synchronisation peut être assuré grâce à un asservissement interne, gérable directement par l'utilisateur via un logiciel communiquant avec le *driver* de la diode *amplifier*, et dont l'interface utilisateur est illustrée en figure 1.13. La qualité de l'injection du faisceau *seed* dans l'*amplifier*, cruciale à la fois pour l'apparition de la synchronisation et pour la stabilité dans le temps de cette dernière, peut être évaluée à partir de plusieurs indicateurs, parmi lesquels la forme et l'amplitude du signal affiché sur l'interface utilisateur du logiciel de commande de l'asservissement, l'identité entre les fréquences d'émission de la *seed* et de l'*amplifier* affichées par le lambda-mètre, ou encore la présence de "creux" profonds dans la caractéristique courant/puissance de l'*amplifier*. Une fois synchronisé et asservi sur la *seed*, l'*amplifier* peut fournir une puissance maximale d'environ 340 mW. Le transport vers l'enceinte par une fibre dont l'efficacité de couplage n'est que de 52%, suivi de la diffraction par un AOM avec une efficacité de 80% réduisent cependant la puissance maximale disponible au niveau des atomes à seulement 140 mW. Bien que le couplage dans les fibres de transport vers l'enceinte et la cavité ultrastable occasionne des pertes importantes, il est toutefois rendu nécessaire par la mauvaise qualité spatiale des faisceaux issus de la *seed* et de l'*amplifier*. Le mode spatial de ces derniers a en effet un profil elliptique assez inhomogène, de dimensions 4×1 mm.

Enfin, dans le but de valider la capacité du système laser MOGLABS à coupler de manière perceptible l'état $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ à un état de Rydberg, nous avons essayé de générer grâce à lui un signal d'EIT dans une vapeur de ^{87}Rb à température ambiante. Durant ce test, le faisceau issu de l'*amplifier* a été accordé à résonance avec la transition $|5P_{3/2}, F = 3\rangle \rightarrow |53D_{5/2}\rangle$, et superposé à l'intérieur de la vapeur à un faisceau à 780 nm contrapropageant accordé lui aussi à résonance avec la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$. Les fréquences de Rabi des couplages à 780 nm et 480 nm s'élevaient respectivement à 9 MHz et 1 MHz, ce qui ne correspond pas exactement à un régime de type EIT tel que communément admis dans la littérature, mais à un autre régime tout de même associé à une augmentation de la transparence. Comme le montre la figure 1.14, cette expérience a effectivement permis d'observer un signal de transparence caractéristique de l'excitation vers un état de Rydberg dans le spectre d'absorption de la lumière à 780 nm, attestant ainsi de la capacité du laser MOGLABS à bien remplir sa fonction.

1.2.3 Contrôle en fréquence

L'asservissement Pound-Drever-Hall assurant le contrôle en fréquence des faisceaux Rydberg correspond à la portion encadrée en vert de la figure 1.9. Sa partie consacrée à l'injection dans la cavité ultrastable est par ailleurs illustrée sur la photographie de la figure 1.15. Le principe et les spécificités de ce type d'asservissement sont rappelés en détail dans les références [118–121]. Comme cela a déjà été précisé auparavant, l'asservissement du faisceau Rydberg à 780 nm s'effectue par

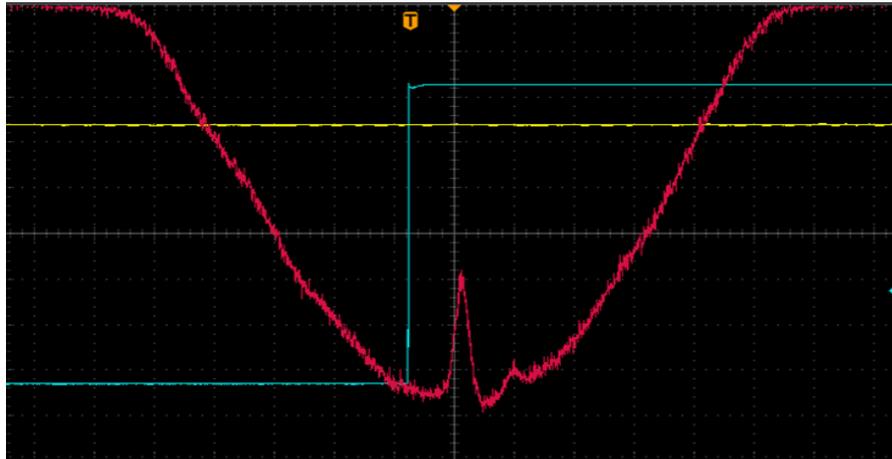


FIGURE 1.14 – Signal de transparence observé dans le spectre d'absorption de la lumière à 780 nm par un gaz de ^{87}Rb à température ambiante en couplant l'état $|5P_{3/2}\rangle$ à l'état de Rydberg $|53D_{5/2}\rangle$ avec le faisceau à 480 nm issu du système laser MOGLABS. Ce signal a été obtenu en balayant la fréquence du faisceau à 780 nm autour de celle de la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$, et en mesurant à l'aide d'une photodiode la transmission de ce faisceau à travers le gaz d'atomes. Les fréquences de Rabi des faisceaux à 780 nm et 480 nm ont été estimées respectivement à 9 MHz et 1 MHz

l'intermédiaire de la lumière à 1560 nm issue de la diode RIO avant doublage, et celui du faisceau à 480 nm issu de l'*amplifier* par l'intermédiaire de la lumière issue de la *seed*. L'élément central de notre asservissement PDH est une cavité Fabry-Perot ultrastable, constituée de 2 miroirs, l'un plan, et l'autre concave de rayon de courbure 50 cm. Les 2 miroirs sont séparés d'une distance égale à 10 cm, ce qui correspond à un ISL d'environ 1,5 GHz. Ils confèrent à la cavité une finesse de l'ordre de quelques milliers d'après les spécifications constructeur. Le terme "ultrastable" signifie que tout a été fait pour découpler au maximum la cavité de toutes les sources de bruits et/ou de dérives mécaniques et thermiques créées par l'interaction avec l'environnement extérieur. Cette dernière a en effet été placée à l'intérieur d'une enceinte maintenue sous vide par une pompe ionique à un niveau de vide d'environ 10^{-8} mbar, et montée sur un support en Zerodur, qui est un matériau avec un très faible coefficient de dilatation thermique. La température de ce support est de plus maintenue par une régulation en température à la valeur du *zero crossing point*, pour laquelle le coefficient de dilatation thermique s'annule au premier ordre. Cette isolation maximale de la cavité permet de garantir la stabilité des lasers lockés aux échelles de temps des mesures, en limitant très fortement les dérives lentes de fréquence.

Le couplage des 2 faisceaux à 1560 nm et 480 nm à l'intérieur de la cavité, indispensable à leur asservissement, n'est possible que si la courbure de leurs front d'onde respectifs coïncide au mieux avec celles des miroirs de la cavité au niveau de ces derniers. Afin que cette condition soit satisfaite, les propriétés de courbure de chacun des 2 faisceaux ont été adaptées grâce à un choix approprié des focales des collimateur de sortie de fibre, et de celles des lentilles dédiées à l'injection dans la cavité. La procédure qui a été suivie pour déterminer les valeurs de focales requises peut être résumée comme suit :

- La focale des lentilles d'injection a d'abord été fixée à une valeur de 50 cm, choisie parce qu'elle est à la fois assez grande pour laisser l'espace nécessaire aux miroirs d'alignement entre les lentilles et la cavité, et disponible dans le commerce.

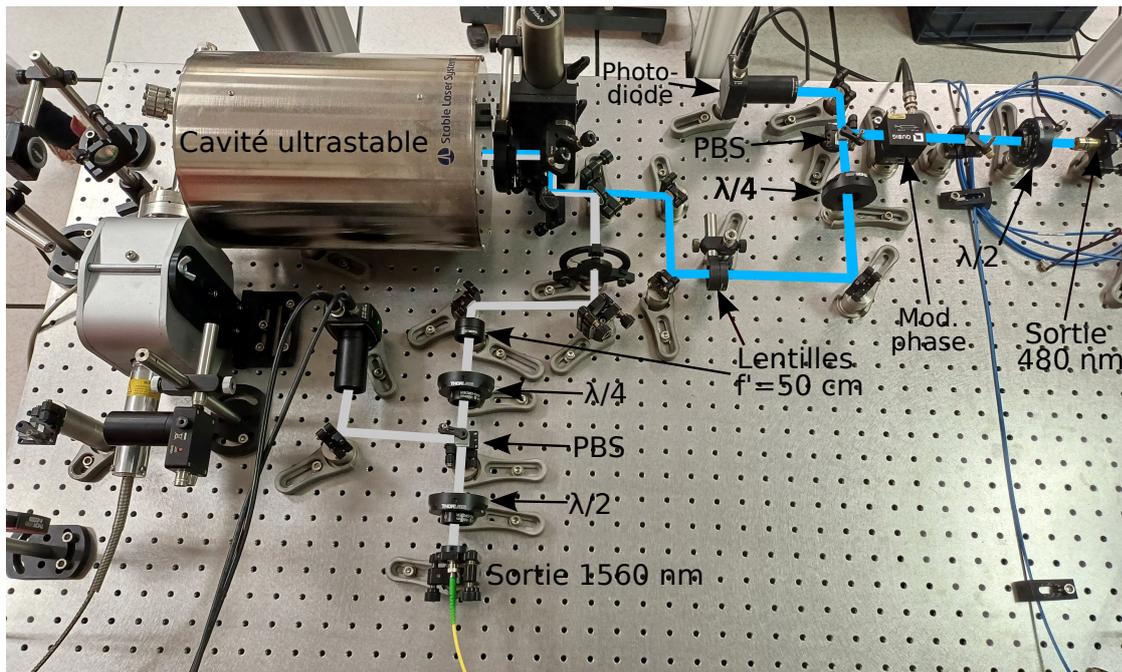


FIGURE 1.15 – Photographie du montage d'injection des lasers à 1560 nm et 480 nm dans la cavité ultrastable

- On a ensuite déterminé la longueur de Rayleigh z_R et le rayon de waist w_0 à la surface du miroir plan M_1 que doivent avoir les faisceaux pour que leur rayon de courbure au niveau du miroir concave M_2 soit identique à celui de M_2 . z_R est dans ce cas entièrement défini par le rayon de courbure R (50 cm) de M_2 et l'écart l entre les miroirs (10 cm) tel que :

$$z_R = \sqrt{(R - l) \times l} = 20\text{cm} \quad (1.7)$$

Et w_0 peut être calculé à partir de z_R à l'aide de la relation :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_R}{\pi}} \quad (1.8)$$

- On en a alors déduit le rayon w que doivent avoir les faisceaux dans le plan de leurs lentilles d'injection, situées à une distance z de M_1 égale à leur focale (50 cm), sachant que :

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (1.9)$$

- Connaissant également le diamètre de mode MFD des fibres de transport vers la cavité (10 μm pour la fibre à 1560 nm, et 3.8 μm pour celle à 480 nm), les focales des collimateurs nécessaires pour donner aux faisceaux le rayon w , et ainsi garantir le couplage dans la cavité,

ont pu enfin être calculées en utilisant la formule 1.1 de conjugaison des waists :

$$f = \frac{\pi w \frac{MFD}{2}}{\lambda} \quad (1.10)$$

En faisant l'application numérique de l'équation ci-dessus avec les valeurs susmentionnées de MFD , z_i et z_R , on trouve $f = 8.54$ mm pour le collimateur à 1560 nm, et $f = 5.86$ mm pour celui à 480 nm. Les collimateurs utilisés en pratique sont ceux commercialement disponibles ayant les focales les plus proches des 2 valeurs précédentes, à savoir 8.18 mm pour le collimateur à 1560 nm, et 6.2 mm pour celui à 480 nm.

Préalablement à l'injection dans la cavité, les faisceaux à 1560 nm et 480 nm subissent tous deux une modulation de phase à une fréquence f_ϕ de 20 MHz, permettant de créer dans le spectre de ces derniers les bandes latérales nécessaires à la génération du signal d'erreur PDH. La fréquence f_ϕ de cette modulation étant très grande devant la largeur des résonances de la cavité (quelques centaines de kHz), on est ainsi dans le régime où les bandes latérales sont totalement réfléchies par la cavité [121]. Côté 1560 nm, la modulation de phase est appliquée avant sortie de la fibre de transport vers la cavité par un modulateur fibré iXblue, tandis que côté 480 nm, elle s'effectue après sortie de la fibre de transport sous l'action d'un modulateur Qbig en espace libre. Dans les 2 cas, la profondeur de modulation est telle que le rapport d'intensité entre les bandes latérales et la porteuse vaut environ 50%, car il s'agit de l'optimum maximisant la pente du signal d'erreur d'après la théorie de l'asservissement PDH [121]. Après avoir été modulés, les 2 faisceaux à 1560 nm et 480 nm traversent les lentilles d'injection, puis sont superposés grâce à une série de miroirs associés à une lame dichroïque, avant d'être finalement amenés dans l'enceinte par un périscope. Ces différents éléments permettent également d'ajuster la direction d'arrivée des faisceaux dans la cavité afin d'optimiser le couplage au mode TEM00, et de minimiser celui aux autres modes. La qualité du couplage peut être analysée en étudiant la transmission des faisceaux par la cavité à l'aide de caméras et de photodiodes placées en sortie de celle-ci.

Sur chacune des voies à 1560 nm et 480 nm, la lumière réfléchie par la cavité est collectée sur une photodiode rapide. Le signal résultant est ensuite mixé avec une copie à une phase près du signal de modulation, issue du même générateur, puis filtré, afin de générer le signal d'erreur PDH. Ce dernier est alors envoyé dans une *lockbox* rapide Vescent, assurant la correction PID. Tous les composants mentionnés ont une bande passante bien supérieure à la largeur des lasers (150 MHz pour la photodiode, 100 MHz pour le mixeur, et 10 MHz pour le boîtier Vescent), de façon à laisser à la contre-réaction la possibilité d'être suffisamment rapide par rapport aux fluctuations des lasers pour aboutir à un affinement spectral. Concernant le laser à 480 nm, la contre-réaction (bande passante 2 à 3 MHz) est appliquée directement au courant du laser seed (largeur naturelle 200 kHz), avec une vitesse en principe suffisante pour affiner le laser. Pour ce qui est de la diode RIO à 1560 nm, la contre-réaction est filtrée par l'alimentation de courant LDC8002 à une bande passante de 200kHz. La largeur de la diode étant de l'ordre de 70kHz (cf section 1.2.2), cela semble un peu juste pour espérer un affinement de cette dernière.

Lorsque l'asservissement PDH est enclenché, le balayage en fréquence de l'excitation Rydberg par l'intermédiaire d'au moins un des deux lasers doit tout même rester possible. Comme expliqué précédemment, cette possibilité est assurée en appliquant à la lumière à 1560 nm une autre modulation de phase, à plus haute fréquence que celle dédiée à la génération du signal d'erreur, et en asservissant l'une des bandes latérales créées par cette modulation plutôt que la raie centrale de la diode RIO. En effet, dans cette situation, toute variation Δ de la fréquence de modulation contraint la diode RIO à changer sa fréquence d'émission d'une même quantité Δ , la fréquence de la bande latérale asservie ne pouvant pas changer. De cette façon, le contrôle dynamique de la fréquence de l'excitation Rydberg devient réalisable simplement en jouant sur la fréquence du signal de mo-

dulation, avec pour seule condition que les variations imposées ne soient pas trop brutales pour le maintien de l'asservissement. D'un point de vue pratique, la modulation de phase est exercée par un autre modulateur électro-optique fibré iXblue, piloté par un signal RF de fréquence maximale 2 GHz issu d'un générateur Stanford SG382 à faible bruit et à haute stabilité. Avec une telle fréquence de modulation maximale, il est possible en gardant le même point de fonctionnement de l'asservissement PDH d'ajuster la fréquence de l'excitation sur une plage large de presque tout un ISL ramené à 780 nm, soit 3 GHz. Le générateur Stanford permet également de gérer le balayage de la fréquence de modulation, autrement dit celui de la fréquence de l'excitation Rydberg. Pour une fréquence centrale donnée de l'excitation, l'amplitude du balayage est limitée par le générateur à ± 135 MHz autour de la fréquence centrale.

1.2.4 Mise en forme des faisceaux Rydberg

Les faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm issus de la diode RIO doublée et de la diode amplifier du laser MOGLABS sont finalement envoyés à travers le nuage d'atomes froids suivant la direction définie par l'axe longitudinal de l'enceinte. Similairement aux capteurs à vapeurs chaudes, ils ont été alignés de manière à être superposés et à se propager en sens inverse l'un de l'autre, toujours dans le même souci de minimiser l'effet Doppler. L'alignement sur les atomes a été optimisé en cherchant à maximiser l'effet de perte induit par les faisceaux lorsqu'ils couplent à résonance un état de Rydberg donné. Pour ce qui est du diamètre des faisceaux, ce dernier a été fixé à environ 1 mm d'après un compromis entre 2 contraintes :

- D'une part, le diamètre doit être assez petit pour permettre d'atteindre facilement les forces de couplage souhaitées au vu des puissances disponibles à 780 nm et 480 nm.
- D'autre part, il doit être en même temps assez grand pour éviter une divergence trop importante des faisceaux, qui entraînerait un éclaircissement et donc un couplage inhomogène le long du nuage d'atomes, ainsi qu'un risque de diaphragmation par les optiques de mise en forme.

Dans ce cadre, nous avons choisi la valeur de 1 mm. En effet, la longueur de Rayleigh z_R ⁸ associée à un tel diamètre vaut environ 1 m pour le faisceau à 780 nm, et 1.6 m pour le faisceau à 480 nm, ce qui est suffisant pour que la divergence des faisceaux reste négligeable tout au long de leur chemin. De plus, les fréquences de Rabi maximales accessibles avec ce diamètre, égales à 561 MHz pour le faisceau à 780 nm et à 2.3 MHz pour le faisceau à 480 nm, suffisent pour donner à l'excitation Rydberg la force recherchée, y compris si les 2 faisceaux sont désaccordés du niveau intermédiaire d'une fréquence de l'ordre du GHz. Ces valeurs de fréquences de Rabi peuvent être calculées grâce à la relation suivante :

$$\frac{\Omega}{2\pi} = \frac{d \cdot \sqrt{\frac{4P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2}}}{h} \quad (1.11)$$

où d désigne le dipôle de la transition, P la puissance maximale des faisceaux, et w_0 leur rayon de waist. En pratique, nous avons utilisé des collimateurs de focale 4.51 mm pour le faisceau à 780 nm, et 6.2 mm pour le faisceau à 480 nm. Il s'agit des valeurs de focales commercialement disponibles les plus proches de celles permettant d'avoir un diamètre d'exactement 1 mm d'après l'équation 1.1. De ce fait, le diamètre réel des faisceaux n'est pas tout à fait égal à 1 mm : l'application de l'équation 1.1 avec les focales utilisées donne plutôt 0.84 mm pour le faisceau à 780 nm, et 0.97 mm pour le faisceau à 480 nm. Ces légères différences restent toutefois sans conséquences vis-à-vis des contraintes évoquées plus haut.

8. Cette longueur est définie pour rappel par $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, avec w_0 le rayon de waist

La mise en forme des faisceaux Rydberg ne concerne pas seulement leur alignement et leur diamètre, mais aussi sur leur puissance et leur polarisation. Le contrôle de la puissance de chaque faisceau peut être exercé de 2 manières : soit en modifiant les courants d'alimentation de l'EDFA à 1560 nm et de la diode *amplifier* à 480 nm, soit par l'intermédiaire des AOM placés entre l'EDFA et le PPLN côté 780 nm et en sortie de fibre côté 480 nm. Ces AOM visent également à pouvoir allumer/éteindre très rapidement les faisceaux Rydberg, notamment lorsque l'expérience devra être séquencée en vue de l'étude future des autres protocoles de métrologie possibles. S'agissant des polarisations, leur maîtrise est d'autant plus essentielle qu'elles peuvent avoir un impact sur les signaux DPMO [122], qui doit être étudié pour identifier la configuration la plus favorable aux mesures. Ceci étant, nous avons décidé de travailler avec des faisceaux Rydberg polarisés linéairement dans un premier temps, et fait le nécessaire pour que ces polarisations soient les plus pures possibles au niveau des atomes. A l'entrée de l'enceinte, la polarisation linéaire de chaque faisceau peut être alignée suivant la direction souhaitée grâce à une lame $\lambda/2$.

1.3 Systèmes de génération et de détection du signal micro-onde

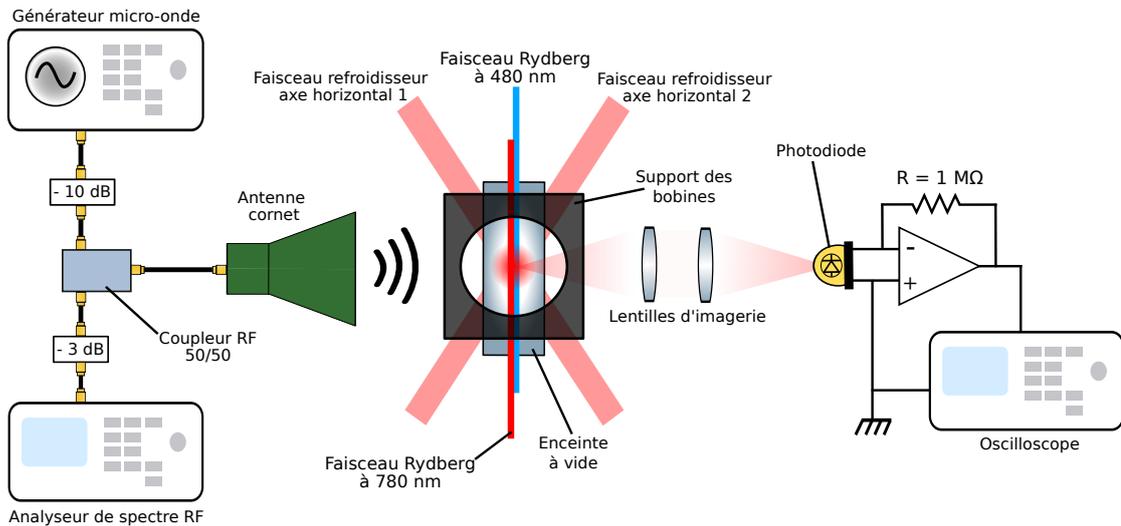


FIGURE 1.16 – Schéma des systèmes de génération (partie gauche) et de détection (partie droite) du signal micro-onde

1.3.1 Dispositif d'acquisition de la fluorescence des atomes

Les variations de population dans le PMO induites par une excitation résonante vers un état de Rydberg peuvent être détectées pour rappel à travers plusieurs observables. Parmi les observables possibles figurent notamment la quantité de particules chargées créées suite à l'excitation, ou bien les variations de la fluorescence à 780 nm du nuage d'atomes froids consécutives aux variations de population (cf chapitre 1). Dans le cas de notre instrument, la détection s'effectue à partir de la fluorescence, car cette approche présente l'avantage d'être la plus simple à mettre en oeuvre, et de ne nécessiter que très peu de matériel. Le dispositif d'acquisition de la fluorescence est représenté à

droite de la figure 1.16, à son emplacement réel par rapport aux autres éléments de notre instrument. Il consiste simplement à collecter et focaliser sur une photodiode une partie des photons diffusés par les atomes, et ce au moyen d'une paire de lentilles identiques en conjugaison foyer-infini-foyer. Ces lentilles, de focale 10 cm, ont été choisies pour leur ouverture numérique assez élevée (0.25), qui maximise la fraction de fluorescence collectée et garantit ainsi un niveau de signal satisfaisant. La photodiode est intégrée à un circuit transimpédance dont la sortie est connectée à un oscilloscope, ce qui permet de visualiser et d'enregistrer l'évolution du signal de fluorescence au cours du temps. Le recours à un circuit transimpédance est préférable dans la mesure où il s'agit du type de circuit de photodétection le plus performant en terme de produit gain-bande. La réponse en fréquence en termes de gain du système de photodétection ainsi formé est donnée en figure 1.17. Nous l'avons tracée en exposant la photodiode à un signal à 780 nm variant sinusoïdalement au cours du temps, et en mesurant l'évolution de l'amplitude du signal en sortie du système en fonction de la fréquence de variation du signal incident. Cette réponse en fréquence montre que la bande passante à -3dB du système de photodétection est de 85 kHz, et ainsi que ce dernier est largement assez rapide devant le temps de réponse des atomes face à l'excitation (de l'ordre de 1 s, cf chapitre2) pour ne pas influencer les signaux de pertes.

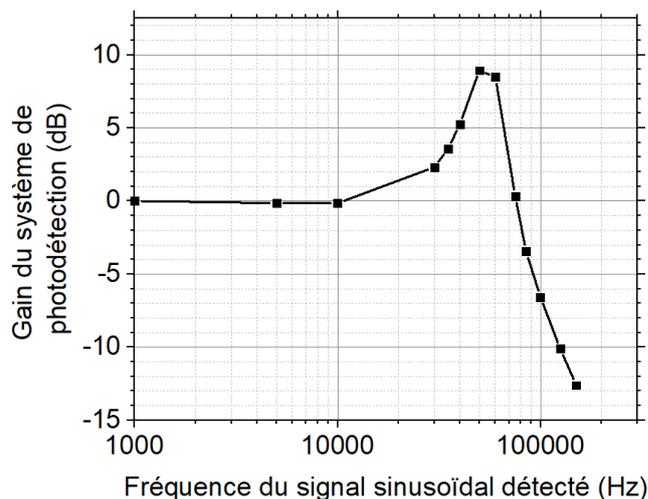


FIGURE 1.17 – Réponse en fréquence en terme de gain du système de photodétection de la fluorescence des atomes. Les valeurs de gain sont ici normalisées par rapport au gain maximal mesuré à l'intérieur de la bande passante.

1.3.2 Chaîne micro-onde

Pour pouvoir être menée, l'étude de la réponse et des performances de notre instrument nécessite également d'avoir à disposition un signal micro-onde à une fréquence voisine de celle d'une transition entre 2 états de Rydberg, et dont les caractéristiques sont bien maîtrisées. La chaîne micro-onde ayant été mise en place dans cet objectif est schématisée à gauche de la figure 1.16. Au sein de cette chaîne, le signal micro-onde est produit par un générateur Rohde&Schwarz SMB100A, couvrant une gamme de fréquences allant de 100 kHz à 20 GHz et dont la puissance de sortie est ajustable entre -20 dBm et + 17 dBm. Afin d'empêcher de possibles dérives de la fréquence du signal lors des mesures, le générateur est stabilisé sur une horloge de référence à 10 MHz provenant

d'un récepteur GPS. Un coupleur RF 50/50 vient ensuite séparer le signal en 2 parties de puissances égales : l'une est propagée en direction des atomes par une antenne cornet Flan Microwave DP241, tandis que l'autre est envoyée dans un analyseur de spectre RF pour fournir une estimation en temps réel de la puissance à l'entrée de l'antenne. Celle de type cornet qui est employée ici correspond à un type d'antenne très répandu parmi les expériences d'électrométrie à partir d'atomes de Rydberg [35, 52, 58, 60, 70, 85, 94, 98, 123] en raison de leurs nombreuses qualités, parmi lesquelles :

- Une forte directivité. Celle-ci peut être caractérisée par la largeur de faisceau à -3 dB (*3dB beamwidth*), définie comme l'angle entre les 2 directions du lobe principal du rayonnement de l'antenne au delà desquelles la puissance émise est inférieure à 50% de sa valeur maximale. En fonction de la fréquence du signal RF appliqué, la largeur de faisceau à -3 dB de l'antenne utilisée ici varie entre 17° et 25° selon la documentation.
- De très faibles pertes notamment par réflexion
- Une large bande passante (18-40 GHz avec notre modèle d'antenne)
- Une polarisation linéaire assez pure de l'onde rayonnée. Dans le cas de notre antenne, la documentation spécifie un taux d'extinction de la polarisation du signal émis égal à 20 dB.

L'antenne est placée à hauteur de l'enceinte, et orientée perpendiculairement à l'axe longitudinal de cette dernière, d'une manière telle que la surface de sortie de l'antenne et le nuage d'atomes sont séparés d'environ 10 cm. Dans ces conditions, le nuage se trouve dans la zone de champ proche de l'antenne, la distance de Fraunhofer⁹ délimitant cette zone s'élevant ici à 27 cm étant donné la fréquence du signal micro-onde et la taille caractéristique de l'antenne.

9. Cette distance est pour rappel définie par $d_F = 2l^2/\lambda$, avec l la largeur de la surface de sortie de l'antenne (5cm), et λ la longueur d'onde du signal à 15,973 GHz (1,87 cm)

Spectroscopie par déplétion de piège magnéto-optique d'une transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$

Sommaire du présent chapitre

2.1 Analyse du signal DPMO observé dans le cas d'une transition à 2 photons	52
2.1.1 Comparaison à un modèle d'équations de taux	52
2.1.2 Effet Autler-Townes causé par la lumière de refroidissement	57
2.1.3 Origine du bruit sur les spectres de fluorescence	61
2.2 Traitement des spectres de fluorescence	63
2.3 Influence de quelques paramètres expérimentaux	65
2.3.1 Puissance des faisceaux Rydberg	65
2.3.2 Polarisation des faisceaux Rydberg	66
2.3.3 Vitesse de balayage de la fréquence de l'excitation	67

Parmi les pistes d'améliorations ouvertes par l'usage d'atomes froids au lieu d'atomes chauds se trouve celle de sonder les états de Rydberg habillés par le champ RF en utilisant comme moyen d'excitation une transition à 2 photons très désaccordés par rapport à l'état intermédiaire. Cette méthode n'est pas exploitable avec des atomes chauds en raison du fort élargissement Doppler (de l'ordre de quelques centaines de MHz) que subirait dans ce cas le signal utilisé pour faire la spectroscopie, du fait de la dispersion en vitesse élevée des atomes. C'est pour cette raison que de nombreux dispositifs utilisent des schémas de type EIT, dans lesquels les photons excitateurs sont à résonance, pour s'affranchir d'une grande partie de cet élargissement [3, 35]. L'usage d'une transition à 2 photons très désaccordés devient en revanche exploitable avec des atomes froids, l'effet Doppler étant très largement réduit par la faible dispersion en vitesse. Il s'agit alors d'une alternative intéressante aux schémas de type EIT dans la mesure où le fait que la transition à 2 photons ne contribue pas au peuplement de l'état intermédiaire améliore la linéarité et l'exactitude des mesures de champs RF [94]. C'est la raison pour laquelle nous avons fait le choix d'étudier cette méthode. Avant d'entamer l'étude de la métrologie de champs RF par spectroscopie DPMO à l'aide de ce type d'excitation, nous avons d'abord appliqué ladite technique à la spectroscopie d'une seule transition vers un état de Rydberg en l'absence de champ RF appliqué : l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Cette étude

préliminaire du cas le plus simple a pour but de bien comprendre les différents aspects du signal de perte observé, de manière à avoir un cadre de référence lors des mesures de champs RF. Elle vise également à éclaircir l'influence de plusieurs paramètres expérimentaux sur les caractéristiques du signal afin d'en déduire une configuration favorable à ces mesures. Nous avons adressé à ces fins un état de Rydberg $|nS_{1/2}\rangle$ d'une part car c'est avec les états $|nD\rangle$ le seul type d'état autorisé étant donné l'état intermédiaire $|5P_{3/2}\rangle$ de la transition à 2 photons, et d'autre part car les propriétés de symétrie de l'état S le rendent plus simple à étudier qu'un état D. L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents résultats obtenus et les conclusions qui en ont été tirées, ainsi que d'en discuter certaines conséquences pour la métrologie de champ RF. Dans un premier temps seront analysées les caractéristiques du signal de pertes obtenu avec les paramètres de l'excitation qui nous ont semblés les plus appropriés en termes de qualité du signal. Cette analyse s'appuiera en partie sur une comparaison à un modèle d'équations de taux inspiré de celui de la référence [104], et développé dans le but d'approfondir notre compréhension de l'effet de pertes, des mécanismes sous-jacents, et de leur dynamique. Ensuite, nous décrirons et discuterons la procédure de calibration de l'axe en fréquence et d'extraction des données des spectres de fluorescence. Nous nous intéresserons enfin à l'impact de plusieurs paramètres de la transition à 2 photons tels que la vitesse de balayage de sa fréquence ainsi que la puissance et la polarisation des faisceaux Rydberg.

2.1 Analyse du signal DPMO observé dans le cas d'une transition à 2 photons

2.1.1 Comparaison à un modèle d'équations de taux

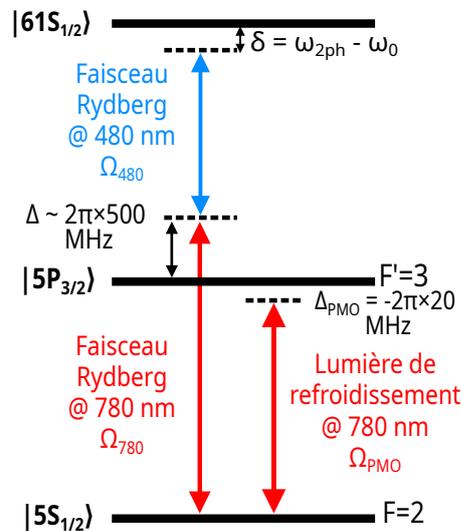


FIGURE 2.1 – Schéma des niveaux atomiques et des couplages mis en jeu dans la spectroscopie DPMO de l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Les quantités nommées Ω_{480} , Ω_{780} et Ω_{PMO} représentent les pulsations de Rabi respectives des faisceaux Rydberg à 480 nm et 780 nm et de la lumière de refroidissement. δ correspond au désaccord de l'excitation à 2 photon, ω_{2ph} sa fréquence, et ω_0 notre estimation de la fréquence de la transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$

Considérons le cas où les atomes du PMO n'interagissent qu'avec les deux faisceaux Ryd-

berg, lorsque ces derniers forment une transition à 2 photons entre les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|61S_{1/2}\rangle$, avec à résonance un désaccord Δ d'environ $+2\pi \times 500$ MHz par rapport à l'état intermédiaire $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$. Supposons également que les puissances des faisceaux valent 2 mW à 780 nm et 80 mW à 480 nm. Compte-tenu du diamètre des faisceaux de 0.84 mm et 0.97 mm, ainsi que des dipôles des transitions qui leur sont associées ($2,042.e.a_0$ C.m pour la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ [113] et $0,01.e.a_0$ C.m pour la transition $|5P_{3/2}, F'=3\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$ [116]), ces puissances correspondent d'après la relation 1.11 à des pulsations de Rabi à 1 photon théoriques et maximales Ω_{780} et Ω_{480} respectivement égales à $2\pi \times 40$ MHz et $2\pi \times 1,2$ MHz. La pulsation de Rabi effective à 2 photons qui en résulte peut quant-à-elle être estimée à $2\pi \times 23$ kHz à résonance grâce à la relation :

$$\Omega_{2ph} = \frac{\Omega_{780}\Omega_{480}}{2\Delta} \quad (2.1)$$

La situation qui vient d'être décrite est résumée par le schéma de la figure 2.1. Dans ces conditions, et en balayant à 2 MHz/s la fréquence de l'excitation, on obtient le spectre de fluorescence de la figure 2.2, dont l'axe en fréquence est référencé par rapport à notre meilleure estimation ω_0 de la fréquence de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ (voir partie 3.2). La fréquence de référence évoquée ici n'est pas simplement celle de la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$, mais celle de cette même transition perturbée par les différents couplages en présence, notamment celui induit par les faisceaux de refroidissement, comme nous le verrons par la suite (cf. partie 2.1.2). Sur ce spectre, on observe bien un effet de dépeuplement du PMO induit par le couplage de l'état fondamental vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$, qui se traduit par une chute de la fluorescence à résonance.

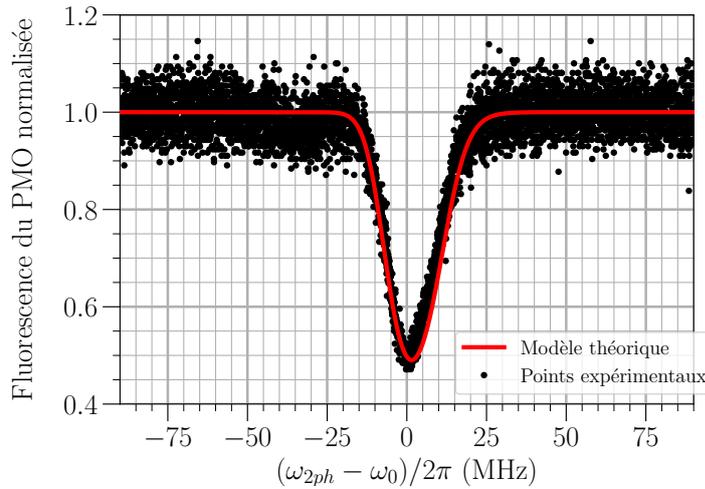


FIGURE 2.2 – Spectre de fluorescence obtenu en balayant la fréquence de la transition à 2 photons à 2 MHz/s au voisinage de la résonance entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$, lorsque le désaccord de l'état intermédiaire Δ vaut $\sim +2\pi \times 500$ MHz, et la puissance des faisceaux Rydberg à 780 et 480 nm respectivement 2 mW et 80 mW. $\omega_{2ph}/2\pi$ représente la fréquence de l'excitation laser à 2 photons. L'axe en fréquence est référencé par rapport à notre meilleure estimation $\omega_0/2\pi$ de la fréquence de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ (voir texte). Paramètres du modèle théorique d'équations de taux ayant servi à tracer la courbe rouge : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s. Voir texte pour la signification de ces paramètres.

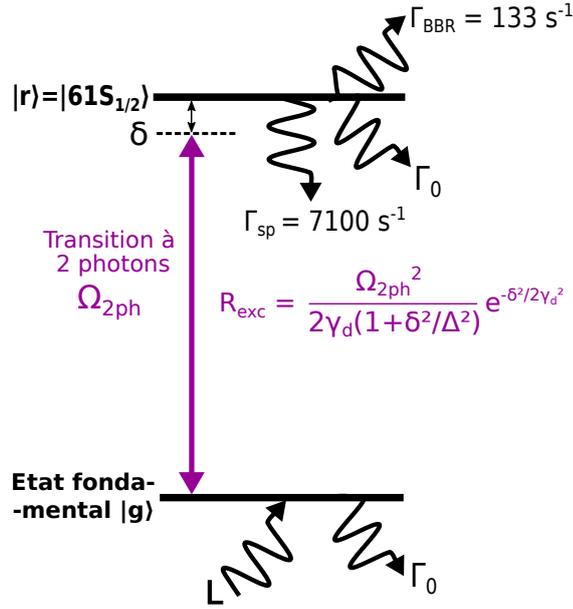


FIGURE 2.3 – Schéma du système à 2 niveaux effectif auquel est assimilé dans le modèle d'équations de taux le système à 3 niveaux de la figure 2.1. Ω_{2ph} est la pulsation de Rabi effective de la transition à 2 photons, δ le désaccord de cette dernière, L le taux de chargement du PMO, Γ_0 le taux de pertes de ce dernier, Γ_{sp} le taux d'émission spontanée de l'état $|61S_{1/2}\rangle$, et Γ_{BBR} le taux d'ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant dans l'état cet état. $R_{exc}(\delta)$ correspond quant-à-lui au taux de départ vers $|61S_{1/2}\rangle$

Cet effet de perte est très bien décrit par un modèle simple d'équations de taux, tenant compte de l'ionisation d'une partie des atomes depuis l'état $|61S_{1/2}\rangle$ par le rayonnement de corps noir ambiant. Le modèle dérive directement des équations de Bloch pour un système atomique à 2 niveaux. Notre système peut en effet être réduit à 2 niveaux car, avec une transition à 2 photons très désaccordés, il est possible d'éliminer adiabatiquement le niveau intermédiaire très peu peuplé. On néglige également dans un premier temps le couplage de refroidissement. Un schéma du système à 2 niveaux effectif simulé par le modèle est fourni en figure 2.3 D'après la référence [124], les équations de Bloch valables dans notre situation à résonance s'écrivent :

$$\frac{d\rho_{gg}}{dt} = L - \Gamma_0\rho_{gg} + \Gamma_{sp}\rho_{rr} + \Omega_{2ph}Im(\rho_{gr}) \quad (2.2)$$

$$\frac{d\rho_{rr}}{dt} = -\Gamma_0\rho_{rr} - \Gamma_{sp}\rho_{rr} - \Gamma_{BBR}\rho_{rr} - \Omega_{2ph}Im(\rho_{gr}) \quad (2.3)$$

$$\frac{d\rho_{gr}}{dt} = -\gamma_d\rho_{gr} + i\frac{\Omega_{2ph}}{2}(\rho_{rr} - \rho_{gg}) \quad (2.4)$$

Dans ces équations, dérivées du formalisme de la matrice densité, ρ_{gg} , ρ_{rr} et ρ_{gr} désignent respectivement les populations des états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$ et la cohérence entre ces 2 états. Parmi les autres paramètres présents :

- Γ_0 est le taux de pertes du PMO en l'absence d'excitation vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Il a été estimé expérimentalement grâce à la courbe de chargement à 0.6 s^{-1} (voir figure 1.8).

- L correspond au taux de chargement du PMO. Afin d'avoir une population totale $\rho_{gg} + \rho_{rr}$ normalisée à 1 en l'absence d'ionisation, on pose $L = \Gamma_0$.
- Γ_{sp} représente le taux d'émission spontanée depuis l'état $|61S_{1/2}\rangle$, fixé par l'inverse du temps de vie de cet état. En se fiant à la valeur de temps de vie de 140 μs donnée par la librairie Python *ARC* [116], dédiée au calcul des propriétés des états de Rydberg des alcalins, on obtient $\Gamma_{sp} = 7100 \text{ s}^{-1}$.
- Γ_{BBR} est le taux d'ionisation due au rayonnement de corps noir ambiant lorsque les atomes sont dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$, évalué théoriquement à 133 s^{-1} à température ambiante [125].
- γ_d s'apparente au taux d'amortissement de la cohérence entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$. La valeur de $2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$ que nous lui attribuons a été choisie de façon à rendre compte de la largeur du signal mesuré expérimentalement.

Le fait que $\gamma_d \gg \Gamma_{sp}$ implique que l'on se situe dans le régime de fort amortissement de la relaxation du dipôle, dans lequel ce dernier suit adiabatiquement les variations de population entre les 2 états. De ce fait, il est possible en bonne approximation de négliger dans l'équation 2.4 le terme $\frac{d\rho_{gr}}{dt}$ devant celui en $-\gamma_d\rho_{gr}$ [124]. Cela permet alors d'exprimer ρ_{gr} en fonction des populations ρ_{rr} et ρ_{gg} :

$$\rho_{gr} = i \frac{\Omega_{2ph}}{2\gamma_d} (\rho_{rr} - \rho_{gg}) \quad (2.5)$$

En remplaçant par cette expression les termes en ρ_{gr} dans les équations 2.2 et 2.3, on parvient aux équations de taux suivantes :

$$\boxed{\frac{d\rho_{gg}}{dt} = L - \Gamma_0\rho_{gg} - R_{exc}(\rho_{gg} - \rho_{rr}) + \Gamma_{sp}\rho_{rr}} \quad (2.6)$$

$$\boxed{\frac{d\rho_{rr}}{dt} = -\Gamma_0\rho_{rr} + R_{exc}(\rho_{gg} - \rho_{rr}) - \Gamma_{sp}\rho_{rr} - \Gamma_{BBR}\rho_{rr}} \quad (2.7)$$

avec $R_{exc} = \Omega_{2ph}^2/2\gamma_d = R_0$, où R_0 est le taux d'excitation à résonance. Hors résonance, il faut également prendre en considération le profil spectral de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$, ainsi que la variation en fonction du désaccord à 2 photons $\delta = \omega_{2ph} - \omega_0$ de la pulsation de Rabi effective de l'excitation par rapport à sa valeur à résonance Ω_{2ph} . En effet, le contrôle de δ par le biais de la fréquence du faisceau à 780 nm s'accompagne d'un changement du désaccord intermédiaire dont dépend la fréquence de Rabi effective. Hors résonance, ce dernier n'est donc plus simplement égal à Δ , mais à $\Delta + \delta$, faisant ainsi passer la fréquence de Rabi effective de Ω_{2ph} à $\Omega_{2ph}/(1 + \frac{\delta}{\Delta})$. L'intégration de cette correction et d'un terme $\mathcal{P}(\delta) = \exp(-\frac{\delta^2}{2\gamma_d^2})$ décrivant le profil spectral de la transition dans R_{exc} conduit alors à une expression plus générale pour $R_{exc}(\delta)$:

$$\boxed{R_{exc}(\delta) = \frac{\Omega_{2ph}^2}{2\gamma_d(1 + \frac{\delta}{\Delta})^2} \mathcal{P}(\delta) = \frac{R_0}{(1 + \frac{\delta}{\Delta})^2} \mathcal{P}(\delta)} \quad (2.8)$$

Bien que le profil spectral de la transition soit en théorie lorentzien pour un seul atome isolé, il est néanmoins représenté dans notre modèle par un terme $\mathcal{P}(\delta)$ gaussien, qui s'accorde mieux avec les données expérimentales en rendant compte aussi des sources d'élargissement inhomogène propres au PMO (effet Zeeman, couplage à l'état $|5P_{3/2}\rangle$, effet Doppler résiduel, etc.). À ce propos, la largeur du signal de perte semble s'expliquer pour une partie non négligeable par l'élargissement Zeeman de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ causé par le gradient de champ magnétique du PMO. Un moyen de s'en convaincre est de comparer la largeur mesurée $2\gamma_d = 13 \text{ MHz}$ à un ordre de

grandeur de cet élargissement $\Delta\omega_Z/2\pi$ calculé en supposant un champ maximal B vu par les atomes égal au gradient de champ (26 G/cm) multiplié par le rayon du PMO (1mm), soit 2,6 G. Pour faire ce calcul, nous avons simplement additionné les levées de dégénérescence totales $\Delta\omega_{5S}/2\pi$ et $\Delta\omega_{61S}/2\pi$ des états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|61S_{1/2}\rangle$ entre leur premier et leur dernier sous-niveaux magnétiques respectifs, tel que suit :

$$\frac{\Delta\omega_Z}{2\pi} = \frac{\Delta\omega_{5S}}{2\pi} + \frac{\Delta\omega_{61S}}{2\pi} = \frac{\mu_B \cdot g_F \cdot \Delta m_F}{h} B + \frac{\mu_B \cdot g_J \cdot \Delta m_J}{h} B \quad (2.9)$$

avec $\mu_B = 9,724 \times 10^{-24}$ J.T⁻¹ le magnéton de Bohr, $g_F = \frac{1}{2}$ le facteur de Landé de l'état $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ [113], $g_J = 2$ celui de l'état $|61S_{1/2}\rangle$ [113]¹ $\Delta m_F = 4$ l'écart entre les nombres associés aux premier et dernier sous-niveaux magnétiques de $|5S_{1/2}, F=2\rangle$, et $\Delta m_J = 1$ celui entre les nombres associés aux premier et dernier sous-niveaux de $|61S_{1/2}\rangle$. L'application numérique avec les valeurs précédentes donne une valeur d'élargissement $\Delta\omega_Z/2\pi$ de 15.6 MHz, très semblable à la largeur mesurée $2\gamma_d=13$ MHz, ce qui tend à désigner l'effet Zeeman comme l'une des sources d'élargissement principales. Une autre cause d'élargissement possible est le couplage entre les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ induit par les faisceaux refroidisseurs (cf section 2.1.2), l'état $|5P_{3/2}\rangle$ ayant une largeur de 6 MHz. À noter que l'élargissement $\Delta\omega_D/2\pi$ causé par l'effet Doppler résiduel des atomes est trop faible contribuer significativement à celui observé. En effet, dans l'hypothèse d'une température T du PMO égale à celle typique de 1 mK, et étant donné la masse du ⁸⁷Rb $m_{Rb} = 1.44 \times 10^{-25}$ kg [113] ainsi que les longueurs d'onde λ_{780} et λ_{480} des faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm, l'élargissement Doppler vaut :

$$\frac{\Delta\omega_D}{2\pi} = 2\sqrt{\frac{k_B T}{m_{Rb}}} \left(\frac{1}{\lambda_{480}} - \frac{1}{\lambda_{780}} \right) = 500 \text{ kHz} \quad (2.10)$$

La courbe rouge tracée sur la figure 2.2 est une simulation à l'aide du modèle précédent de l'évolution au cours d'un scan de la population dans l'état fondamental. Cela est équivalent à une simulation de l'évolution de la fluorescence, dans la mesure où les 2 grandeurs sont en principe proportionnelles l'une à l'autre. Le spectre mesuré a été normalisée par rapport à la valeur moyenne de la fluorescence observée loin de résonance. La simulation a consisté à résoudre numériquement les équations de taux du début à la fin du scan, en incluant dans la résolution l'évolution temporelle du désaccord à 2 photons δ consécutive au balayage en fréquence de l'excitation (2 MHz/s). Le paramètre Ω_{2ph} a été déterminé par ajustement aux données expérimentales à la valeur $2\pi \times 9$ kHz, à comparer à la valeur théorique maximale au centre des faisceaux ($2\pi \times 23$ kHz). La différence s'explique principalement par le fait que la taille des faisceaux étant comparable à celle du nuage d'atomes, ces derniers ne sont pas tous soumis à la même fréquence de Rabi effective.

En plus de sa capacité prédictive, le modèle permet également de mieux comprendre les mécanismes physiques à l'origine de ce signal de pertes. Lorsqu'ils sont promus dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$ avec un taux $R_{exc} = 35 \text{ s}^{-1}$, les atomes retombent la majorité du temps très rapidement dans l'état fondamental avec un taux $\Gamma_{sp} = 7100 \text{ s}^{-1}$, auquel cas ils sont recapturés par le PMO et ne contribuent donc pas à la chute de fluorescence. Il arrive cependant à de rares occasions que quelques atomes passés dans $|61S_{1/2}\rangle$ soient ionisés par le rayonnement de corps noir ambiant, et ce avec un taux $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1} \ll \Gamma_{sp}$, ce qui leur permet de s'échapper définitivement du PMO. Sachant que les atomes passent en moyenne $R_{exc}/\Gamma_{sp} = 0.4 \%$ de leur temps dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$, cela engendre un taux de pertes par ionisation total Γ_{ion} sur l'ensemble des atomes présents de $0.4\% \times \Gamma_{BBR}$, soit $0,5 \text{ s}^{-1}$. La diminution relative de la population de l'état fondamental et de la

1. La référence [113] ne donne pas directement la valeur de g_J , mais une expression permettant de la déterminer : $g_J = 1 + (J(J+1) + S(S+1) - L(L+1))/(2J(J+1))$, où $L = 0$ désigne le moment angulaire orbital de l'état $|61S_{1/2}\rangle$, $J = \frac{1}{2}$ son moment angulaire total, et $S = \frac{1}{2}$ le moment de spin

fluorescence par rapport à l'absence d'excitation étant de l'ordre de $\Gamma_{ion}/(\Gamma_{ion} + \Gamma_0)$ en régime stationnaire, la proximité entre Γ_{ion} et Γ_0 (0.6 s^{-1}) mène à un effet de perte important de 50% (comme observé sur la figure 2.2) malgré le très faible peuplement de $|61S_{1/2}\rangle$ (0,4%). À partir de cette valeur de 0,4%, il est possible d'estimer un ordre de grandeur des interactions entre atomes de Rydberg dans notre système. Avec notre densité estimée de 10^8 atomes/mm³, cela correspond à une densité de 4×10^5 atomes de Rydberg par mm³, soit une distance moyenne entre atomes de Rydberg de l'ordre de 13 μm . Sachant de plus que le coefficient d'interaction C_6 pour l'état $|61S_{1/2}\rangle$ est de l'ordre de 200 GHz. μm^6 [116], on obtient une énergie d'interaction de l'ordre de $h \times 40$ kHz, ce qui est négligeable devant les autres sources d'élargissement précédemment mentionnées.

2.1.2 Effet Autler-Townes causé par la lumière de refroidissement

2.1.2.1 Cas d'une transition à 2 photons vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$

Un examen plus minutieux du spectre de la figure 2.2 permet de distinguer un autre pic très faible et presque complètement noyé dans le bruit, situé à environ -35 MHz du pic principal. La présence et la fréquence de cet autre pic s'expliquent par un effet Autler-Townes résultant cette fois du couplage entre les états $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ sous l'action de la lumière de refroidissement. De même que lorsque 2 états de Rydberg sont couplés par un champ RF, ce couplage entraîne en effet un dédoublement du niveau inférieur $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle$ en 2 niveaux fondamentaux habillés, de sorte qu'il n'y a non plus une mais 2 transitions vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ donnant chacune lieu à un pic. L'un est le pic principal observé à l'origine, et l'autre le petit pic peu visible. Cette interprétation est corroborée par des travaux similaires issus de la littérature, dans lesquels le même dédoublement du signal de pertes est constaté, et son lien avec l'effet Autler-Townes du refroidissement clairement démontré [101] [99]. Elle l'est également par la proximité entre la séparation réelle des pics et celle évaluée théoriquement grâce aux lois de l'effet Autler-Townes connaissant la pulsation de Rabi Ω_{PMO} de la lumière refroidisseuse et son désaccord Δ_{PMO} . Le calcul de cette dernière comme la somme quadratique de $\Omega_{PMO}/2\pi$, estimée à 38 MHz², et de $\Delta_{PMO}/2\pi$, égal à -20 MHz, donne effet à une valeur de 43 MHz, assez comparable aux 35 MHz mesurés. La différence entre les 2 valeurs de séparation peut se justifier par une imprécision sur l'estimation de la fréquence de Rabi de la lumière refroidisseuse, liée à la difficulté de connaître précisément la puissance réellement vue par les atomes à l'intérieur de l'enceinte, ainsi que par l'impact sur le désaccord de l'effet Zeeman discuté précédemment. On prendra dans ce qui suit une valeur de Ω_{PMO} de $2\pi \times 29$ MHz, ce qui permet de mieux reproduire les données expérimentales. Il est à noter de plus qu'en raison du désaccord $\Delta_{PMO}/2\pi$ de la lumière de refroidissement, l'effet Autler-Townes entraîne aussi un déplacement du centre du doublet d'une quantité $-\Delta_{PMO}/4\pi = -10$ MHz par rapport à l'état $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle$. Étant donné la séparation de 35 MHz du doublet, le niveau fondamental habillé correspondant au pic principal se retrouve ainsi décalé de +7,5 MHz de $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle$. À ce décalage s'ajoute d'ailleurs un déplacement lumineux $\Delta_{DL}/2\pi$ de + 1.1 MHz causé par le faisceau Rydberg à 780 nm, du fait que celui-ci soit très désaccordé ($\sim +500$ MHz) par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$. Ce déplacement lumineux a été calculé en supposant une pulsation de Rabi Ω_{780} du faisceau Rydberg à 780 nm bien égale à $2\pi \times 40$ MHz comme vu à la section 2.1.1, et en sommant les contributions des 3 sous-niveaux hyperfins $F'=1, 2$ et 3 de l'état $|5P_{3/2}\rangle$, d'après la relation suivante :

2. Cette estimation a été faite en appliquant l'équation 1.11 avec un dipôle de la transition de refroidissement de 2,042 ea_0 C.m [113], un rayon des faisceaux refroidisseurs de 4,5 mm, et une puissance de 96 mW. Cette puissance correspond à la fraction de puissance totale des faisceaux (160 mW) dédiée au refroidissement, égale à 60% compte tenu du rapport de raies (20%) avec lequel on génère les 2 bandes latérales dont l'une agit comme repompeur.

$$\Delta_{DL} = \frac{\Omega_{780}^2}{4\Delta} + \frac{\Omega_{780}^2 d_2^2}{4d_3^2(\Delta + \delta_{32})} + \frac{\Omega_{780}^2 d_1^2}{4d_3^2(\Delta + \delta_{31})} \quad (2.11)$$

Dans cette relation, $d_1 = 0,546 e.a_0$ C.m [113] représente le dipôle de la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=1\rangle$, $d_2 = 1,220 e.a_0$ C.m [113] celui de la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=2\rangle$, et $d_3 = 2,042 e.a_0$ C.m [113] celui de la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$. Les quantités $\delta_{32} = 2\pi \times 266.7$ MHz et $\delta_{31} = 2\pi \times 423.4$ MHz désignent quant-à-elles les écarts de fréquence respectifs entre les niveaux $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ et $|5P_{3/2}, F'=2\rangle$ et entre les niveaux $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ et $|5P_{3/2}, F'=1\rangle$ [113]. Les deux effets précédents de déplacement du niveau fondamental cumulés, la fréquence de la transition associée au pic principal se retrouve ainsi inférieure de 8,6 MHz à celle de la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$. Le déplacement lié au laser à 480nm n'a pas été inclus dans les calculs précédents car il est négligeable avec nos paramètres expérimentaux.

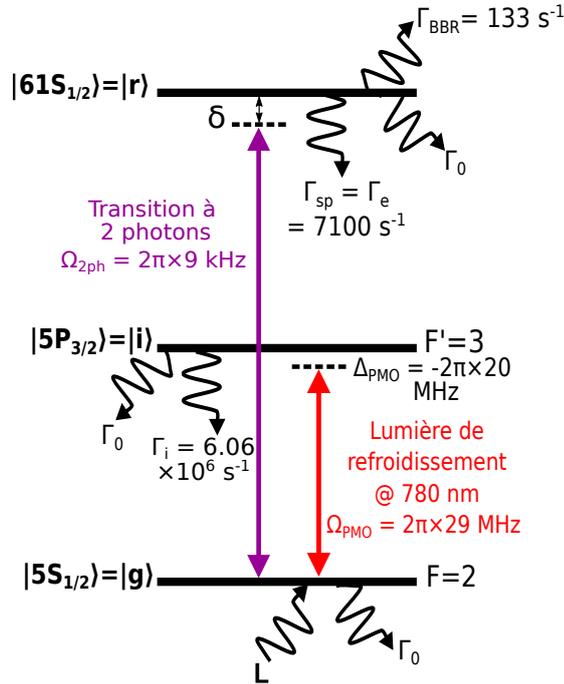


FIGURE 2.4 – Schéma du système à 3 niveaux simplifié considéré dans le modèle d'équations de Bloch prenant en compte la lumière de refroidissement, et reproduisant l'effet Autler-Townes qui en résulte dans le spectre de fluorescence

L'existence et les caractéristiques du doublet de pics Autler-Townes lié au refroidissement sont par ailleurs bien prédites par un modèle d'équations de Bloch tenant compte des faisceaux de refroidissement, négligés dans le modèle d'équations de taux. Les équations de Bloch de ce nouveau modèle ont été établies en assimilant notre système atomique à un système à 3 niveaux, dans lequel les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ sont couplés par la lumière de refroidissement avec une pulsation de Rabi $\Omega_{PMO} = 2\pi \times 29$ MHz, et les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|61S_{1/2}\rangle$ par un seul photon effectif avec une pulsation de Rabi $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz. Le système à 3 niveaux en question ici est schématisé en figure 2.4. Pour simplifier les notations, nous appellerons durant les calculs qui vont suivre les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$, $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ et $|61S_{1/2}\rangle$ respectivement $|g\rangle$, $|i\rangle$ et $|r\rangle$. Les quantités ω_g , ω_i , ω_r désigneront les fréquences respectives de ces états, et ω_{PMO} et ω_{2ph} celles de la

lumière de refroidissement et de la transition à 2 photons. Sous ces hypothèses et dans l'approximation de l'onde tournante, le hamiltonien du système incluant à la fois l'atome isolé et l'interaction lumière-atome s'écrit dans la base $\{|g\rangle, |i\rangle, |r\rangle\}$:

$$\hat{H} = \hbar \begin{bmatrix} \omega_g & \frac{\Omega_{PMO}}{2} e^{i\omega_{PMO}t} & \frac{\Omega_{2ph}}{2} e^{i\omega_{2ph}t} \\ \frac{\Omega_{PMO}}{2} e^{-i\omega_{PMO}t} & \omega_i & 0 \\ \frac{\Omega_{2ph}}{2} e^{-i\omega_{2ph}t} & 0 & \omega_r \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

Il s'agit ensuite d'appliquer un changement de référentiel pour pouvoir écrire le hamiltonien plus simplement sans les termes dépendant du temps. On introduit pour cela la transformation unitaire suivante :

$$\hat{V}(t) = \begin{bmatrix} e^{-i\omega_{PMO}t} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\omega_{2ph} - \omega_{PMO})t} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Le hamiltonien du système après transformation unitaire est donné par :

$$\tilde{H} = i\hbar \frac{d\hat{V}(t)}{dt} \hat{V}^\dagger(t) + \hat{V}(t) \hat{H} \hat{V}^\dagger(t) \quad (2.14)$$

Le calcul à partir de l'équation précédente conduit alors à l'expression de \tilde{H} suivante :

$$\tilde{H} = \hbar \begin{bmatrix} -\Delta_{PMO} & \frac{\Omega_{PMO}}{2} & \frac{\Omega_{2ph}}{2} \\ \frac{\Omega_{PMO}}{2} & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_{2ph}}{2} & 0 & \delta - \Delta_{PMO} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

où $\Delta_{PMO} = \omega_i - \omega_g - \omega_{PMO}$ correspond pour rappel au désaccord de la lumière de refroidissement, et $\delta = \omega_r - \omega_g - \omega_{2ph}$ au désaccord à 2 photons. À partir de ce hamiltonien, et en ajoutant des termes d'amortissement phénoménologiques, on obtient finalement les équations de Bloch ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{gg}}{dt} = i\frac{\Omega_{PMO}}{2}(\rho_{gi} - \rho_{ig}) + i\frac{\Omega_{2ph}}{2}(\rho_{gr} - \rho_{rg}) + \Gamma_i\rho_{ii} + \Gamma_r\rho_{rr} - \Gamma_0\rho_{gg} + L \\ \frac{d\rho_{ii}}{dt} = -i\frac{\Omega_{PMO}}{2}(\rho_{gi} - \rho_{ig}) - \Gamma_i\rho_{ii} - \Gamma_0\rho_{ii} \\ \frac{d\rho_{rr}}{dt} = -i\frac{\Omega_{2ph}}{2}(\rho_{gr} - \rho_{rg}) - \Gamma_r\rho_{rr} - \Gamma_{BBR}\rho_{rr} - \Gamma_0\rho_{rr} \\ \frac{d\rho_{gi}}{dt} = -i\frac{\Omega_{PMO}}{2}(\rho_{ii} - \rho_{gg}) + i\Delta_{PMO}\rho_{gi} + i\frac{\Omega_{2ph}}{2}\rho_{ir} - \frac{\Gamma_i + \gamma_i}{2}\rho_{gi} \\ \frac{d\rho_{gr}}{dt} = -i\frac{\Omega_{2ph}}{2}(\rho_{rr} - \rho_{gg}) + i\delta\rho_{gr} - i\frac{\Omega_{PMO}}{2}\rho_{ir} - \frac{\Gamma_r + \gamma_r}{2}\rho_{gr} \\ \frac{d\rho_{ir}}{dt} = -i\frac{\Omega_{PMO}}{2}\rho_{fr} - i\frac{\Omega_{2ph}}{2}\rho_{gi} + i(\delta - \Delta_{PMO})\rho_{ir} - \frac{\Gamma_i + \gamma_i + \Gamma_r + \gamma_r}{2}\rho_{ir} \end{cases} \quad (2.16)$$

avec $\Gamma_i = 6.06 \times 10^6 s^{-1}$ [113] le taux d'émission spontanée du niveau intermédiaire $|i\rangle$ ($|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$), $\Gamma_r = \Gamma_{sp} = 7100 s^{-1}$ celui du niveau $|r\rangle$ ($|61S_{1/2}\rangle$), et γ_i et γ_r les taux d'amortissement des cohérences des transitions $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ et $|g\rangle \rightarrow |r\rangle$.

Sur la figure 2.5, le spectre issu d'une résolution numérique de ces équations à l'état stationnaire pour différentes valeurs de désaccord à 2 photons δ est comparé au même spectre expérimental que celui de la figure 2.2. Le premier correspond à la courbe rouge en trait plein, tandis que le second est de nouveau représenté par les points noirs, et normalisé par rapport au niveau de

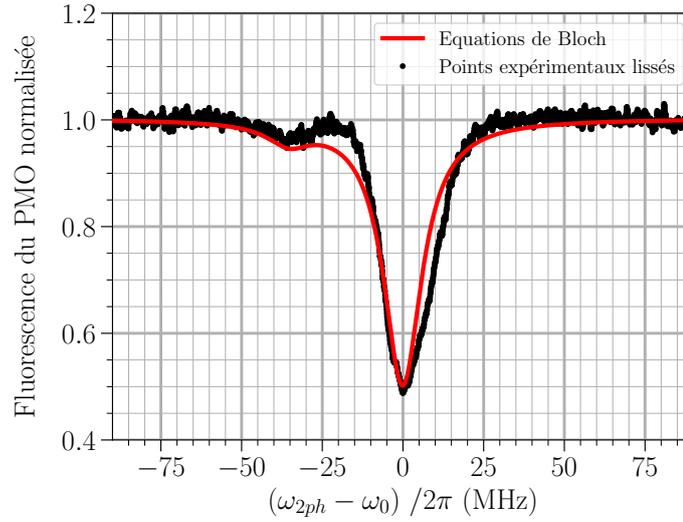


FIGURE 2.5 – Comparaison du spectre de fluorescence obtenu en balayant la fréquence de la transition à 2 photons autour de la résonance vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 2.1.1 après lissage sur 20 points, et des prédictions d'un modèle d'équations de Bloch optiques à 3 niveaux décrivant notre système atomique (2.16). $\omega_{2ph}/2\pi$ représente la fréquence de la transition à 2 photons. L'axe en fréquence est référencé par rapport à notre meilleure estimation $\omega_0/2\pi$ de la fréquence de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ (incluant le décalage de 8.6 MHz évoqué dans la section 2.1.2)

fluorescence loin de résonance pour être comparable à la simulation. Durant celle-ci, la dépendance de la pulsation de Rabi effective à 2 photons vis à vis de δ n'a cette fois-ci pas été prise en compte. De plus, les valeurs des taux de décohérence γ_i et γ_r n'étant pas connues a priori, elles ont été laissées libres et choisies empiriquement de manière à maximiser la concordance avec le spectre expérimental. On estime ainsi γ_i à $2\pi \times 2$ MHz et γ_r à $2\pi \times 4$ MHz, ce qui est cohérent avec les élargissements en jeu dans notre expérience. Comme on peut le voir, le spectre simulé à l'aide du modèle d'équations de Bloch précédent reproduit assez fidèlement le spectre expérimental.

Enfin, l'asymétrie (en termes d'amplitudes) du doublet Autler-Townes observé dans nos conditions expérimentales est plus forte que dans les travaux analogues des références [101] et [99], où les atomes d'un PMO de ^{133}Cs sont excités depuis l'état $|6S_{1/2}\rangle$ vers l'état $|71P_{3/2}\rangle$ à l'aide d'un seul photon UV à 319 nm. Cela s'explique par des paramètres et des configurations expérimentales différentes. Étant donné sa faible amplitude comparé au niveau de bruit sur le signal de fluorescence, le petit pic du doublet sera dorénavant négligé dans tous les traitements de données et toutes les mesures ultérieurs.

2.1.2.2 Cas d'une excitation vers l'état $|54S_{1/2}\rangle$ à un seul photon résonant à 480 nm

De façon remarquable également, le doublet Autler-Townes devient beaucoup plus symétrique et mieux visible pour les mêmes paramètres du PMO si l'excitation vers l'état de Rydberg ciblé est faite non plus avec une transition à 2 photons, mais avec un seul photon résonant à 480 nm depuis l'état intermédiaire. Un exemple de spectre de fluorescence illustrant cela est donné en figure 2.6. Ce spectre a été tracé en exposant les atomes uniquement au faisceau Rydberg à 480 nm, accordé autour de la résonance de la transition entre les état intermédiaire et $|54S_{1/2}\rangle$, et en

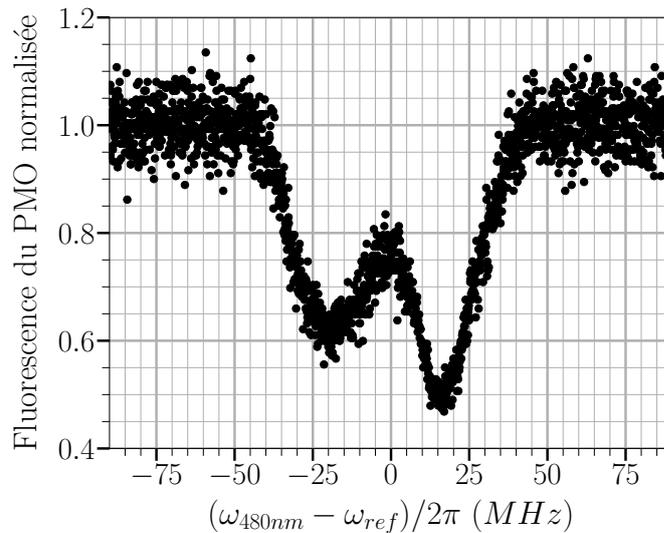


FIGURE 2.6 – Spectre de fluorescence obtenu en excitant les atomes du PMO vers l'état $|54S_{1/2}\rangle$ depuis l'état intermédiaire $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ au seul moyen du faisceau Rydberg à 480 nm, et en balayant la fréquence de ce dernier au voisinage de la résonance. L'axe en fréquence du spectre correspond aux fréquences à 480 nm balayées, et il est référencé arbitrairement par rapport au centre du doublet Autler-Townes lié au refroidissement

balayant la fréquence du faisceau au voisinage de cette résonance à une vitesse de 2 MHz/s³. La configuration du PMO durant cette mesure est restée la même que celle utilisée jusqu'ici, définie pour rappel par $\Omega_{PMO}/2\pi=29$ MHz, $\Delta_{PMO}/2\pi = -20$ MHz, un rapport de raies entre repompage et refroidissement de 20%, et un gradient de champ de 26 G/cm. Par ailleurs, l'axe en fréquence du spectre a été cette fois-ci référencé arbitrairement par rapport au centre du doublet, la nécessité de balayer en fréquence le laser à 480 nm pour cette expérience empêchant l'asservissement sur la cavité ultra-stable. Malgré la persistance d'une légère asymétrie due au désaccord des faisceaux refroidisseurs, on discerne bien mieux que sur les figures 2.2 et 2.5 le plus petit des 2 pics, dont l'amplitude est à présent comparable à celle de son voisin. On retrouve également la séparation de 35 MHz déjà constatée auparavant, ce qui est compatible avec l'interprétation d'un doublet Autler-Townes lié au refroidissement.

2.1.3 Origine du bruit sur les spectres de fluorescence

Un autre aspect notable du spectre expérimental présenté en figures 2.2 et 2.5 est le bruit qui affecte le signal de fluorescence. Avant normalisation du spectre, l'écart-type de ce bruit loin de la résonance a été évalué à 51 mV pour un niveau de fluorescence moyen de 1.22 V, soit 4.2 % de dernier. Comme le laisse penser son évolution le long de l'enveloppe du pic, le bruit constaté varie de plus proportionnellement au niveau de signal moyen, et donc au nombre d'atomes dans le PMO. Cette tendance est confirmée par la courbe de la figure 2.7, qui représente l'évolution de l'écart-type du signal de fluorescence du PMO en l'absence d'excitation à 2 photons en fonction du niveau moyen du signal, contrôlé via le courant dans le dispenser. Grâce à un ajustement linéaire

3. Ce balayage n'a pas pu être réalisé suivant le procédé du paragraphe 1.2.3, conçu pour balayer seulement la fréquence du faisceau à 780 nm. Il l'a au contraire été grâce à une cale piézoélectrique interne à la *seed* du laser MOGLABS, pilotée par des rampes de tension. De ce fait, le faisceau à 480 nm n'a pas été asservi sur la cavité ultrastable durant le tracé du spectre

de cette courbe, on trouve en particulier un facteur de proportionnalité égal à 0,045.

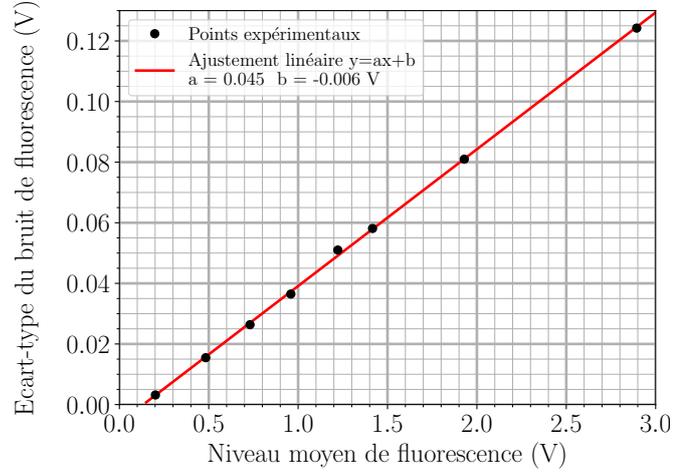


FIGURE 2.7 – Evolution de l'écart-type du bruit observé sur la fluorescence du PMO en l'absence d'excitation vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ en fonction du niveau moyen de cette dernière, et donc du nombre d'atomes dans le PMO

Parmi les différentes sources de bruit possibles figurent le bruit propre au système de photodétection, celui dû à l'éclairage ambiant, le *shot noise* lié à la détection de la fluorescence, et les fluctuations de fluorescence induites par les fluctuations de fréquence et/ou de puissance des lasers refroidisseurs. En comparant les contributions de chacune de ces sources et en procédant par élimination, nous sommes arrivés à la conclusion que le bruit observé provient essentiellement des fluctuations de fréquence des lasers refroidisseurs. Concernant d'abord le bruit propre au système de photodétection, la mesure de son écart-type en étudiant le signal produit par le système lorsque ce dernier est plongé dans le noir complet donne une valeur de 1.6 mV, très inférieure à celle évaluée hors résonance dans les spectres (51 mV). Nous avons également vérifié que ce bruit propre au système de détection ne dépendait pas du niveau de signal détecté, en éclairant le détecteur avec un laser suffisamment peu bruyant. Le bruit du détecteur n'explique donc pas le bruit observé sur les signaux de fluorescence. Il en est de même pour le bruit lié à l'éclairage ambiant : l'exposition du système de photodétection à cet éclairage seulement n'entraîne pas d'augmentation perceptible du bruit par rapport au cas où le système est plongé dans le noir, indiquant que le bruit de l'éclairage est lui aussi négligeable. Quant au *shot noise*, il ne peut pas s'agir non plus d'une des sources de bruit principales, voire de la source prépondérante. En effet, si tel était le cas, l'évolution de l'écart-type avec le niveau de signal moyen ne serait pas aussi linéaire que sur la figure 2.7, mais davantage marquée par une composante en racine du niveau moyen.

Une source possible du bruit est constituée par les fluctuations du niveau de fluorescence induites par les fluctuations de fréquence et d'intensité de la lumière de refroidissement. Les 2 types de fluctuations sont reliées car la fluorescence totale F du PMO dépend du désaccord et de la puissance des faisceaux refroidisseurs au travers d'une relation de saturation, tel que :

$$F = N \times \frac{\Gamma_i}{2} \times \frac{\Omega_{PMO}^2/2}{\Omega_{PMO}^2/2 + \Delta_{PMO}^2 + \Gamma_i^2/4} = N \times \frac{\Gamma_i}{2} \times \frac{s}{1+s} \quad (2.17)$$

avec N le nombre d'atomes piégés, et s le paramètre de saturation, défini par :

$$s = \frac{\Omega_{PMO}^2/2}{\Delta_{PMO}^2 + \Gamma_i^2/4} \quad (2.18)$$

Cette hypothèse sur l'origine du bruit est confortée par 2 arguments. Le premier est qu'elle est compatible avec la linéarité de l'écart-type avec le niveau de fluorescence moyen constatée expérimentalement. En effet, soit $\sigma_{F\Omega}$ et $\sigma_{F\Delta}$ les écart-type respectifs des fluctuations de fluorescence induites seulement par celles de la pulsation de Rabi des faisceaux refroidisseurs, d'écart-type σ_Ω , et seulement par celles de la fréquence de ce derniers, d'écart-type σ_Δ . Si l'on exprime $\sigma_{F\Omega}$ en fonction de σ_Ω et $\sigma_{F\Delta}$ en fonction de σ_Δ en différenciant l'équation 2.17 par rapport à Ω_{PMO} et à Δ_{PMO} respectivement, on obtient les relations suivantes :

$$\sigma_{F\Omega} = \frac{2(\Delta_{PMO}^2 + \Gamma_i^2/4)}{\Omega_{PMO}(\Omega_{PMO}^2/2 + \Delta_{PMO}^2 + \Gamma_i^2/4)} \times F \times \sigma_\Omega \quad (2.19)$$

$$\sigma_{F\Delta} = \frac{2\Delta_{PMO}}{\Omega_{PMO}^2/2 + \Delta_{PMO}^2 + \Gamma_i^2/4} \times F \times \sigma_\Delta \quad (2.20)$$

qui montrent une dépendance proportionnelle à F . Le second argument est que le ratio mesuré de 0.045 entre l'écart-type du bruit et le niveau de fluorescence moyen est en accord, en termes d'ordre de grandeur, avec la valeur d'écart-type des fluctuations de fréquence σ_Δ fixée par la largeur de raie à 1σ des faisceaux refroidisseurs. Cette largeur a été estimée à 2 MHz par ajustement gaussien de la TF d'un battement entre les faisceaux refroidisseurs et une source à 780 nm beaucoup plus fine spectralement (10 kHz). En faisant l'application numérique de l'équation 2.20 avec un σ_Δ égal à la largeur de 2 MHz ainsi déterminée, et avec $\Omega_{PMO}/2\pi = 29$ MHz⁴, $\Delta_{PMO}/2\pi = -20$ MHz et $\Gamma_i/2\pi = 6.06$ MHz, on trouve un ratio entre écart-type du bruit et niveau de fluorescence moyen de 0.096, du même ordre de grandeur que les 0.045 mesurés expérimentalement. La valeur inférieure du ratio mesuré par rapport au ratio attendu provient probablement en partie du filtrage du bruit par notre système de photodétection, dont la bande passante est pour rappel de 85 kHz. Cette hypothèse est notamment étayée par le fait qu'un ratio encore moins élevé a été obtenu avec un autre système de photodétection de bande passante moindre (1 kHz). Quoi qu'il en soit, la proximité entre les ratios mesuré et attendu, et ce en considérant seulement les fluctuations de fréquence liées à la largeur de raie des faisceaux refroidisseurs indique que ces dernières sont bien une source importante du bruit. Les fluctuations de puissance des faisceaux refroidisseurs sont pour leur part trop faibles pour y contribuer significativement.

2.2 Traitement des spectres de fluorescence

La calibration de l'axe en fréquence des spectres s'appuie sur un signal de tension triangulaire, d'amplitude $\pm 1V$ délivré par le générateur RF Stanford assurant le balayage en fréquence de l'excitation via le faisceau Rydberg à 780 nm. Ce signal possède non seulement la même forme et la même période temporelle que le balayage linéaire utilisé, mais il est également parfaitement synchronisé avec ce dernier. Par conséquent, il peut être vu comme une transcription sous forme de tension du balayage en fréquence, et servir de moyen de lecture indirect de la fréquence instantanée de l'excitation. La synchronisation avec le balayage implique également que chaque rampe délimite un spectre avec lequel elle va de pair, facilitant ainsi la séparation des différents spectres acquis

4. Il s'agit pour rappel de la pulsation de Rabi des faisceaux refroidisseurs déterminée expérimentalement en considérant la séparation du doublet Autler-Townes créé par le couplage de refroidissement

d'affiliée. Pour toutes ces raisons, le signal triangulaire est enregistré simultanément aux spectres de fluorescence. Après acquisition des données, la calibration de l'axe en fréquence des différents spectres est réalisée par un algorithme Python et se déroule comme suit :

- Une série de rampes "idéale" est d'abord reconstruite par l'algorithme à partir des rampes enregistrées, afin d'éliminer les différents bruits apparus durant l'acquisition et pouvant perturber la calibration, en particulier le bruit de quantification de l'oscilloscope.
- Ensuite, en utilisant les extrémités des rampes "idéales", l'algorithme sépare les différents spectres de fluorescence acquis dans la même série.
- Une fois la séparation effectuée, l'axe en fréquence de chaque spectre est alors reconstitué en multipliant la rampe associée au spectre par le ratio connu entre l'amplitude du balayage en fréquence et celle du signal triangulaire ($\pm 1V$). Suite à cette opération, l'origine de l'axe est donnée par la fréquence moyenne du laser autour de laquelle le balayage est centré, fréquence référencée par un mode de la cavité ultrastable supposé sans dérive.
- Enfin, chaque spectre est recentré sur la fréquence de référence correspondant à la position du pic de spectroscopie en l'absence de champ RF, elle-même référencée par rapport au même mode de la cavité ultrastable.

À cette première phase de calibration succède une seconde phase de détermination des caractéristiques utiles du pic ou de la paire de pics principaux présents dans chacun des spectres, grâce à un ajustement gaussien asymétrique de ces derniers. Cet ajustement asymétrique est légitimé par le fait qu'en raison d'effets dynamiques liés au balayage, les signaux de perte présentent une légère asymétrie, comme en témoigne la figure 2.1, et que l'omission de celle-ci fausse la mesure de fréquence des pics. En fonction de l'absence ou de la présence du signal RF, la fonction d'ajustement comporte soit une, soit deux gaussiennes asymétriques. Elle est définie dans chaque cas d'une des 2 façons suivantes :

$$y = y_0 + A_0 \times \exp\left(\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2(\sigma_0 + a_0(\omega - \omega_0))^2}\right) \quad (\text{Signal RF OFF}) \quad (2.21)$$

$$y = y_0 + A_1 \times \exp\left(\frac{(\omega - \omega_1)^2}{2(\sigma_1 + a_1(\omega - \omega_1))^2}\right) + A_2 \times \exp\left(\frac{(\omega - \omega_2)^2}{2(\sigma_2 + a_2(\omega - \omega_2))^2}\right) \quad (2.22)$$

(Signal RF ON)

Dans ces expressions, y_0 désigne le niveau de fluorescence loin de résonance, tandis que $\forall i \in \{0, 1, 2\}$, A_i représente l'amplitude du pic considéré, ω_i la fréquence de son sommet, et σ_i sa largeur. Les paramètres a_i traduisent quant-à-eux le degré d'asymétrie du pic. Au terme de l'ajustement des différents spectres, ces derniers et les jeux de données qui leur sont associés sont regroupés par paires correspondant à 2 scans successifs de sens opposés, sans recouvrement entre les paires. Pour des raisons détaillées dans le paragraphe 2.3.3, ce sont les fréquences moyennes $\bar{\omega}_i$ des pics sur chacune de ces paires qui seront finalement retenues et utilisées lors des mesures de champs RF. Ainsi, la séparation $\delta\omega$ et la fréquence centrale $\bar{\omega}$ du doublet Autler-Townes observé au sein d'une paire de spectres donnée seront évaluées sur la base des fréquences moyennes entre les 2 spectres de chaque pic du doublet $\bar{\omega}_1$ et $\bar{\omega}_2$, tel que :

$$\delta\omega = |\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_2| \quad (2.23)$$

$$\bar{\omega} = \frac{\bar{\omega}_1 + \bar{\omega}_2}{2} \quad (2.24)$$

Dans toute la suite et sauf mention contraire, les spectres de fluorescence seront référencés par rapport à notre meilleure estimation de la fréquence de la transition entre l'état fondamental habillé par la lumière du PMO et l'état $|61S_{1/2}\rangle$ associée au pic principal. Cette fréquence de référence diffère pour rappel d'environ -8.6 MHz par rapport à la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$ (cf §2.1.2). Notre estimation a été obtenue à partir de la fréquence moyenne du pic sur un grand nombre (57) de paires de scans ascendant et descendant, et dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 2.1.1. Nous évaluons par ailleurs l'incertitude de notre estimation à environ 20 kHz comme le montre le minimum de l'écart-type d'Allan présenté au paragraphe 3.2.

En outre, il faut également remarquer que le déplacement lumineux subi par le niveau fondamental habillé sous l'action du faisceau Rydberg à 780 nm (cf. équation 2.11) varie au cours du balayage en fréquence de l'excitation. Cette variation se produit parce que la modulation de la fréquence du faisceau, grâce à laquelle le balayage est réalisé, entraîne une modulation de son désaccord, dont dépend le déplacement. Il s'ensuit que la fréquence de la transition entre le niveau fondamental habillé et le niveau $|61S_{1/2}\rangle$ dévie légèrement de la valeur qu'elle a lorsque l'excitation à 2 photons se trouve à résonance avec elle, et que nous avons prise comme référence de l'axe en fréquence. Cette variation supplémentaire n'a cependant pas été prise en compte dans la calibration de l'axe en fréquence, car elle est négligeable avec nos conditions expérimentales⁵ : en incluant dans le calcul du déplacement lumineux à l'aide de l'équation 2.11 toutes les contributions des sous-niveaux hyperfins de l'état $|5P_{3/2}\rangle$, elle a en effet été estimée à seulement ∓ 200 kHz lorsque le balayage s'écarte de la résonance de ± 100 MHz.

2.3 Influence de quelques paramètres expérimentaux

2.3.1 Puissance des faisceaux Rydberg

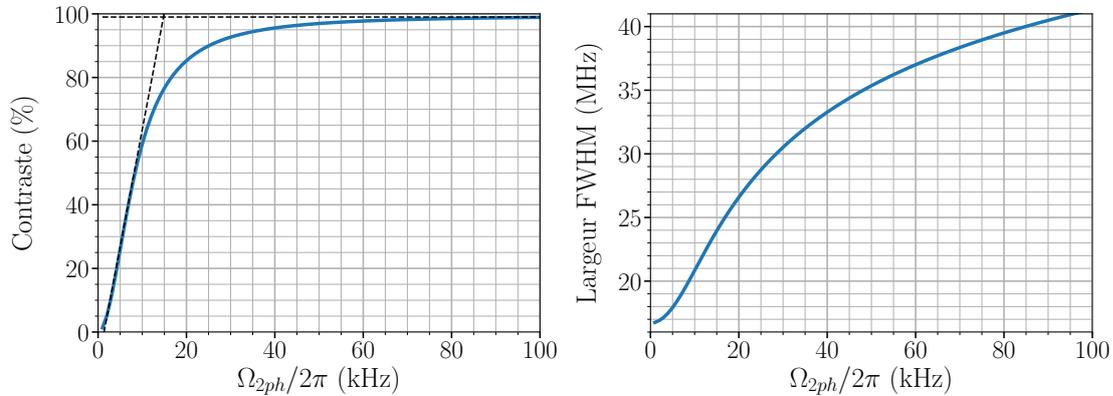


FIGURE 2.8 – Evolution du contraste (gauche) et de la largeur à mi-hauteur (droite) du signal de pertes correspondant à l'état $|61S_{1/2}\rangle$ en fonction de la fréquence de Rabi effective de l'excitation à 2 photons, lorsque le désaccord intermédiaire Δ de cette dernière vaut $\sim +2\pi \times 500$ MHz

Comme le suggèrent l'intuition ainsi que la dépendance du taux d'ionisation Γ_{ion} vis à vis de Ω_{2ph} , la force de l'excitation à 2 photons détermine en grande partie le contraste du signal de pertes. C'est pourquoi il est légitime de s'y intéresser de plus près, sachant que l'on souhaite maximiser le rapport signal sur bruit des pics tout en étant en dehors du régime de saturation, qui élargirait ces

5. Puissance du faisceau à 780 nm = 2 mW, désaccord intermédiaire à résonance $\sim +500$ MHz

derniers et compromettrait l'extraction des données à partir des ajustements. Afin d'identifier la plage de fréquences de Rabi effectives à 2 photons répondant le mieux aux exigences précédentes, nous avons simulé avec le modèle l'évolution du contraste et de la largeur FWHM du pic marquant l'état $|61S_{1/2}\rangle$ en fonction de la fréquence de Rabi effective. Les paramètres considérés pour la simulation sont les suivantes : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s. Les résultats de cette étude sont exposés en figure 2.8, dans laquelle les lignes en trait plein représentent les valeurs simulées par le modèle. D'après cette figure, l'évolution du contraste observée est conforme à celle que l'on peut attendre, avec dans un premier temps une augmentation approximativement proportionnelle à la fréquence de Rabi effective, suivie d'une saturation à partir d'environ $\Omega_{2ph}/2\pi > 20 \text{ kHz}$. Cette saturation correspond à une situation où les pertes induites par ionisation deviennent grandes devant Γ_0 . L'augmentation du contraste avec la force de l'excitation s'accompagne également d'un élargissement significatif du signal. Enfin, les 2 courbes montrent qu'une fréquence de Rabi effective de 9 kHz, équivalent à une puissance à 780 nm de 2 mW si l'on utilise une puissance à 480 nm de 80 mW, est un bon compromis pour réaliser la spectroscopie : une telle puissance permet en effet d'avoir un contraste parmi les plus élevés en dehors du régime de saturation, sans pour autant beaucoup élargir le signal (20% d'élargissement contre 40-50% pour des puissances plus proches du seuil de saturation). Pour cette raison, les puissances des faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm seront par la suite respectivement maintenues autour de 2 mW et 80 mW, et ainsi la fréquence de Rabi effective à 2 photons autour 9 kHz.

2.3.2 Polarisation des faisceaux Rydberg

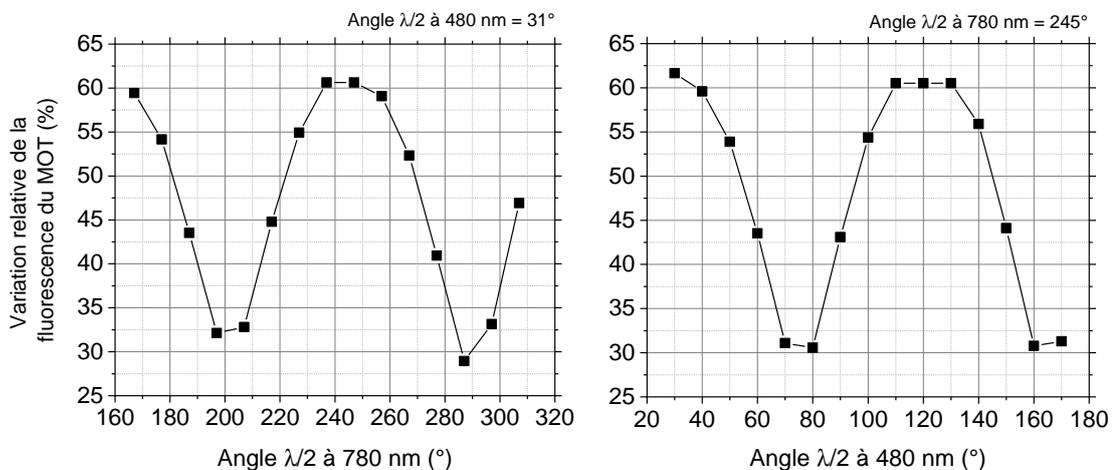


FIGURE 2.9 – Contraste du signal de pertes en fonction de la direction de polarisation du faisceau Rydberg à 780 nm pour une direction de polarisation du faisceau Rydberg à 480 nm fixée (gauche), et de celle du faisceau à 480 nm pour une direction de polarisation du faisceau à 780 nm fixée (droite). Le contraste a été mesuré ici comme la variation relative du niveau de fluorescence du PMO entre le moment où une transition à 2 photons vers l'état $|54S_{1/2}\rangle$ est appliquée à résonance, avec un désaccord intermédiaire $\Delta = +2\pi \times 310 \text{ MHz}$, et celui où l'excitation est absente. Les directions de polarisations sont contrôlées par des lames $\lambda/2$, et représentées en abscisse par les angles lus sur les montures des lames à chaque direction testée

Du fait des règles de sélection, la polarisation des faisceaux Rydberg va elle aussi jouer un rôle sur le couplage et donc sur le contraste du signal de pertes. Cette influence de la polarisation et son lien avec les règles de sélection ont d'ailleurs déjà été mis en évidence expérimentalement chez les capteurs à vapeurs thermiques par la référence [122]. Nous avons donc étudié expérimentalement comment le contraste du signal de perte à résonance varie avec les polarisations respectives des faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm, en nous restreignant au cas où les faisceaux ont tous les deux une polarisation linéaire. Les directions de ces polarisations sont contrôlées chacune via une lame $\lambda/2$ placée à l'entrée de l'enceinte à vide. Pour cette étude, les conditions expérimentales étaient les suivantes : excitation vers l'état $|54S_{1/2}\rangle$, désaccord intermédiaire Δ de $+2\pi \times 310$ MHz, puissances à 780 nm et 480 nm respectivement égales à 8,8 mW et 80 mW. Le protocole suivi pour choisir un couple de directions de polarisations se résume à ceci :

- Pour une direction de polarisation du faisceau à 480 nm donnée, on mesure à différentes orientations de la lame $\lambda/2$ à 780 nm le contraste du signal de pertes comme la variation relative du niveau de fluorescence du PMO lorsque l'excitation Rydberg est appliquée à résonance par rapport au cas où elle est absente.
- On se place ensuite à l'orientation de la lame $\lambda/2$ à 780 nm correspondant à la variation relative maximale, et l'on répète l'étape précédente avec la lame $\lambda/2$ à 480 nm.

Les évolutions du contraste du signal de pertes constatées à l'issue de chacune de ces deux étapes en fonction de l'orientation de la lame $\lambda/2$ à 780 nm et de celle de la lame $\lambda/2$ à 480 nm sont représentées par les graphiques respectivement à gauche et à droite de la figure 2.9. Les orientations des lames y sont quantifiées par des angles comptabilisés grâce aux graduations sur les montures des lames, et associés chacun à une direction de polarisation donnée du faisceau concerné. Ces 2 graphiques font apparaître une modulation périodique du contraste avec l'orientation des lames $\lambda/2$, et donc avec l'alignement des polarisations. Le passage d'un maxima à un minima ou inversement a lieu en particulier tous les basculements de 45° d'une des 2 lames, autrement dit tous les basculements de 90° de la polarisation associée. Sur la base de ces résultats, nous nous sommes placés dans une configuration d'orientation des polarisations correspondant à des angles des lames $\lambda/2$ à 780 nm et 480 nm respectivement égaux à 245° et 120° , car c'est dans ce cas qu'est atteint le contraste maximum recherché. Bien que cette configuration optimale ait été déterminée avec un état de Rydberg ciblé et des paramètres de l'excitation différents des conditions habituelles, elle reste tout de même valable dans ces conditions. Un comportement identique est observé avec l'état $|61S_{1/2}\rangle$, qui possède les mêmes propriétés de symétrie au regard des règles de sélection.

2.3.3 Vitesse de balayage de la fréquence de l'excitation

La réponse des atomes face à l'excitation à 2 photons vers un état de Rydberg n'est pas instantanée, mais au contraire gouvernée par 2 temps caractéristiques de l'ordre de la seconde : celui de l'effet de pertes τ_{loss} lorsque l'excitation est appliquée ou s'approche de la résonance, et celui du chargement du PMO $\tau_{load} = 1/\Gamma_0 = 1.68$ s lorsqu'elle est retirée ou qu'elle s'éloigne de la résonance. En plus de découler du modèle, cela peut être vérifié, et τ_{loss} mesuré, à l'aide d'une expérience simple consistant à étudier l'évolution de la fluorescence du PMO après allumage/extinction de l'excitation lorsque celle-ci est à résonance. La figure 2.10 donne un exemple du résultat d'une telle expérience lorsque l'excitation cible l'état $|61S_{1/2}\rangle$ avec un désaccord intermédiaire Δ d'environ $+2\pi \times 500$ MHz, et que la puissance et la polarisation des faisceaux sont identiques aux optimums déterminés dans les paragraphes précédents. L'ajustement de la courbe de chargement après coupure de l'excitation par une fonction en $1 - \exp(-t/\tau_{load})$ indique une constante de temps de 1.73 s, très proche de $1/\Gamma_0$. De même, en ajustant la courbe de déchargement après rétablissement de l'excitation par une fonction en $\exp(-t/\tau_{loss})$, on obtient une valeur de τ_{loss} de 0,61 s.

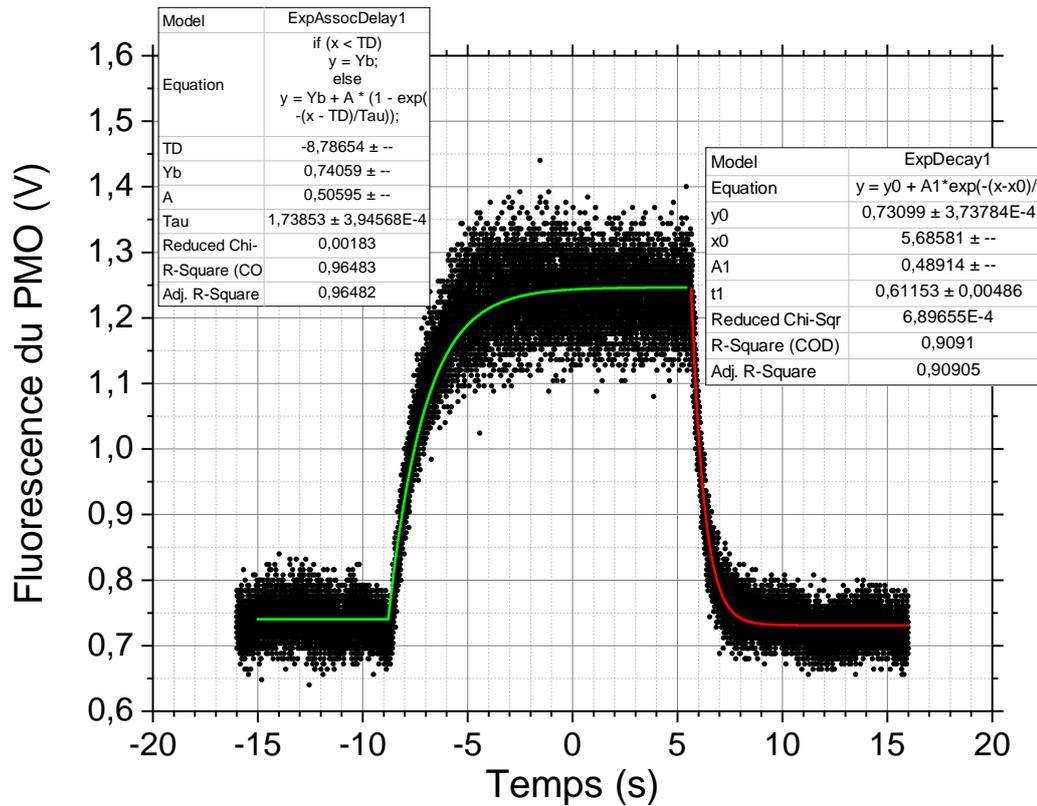


FIGURE 2.10 – Evolution de la fluorescence du PMO après retrait de l'excitation vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ à $T_D = -8.7$ s environ, et après rétablissement de cette dernière à $t_1 = 5.6$ s environ. L'origine de l'axe des temps est arbitraire. Les points noirs représentent les données expérimentales, la courbe verte un ajustement de ces données suivant le modèle d'ajustement exponentiel indiqué dans l'encadré en haut à gauche, et la courbe rouge à un autre ajustement de ces données suivant un autre modèle d'ajustement indiqué dans l'encadré de droite. Les paramètres de l'excitation sont les mêmes qu'habituellement : $\Delta \sim +2\pi \times 500$ MHz, et les puissances des faisceaux à 780 nm et 480 nm valent respectivement 2 mW et 80 mW

Ces deux valeurs de τ_{loss} et τ_{load} ont par ailleurs été confirmées par une simulation de la même expérience à l'aide du modèle d'équations de taux. L'existence et l'ordre de grandeur de ces temps de réponse impliquent que le balayage de la fréquence de l'excitation au cours de la spectroscopie doit être suffisamment lent pour laisser au PMO le temps d'y réagir, sous peine d'atténuer voire de brouiller complètement les signaux de pertes. D'un autre côté, un balayage trop lent allongerait inutilement la durée des mesures, et réduirait donc tout aussi inutilement la bande passante de mesure de l'instrument. Se pose alors la question du choix de la vitesse de balayage.

Afin de répondre à cette question, l'influence de la vitesse de balayage en fréquence a été caractérisée plus précisément en scannant le signal de pertes correspondant à l'état $|61S_{1/2}\rangle$ à différentes vitesses de balayage comprises entre 0.2 MHz/s et 16 MHz/s, toujours dans le cas où les puissances des faisceaux à 780 et 480 nm sont respectivement de 2 mW et 80 mW. À chacune des vitesses de balayage considérées, 10 spectres de fluorescence associés à des balayages montant et 10 associés à des balayages descendants ont été acquis les uns après les autres, en alternant

entre les 2 types de balayages. Quelques exemples de spectres de fluorescence ainsi obtenus à des vitesses de 0.5 MHz/s, 2 MHz/s, 4 MHz/s et 16 MHz/s sont donnés en figure 2.11, dans laquelle les points noirs correspondent aux données expérimentales, et les courbes rouges aux prédictions du modèle. Sur chacun de ces spectres, l'axe en fréquence a été référencé par rapport à notre meilleure estimation ω_0 de la fréquence de résonance de la transition $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$, obtenue en faisant la moyenne statistique de la fréquence du sommet du pic sur un très grand nombre de paires de scans et descendants à 2 MHz/s. En examinant la figure 2.11, plusieurs effets peuvent être remarqués. Il apparaît d'abord que le contraste et la symétrie des pics change avec la vitesse de balayage : pour des vitesses inférieures à 2 MHz/s, le pic semble bien symétrique et son contraste proche d'un maximum de 50%, tandis qu'au delà de 2 MHz/s, le contraste diminue et l'asymétrie s'accroît d'autant plus que la vitesse de balayage est grande. En plus de ces effets sur le contraste et la symétrie, la vitesse de balayage semble également influencer la fréquence du sommet des pics, et contribuer à un effet d'hystérésis sur cette fréquence entre les balayages ascendants et descendants. En effet, au delà d'une vitesse de balayage de 1 MHz/s et pour un sens de balayage donné, la figure 2.11 montre que le sommet du pic s'écarte d'autant plus de l'origine de l'axe en fréquence que la vitesse de balayage est élevée. De plus, ce décalage paraît approximativement symétrique entre les balayages ascendants et descendants. En outre, tous ces effets ainsi que les spectres aux différentes vitesses de balayages sont assez bien reproduits par le modèle d'équations de taux.

L'évolution du contraste et de la symétrie du pic avec la vitesse de balayage peut être comprise simplement en comparant la durée de scan T_{scan} de la demie-largeur à 2σ du profil spectral de la transition $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |61S_{1/2}\rangle$ aux temps caractéristiques τ_{loss} et τ_{load} des effets de perte et de recharge du PMO. Dans l'analyse qui va suivre, nous ferons pour simplifier l'approximation que τ_{loss} est indépendant du désaccord à 2 photons de l'excitation, et qu'il reste égal durant tout le balayage d'un spectre à la valeur mesurée à résonance (0,6 s)⁶. Tant que T_{scan} est grand aussi bien devant τ_{loss} que devant τ_{load} , ce qui est le cas pour des vitesses de balayage inférieures à 2 MHz/s, le balayage reste suffisamment lent devant la réponse du PMO pour que la population de ce dernier et la fluorescence suivent adiabatiquement l'état d'équilibre associé à chaque fréquence balayée. Dans ces conditions, le signal de fluorescence reproduit alors fidèlement le profil spectral de la transition, expliquant ainsi pourquoi le pic de pertes reste symétrique. En particulier, quand le balayage arrive précisément à la résonance à 2 photons, où l'effet de pertes est maximal, la fluorescence a le temps d'atteindre l'état d'équilibre minimum qu'elle est censée atteindre ici, d'où le contraste maximal. Lorsque la vitesse de balayage est portée à une valeur plus élevée comprise entre 2 MHz/s et 6 MHz/s, un autre type de régime entre en jeu, dans lequel T_{scan} reste grand devant τ_{loss} , mais plus devant τ_{load} . Dans un tel régime, le balayage est encore assez lent durant le scan de la 1ère moitié du pic pour que le suivi adiabatique ait toujours lieu, mais ce n'est plus le cas durant le scan de la 2ème moitié. De ce fait, le contraste reste toujours proche du maximum car le suivi adiabatique durant la 1ère partie du scan permet à la fluorescence d'atteindre une valeur proche de son équilibre minimum à résonance, mais une asymétrie commence à apparaître car la dynamique de réponse du PMO est différente d'une moitié du pic à l'autre. Enfin, si la vitesse de balayage excède 6 MHz/s, alors T_{scan} devient comparable ou inférieur simultanément à τ_{loss} et τ_{load} . Cela signifie que le balayage est devenu trop rapide par rapport à la réponse du PMO pour que la population et la fluorescence de ce dernier parviennent à suivre l'équilibre associé à chaque fréquence balayée, ce qui se traduit par un retard entre l'évolution de la fluorescence et le balayage. En particulier, lorsque le balayage vient juste de franchir la résonance et commence à s'en éloigner, le PMO est forcé de se recharger et la fluorescence de remonter avant d'avoir pu atteindre

6. Cela n'est en réalité pas tout-à-fait vrai. On peut en effet montrer à partir du modèle d'équations de taux et de l'expérience d'allumage/extinction de l'excitation que τ_{loss} varie avec le désaccord à 2 photons entre 2 valeurs extrêmes : $1/\Gamma_0 = 1.68$ s loin de résonance, et 0.6 s à résonance

le minimum attendu. L'écart entre ce minimum et le niveau de fluorescence réellement atteint à résonance est par ailleurs d'autant plus grand que le temps laissé au PMO pour se dépeupler, autrement dit T_{scan} , est faible, et donc que la vitesse de balayage est élevée. Tout ceci justifie la baisse de contraste accrue avec la vitesse de balayage observée à partir de 8 MHz/s. L'asymétrie du pic dans ce régime de balayage trop rapide provient de nouveau du fait que les dynamiques de réponse du PMO de chaque côté de la résonance sont différentes, mais cette fois-ci car elles sont chacune limitées par leur propre constante de temps τ_{load} et τ_{loss} .

Pour mettre encore mieux en évidence l'effet de la vitesse de balayage sur la fréquence ω_{dip} du sommet du pic, l'évolution de ω_{dip} avec cette vitesse a été tracée en figure 2.12. Sur cette figure, les données de couleur bleue sont associées aux balayages ascendants⁷, celles de couleur rouge aux balayages descendants, et celles de couleur noire aux moyennes entre 2 balayages ascendant et descendant successifs. Pour chaque couleur, les points correspondent à la moyenne statistique des 10 échantillons acquis à chacune des vitesses de balayages considérées, les barres d'incertitude à \pm l'écart-type sur ces 10 échantillons, et les lignes en trait plein aux valeurs théoriques calculées à l'aide du modèle d'équation de taux. L'allure des courbes obtenues confirme les constats évoqués plus haut, à savoir que le pic s'éloigne d'autant plus de la fréquence de résonance que la vitesse de balayage est élevée, et que ce décalage est symétrique entre les balayages ascendants et descendants. De plus, la figure 2.12 montre aussi que le modèle reproduit à nouveau bien ce comportement, et prédit plutôt correctement la fréquence du sommet du pic ω_{dip} à chaque vitesse de balayage. Pour un sens de balayage donné, l'effet de décalage de ω_{dip} peut être interprété comme le résultat d'une compétition entre l'effet de perte et le rechargement du PMO une fois que la résonance vient d'être franchie. Dans le régime où T_{scan} est inférieur ou comparable à τ_{loss} et/ou τ_{load} et où l'effet de shift est le plus nettement visible, le niveau de fluorescence F_{res} observé à résonance est supérieur à celui attendu à l'équilibre à cet endroit, ainsi qu'à une partie de ceux associés aux premières fréquences au-delà de la résonance. Ceci étant, l'effet de perte continue pendant encore quelques temps après la résonance à l'emporter sur le rechargement du PMO, et la fluorescence de diminuer au lieu de remonter. Cette diminution se poursuit jusqu'à ce que la valeur instantanée de la fluorescence finisse par coïncider avec le niveau d'équilibre de la fréquence ω_{match} balayée au même instant : à partir de ce moment, le rechargement du PMO recommence à dominer sur l'effet de perte, et la fluorescence à réaugmenter. Cela a pour conséquence de décaler le sommet du pic d'une quantité ω_{match} . L'accroissement du décalage de ω_{dip} avec la vitesse de balayage s'explique par le fait que plus cette dernière est élevée, plus le niveau de fluorescence à résonance est supérieur à celui attendu à l'équilibre, et donc plus loin au delà de résonance la fluorescence diminue avant de réaugmenter. Concernant enfin la symétrie du décalage, et plus largement celle des spectres, entre les 2 types de balayages, celle-ci découle directement de la symétrie du profil spectral de la transition.

Au-delà des analyses précédentes, cette étude de l'impact de la vitesse de balayage sur les signaux DPMO met en lumière plusieurs choses :

- D'une part, balayer à une vitesse de 2 MHz/s paraît être un bon compromis pour préserver au maximum la qualité du signal sans trop impacter négativement le temps de mesure et la bande passante de l'instrument. En effet, d'après les figures 2.11 et 2.12, il s'agit d'une vitesse en dessous de laquelle on ne gagne presque rien, le contraste du pic y étant encore maximal et l'asymétrisation et l'effet de décalage relativement faibles, mais au delà de laquelle les caractéristiques du pic commencent nettement à se dégrader.
- D'autre part, aux vitesses supérieures à 1 MHz/s, les spectres de fluorescence obtenus en utilisant qu'un seul type de balayage ne permettent pas à eux seuls de bien estimer la fréquence des transitions vers les états de Rydberg. Le décalage du sommet du pic par rapport

7. C'est à dire correspondant à des fréquences croissantes en fonction du temps

à la fréquence de résonance, lié aux effets dynamiques du balayage, induit en effet un biais dans l'estimation de cette dernière. Lors des mesures de champ RF, ce biais serait sans conséquences sur l'estimation de la séparation du doublet Autler-Townes, mais il fausserait celle de la fréquence centrale du doublet, grâce à laquelle il est possible de retrouver la fréquence du champ. Etant donné cependant que l'effet de décalage est symétrique entre balayages ascendants et descendants, une façon efficace de le corriger consiste à faire la moyenne des fréquences du sommet du pic sur 2 balayages successifs de sens opposés. C'est la raison de la dernière étape de la procédure de traitement des spectres (cf paragraphe 2.2), qui sera systématiquement appliquée lors des mesures de champs RF du chapitre suivant.

- Les simulations à l'aide du modèle indiquent toutefois qu'il subsiste encore malgré cette correction un très faible biais d'environ -200 kHz, et ce peu importe la vitesse de balayage utilisée. Ce biais résiduel peut être attribué à une légère rupture de la symétrie entre scans ascendants et descendants, causée par la variation du désaccord intermédiaire et donc de la fréquence de Rabi de l'excitation lors du balayage via le faisceau à 780 nm. L'arrivée sur la résonance se produit ainsi avec une fréquence de Rabi un peu plus élevée lors des scans ascendants que lors des scans descendants, d'où un biais résiduel sur la mesure de fréquence. Ce biais résiduel disparaît en grande partie lors de la procédure de calibration de l'axe en fréquence décrite à la section 2.2.

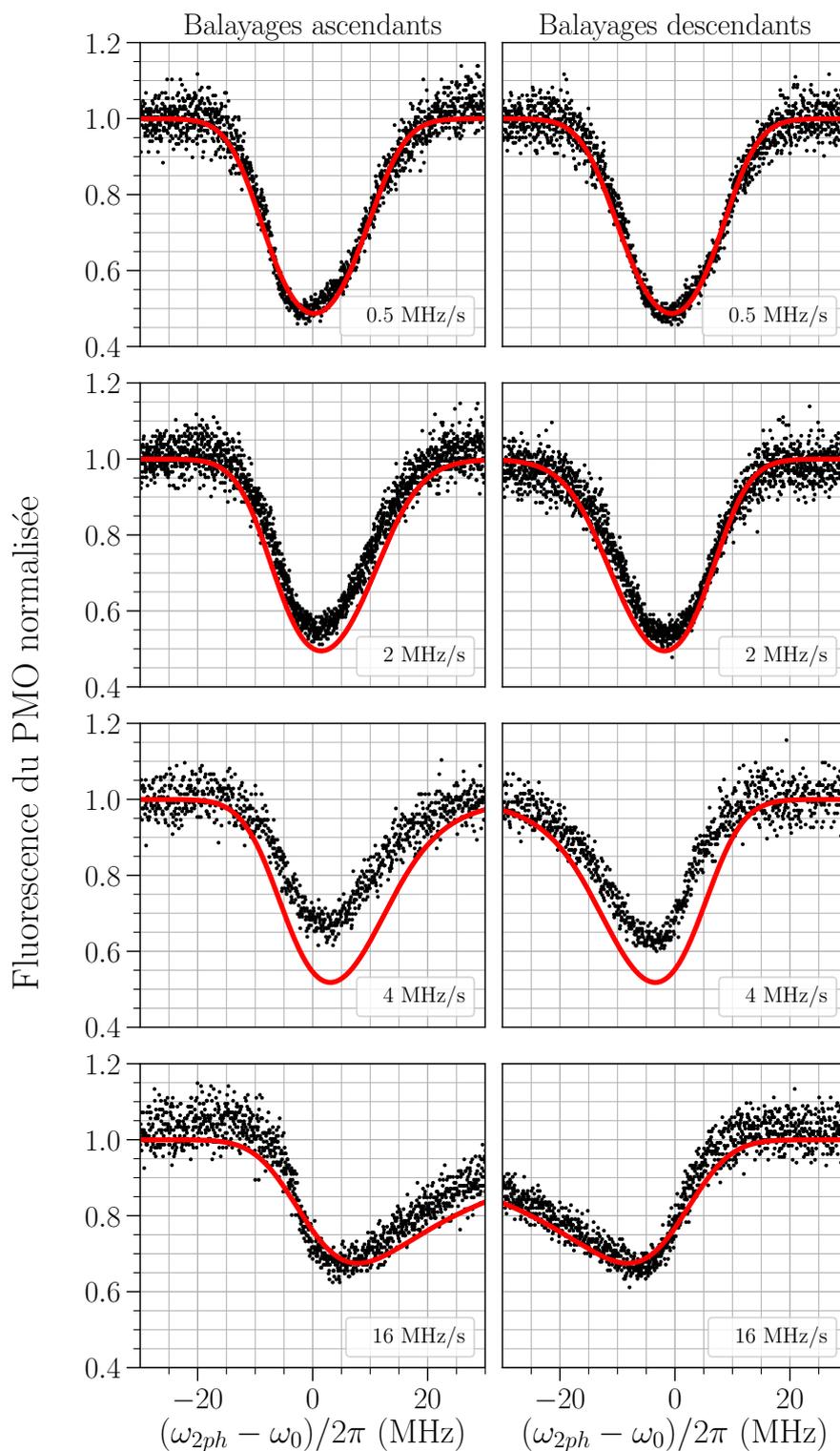


FIGURE 2.11 – Signaux de pertes obtenus en excitant les atomes dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$ pour différentes vitesses de balayage en fréquence de l'excitation allant de 0.5 MHz/s à 16 MHz/s, et dans le cas de balayages ascendants (gauche) et descendants (droite). Les paramètres de l'excitation sont les mêmes qu'habituellement : $\Delta \sim +2\pi \times 500$ MHz, et les puissances des faisceaux à 780 nm et 480 nm valent respectivement 2 mW et 80 mW

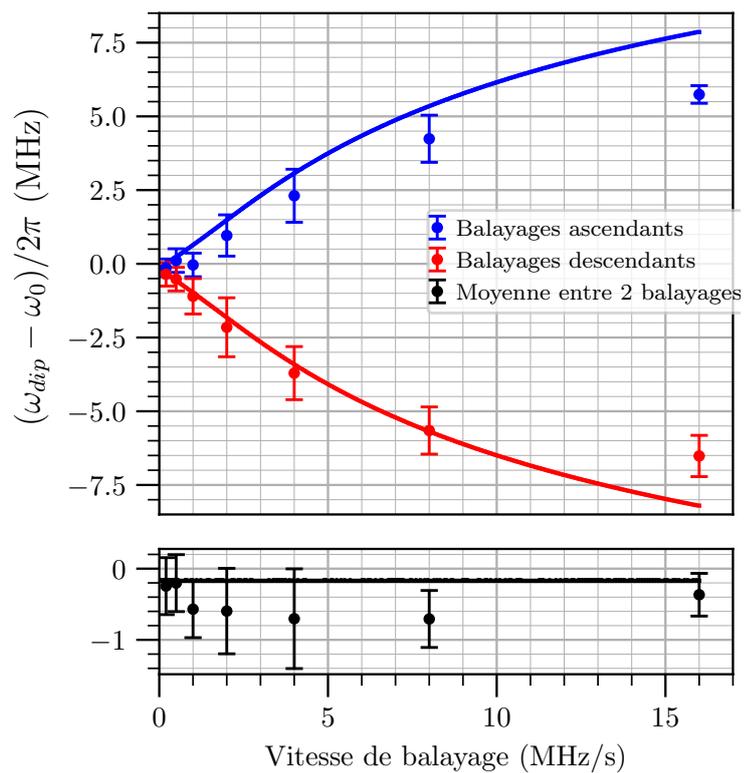


FIGURE 2.12 – Evolution de la fréquence du sommet du pic de pertes en fonction de la vitesse de balayage, dans le cas de balayages ascendants et descendants ainsi que dans celui de la moyenne entre 2 balayages ascendants et descendant successifs.

Application de la spectroscopie par déplétion de piège magnéto-optique à la mesure d'un champ RF

Sommaire du présent chapitre

3.1 Spectroscopie de l'effet Autler-Townes induit par un champ RF quasi-résonant	76
3.1.1 Linéarité et étendue de mesure	79
3.1.2 Impact de la puissance du signal RF sur la fréquence centrale du doublet	83
3.2 Stabilité, résolution, et sensibilité des mesures par spectroscopie DPMO	86
3.3 Spectroscopie de l'effet Autler-Townes en présence d'un champ RF hors-résonance	89
3.3.1 Influence du désaccord sur les caractéristiques du doublet Autler-Townes	89
3.3.2 Estimation du désaccord et de la puissance du champ RF à partir du doublet Autler-Townes	93

Dans le chapitre 1, nous avons détaillé le fonctionnement du dispositif expérimental conçu pour mettre en œuvre la spectroscopie DPMO des états de Rydberg, et l'appliquer à la métrologie de champs RF. Avec ce dispositif, l'excitation permettant de sonder les états de Rydberg des atomes de ^{87}Rb prend la forme d'une transition à 2 photons contra-propageants à 780 nm et 480 nm, dont les fréquences respectives sont stabilisées et contrôlées par un asservissement PDH. Le balayage en fréquence de l'excitation s'effectue via le faisceau à 780 nm, ce qui a pour inconvénient de faire varier le désaccord intermédiaire, et donc la pulsation de Rabi effective à 2 photons durant le balayage. Au cours d'un scan, l'effet de déplétion du PMO consécutif au franchissement d'éventuelles résonances avec des états de Rydberg est détecté en mesurant l'évolution de la fluorescence du PMO. Dans le chapitre 2, nous avons ensuite envisagé et étudié le cas de la spectroscopie de la transition vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Cette étape préalable visait d'une part à vérifier la faisabilité de la spectroscopie à partir de notre instrument, et d'autre part à comprendre les différents aspects d'un signal de perte de fluorescence marquant la résonance vers un état de Rydberg donné. Comme nous l'avons vu précédemment, un tel signal a effectivement pu être observé, et reproduit assez fidèlement par un modèle théorique d'équations de taux. L'étude que nous en avons fait a permis d'en analyser les caractéristiques, d'éclaircir l'influence de plusieurs paramètres expérimentaux sur ces dernières, et

de déduire un jeu de paramètres propice à la métrologie de champs RF (pulsation de Rabi effective à 2 photons $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz, vitesse de balayage = 2 MHz/s, etc.). Au passage, nous avons pu identifier plusieurs subtilités pouvant impacter les mesures, en particulier une perturbation de l'état fondamental sous l'action de la lumière de refroidissement, et des faisceaux Rydberg. Enfin, l'étude du chapitre 2 nous a également conduits à expliquer la manière dont est calibré l'axe en fréquence des spectres de fluorescence, et la procédure d'extraction des données de ces derniers.

Toutes les bases étant désormais posées et notre dispositif expérimental éprouvé, nous allons pouvoir à présent étudier la spectroscopie DPMO de l'effet Autler-Townes induit par un signal RF à mesurer couplant 2 états de Rydberg. La transition Rydberg que l'on utilisera dans le cadre de cette étude sera celle entre les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, séparés d'environ 15,973 GHz. La première section abordera le cas le plus simple où le champ RF est à résonance. Après une présentation et une analyse de quelques exemples de doublets Autler-Townes observés dans les spectres de fluorescence dans ce cas, elle traitera de la linéarité et de l'étendue de la mesure d'amplitude du champ à partir de la séparation du doublet. Elle s'intéressera ensuite à l'évolution de la fréquence centrale du doublet avec l'amplitude, car cette fréquence présente aussi un intérêt pour la mesure de la fréquence du champ. Dans une seconde section, nous discuterons de la stabilité, de la résolution, et de la sensibilité des mesures de puissance du champ à résonance, en nous appuyant sur l'écart-type d'Allan des mesures de séparations Autler-Townes, et de fréquence de la transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Enfin, une troisième section examinera l'influence de la fréquence du champ RF sur les caractéristiques du doublet Autler-Townes dans le cas plus général où le champ n'est plus forcément à résonance avec la transition entre les 2 états de Rydberg considérés. Sur cette base, nous étudierons également la possibilité dans ce cas de mesurer à la fois l'amplitude et la fréquence du champ connaissant la séparation et la fréquence centrale du doublet.

3.1 Spectroscopie de l'effet Autler-Townes induit par un champ RF quasi-résonant

Plaçons-nous dans la situation où les atomes du PMO sont exposés simultanément à la transition à 2 photons « optimisée » vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ du chapitre 2¹, et à un signal RF couplant les états de Rydberg $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$. Les différents niveaux et couplages mis en jeu dans ce chapitre sont résumés par le schéma de la figure 3.1. Dans cette section, nous nous limiterons pour commencer au cas où le signal RF est quasiment à résonance, avec une fréquence ω_{RF} fixée à $2\pi \times 15,973$ GHz, ce qui correspond à la fréquence de résonance théorique ω_{ARC} de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ indiquée par la librairie Python ARC [116]. Le couplage par le signal RF provoque un effet Autler-Townes, qui se traduit par un dédoublement de l'état $|61S_{1/2}\rangle$ en 2 nouveaux états « habillés » $|+\rangle$ et $|-\rangle$ résultant du mélange entre $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, que l'on vient sonder par la transition à 2 photons à partir du niveau $|5S_{1/2}\rangle$. Comme la pulsation de Rabi de la transition à 2 photons $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz est très faible comparé à celle que peut avoir le couplage RF dans notre cas ($\Omega_{RF} > 2\pi \times 10$ MHz), les états habillés ne sont par ailleurs pas perturbés par la transition à 2 photons : le système qui nous intéresse est en effet très proche dans ce cas d'une configuration idéale d'effet Autler-Townes, dans laquelle un système à 2 niveaux couplés (les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$) est sondé par une excitation beaucoup plus faible. Par conséquent, on s'attend à observer à l'intérieur de la plage de balayage de la transition à 2 photons non plus une mais 2 résonances donnant chacune lieu à des pertes d'atomes dans le PMO, l'une correspondant à la transition de l'état fondamental vers l'état $|-\rangle$, et l'autre à celle de l'état fondamental vers l'état $|+\rangle$. Dans le cas où

1. Puissances à 780 nm et 480 nm égales respectivement à 2 mW et 80 mW, désaccord intermédiaire $\Delta \sim +2\pi \times 500$ MHz, pulsation de Rabi à 2 photons $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz, vitesse de balayage = 2 MHz/s

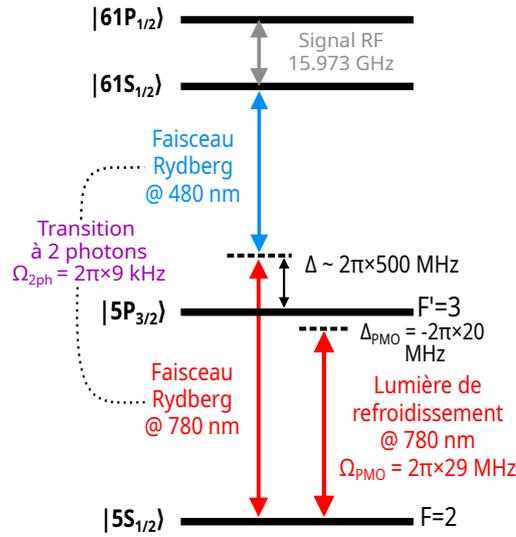


FIGURE 3.1 – Schéma des niveaux et des couplages mis en jeu au cours de la spectroscopie DPMO de l'effet Autler-Townes induit par un signal RF couplant les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$. La lumière de refroidissement couple les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ avec une pulsation de Rabi $\Omega_{PMO} = 2\pi \times 29$ MHz et un désaccord $\Delta_{PMO} = -2\pi \times 20$ MHz. Deux faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm réalisent une transition à 2 photons de l'état $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$, avec une pulsation de Rabi $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz, et un désaccord $\Delta \sim 2\pi \times 500$ MHz par rapport à l'état intermédiaire $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$. La fréquence de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ avec laquelle interagit le signal RF est de 15.973 GHz

le signal RF n'est plus forcément résonant, ces résonances devraient de plus avoir pour fréquences angulaires respectives :

$$\omega_{\pm} = \omega_0 - \frac{\Delta_{RF}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Omega_{RF}^2 + \Delta_{RF}^2} \quad (3.1)$$

où ω_0 désigne la fréquence angulaire de la transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$, $\Delta_{RF} = \omega_{RF} - \omega_{ARC}$ le désaccord du signal RF, et Ω_{RF} la pulsation de Rabi du couplage entre les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$.

Quelques exemples de spectres de fluorescence observés en présence du signal RF quasi-résonant, et ce pour différentes puissances de ce dernier lues à l'entrée de l'antenne, sont exposés en figure 3.2. Ils ont été tracés en mesurant l'évolution de la fluorescence du PMO tandis que la fréquence de la transition à 2 photons "optimisée" était balayée au voisinage de celle entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$, à une vitesse de 2 MHz/s. À titre de comparaison, nous redonnons également en haut de la figure 3.2 le spectre de la figure 2.2 du chapitre précédent, obtenu de la même manière mais en l'absence de signal RF. Sur chacun de ces spectres, les points noirs représentent les données expérimentales, et les lignes rouges les prédictions du modèle d'équations de taux. Comme décrit au chapitre précédent, l'axe en fréquence de chaque spectre est référencé par rapport à notre meilleure estimation ω_0 de la fréquence de la transition entre les états

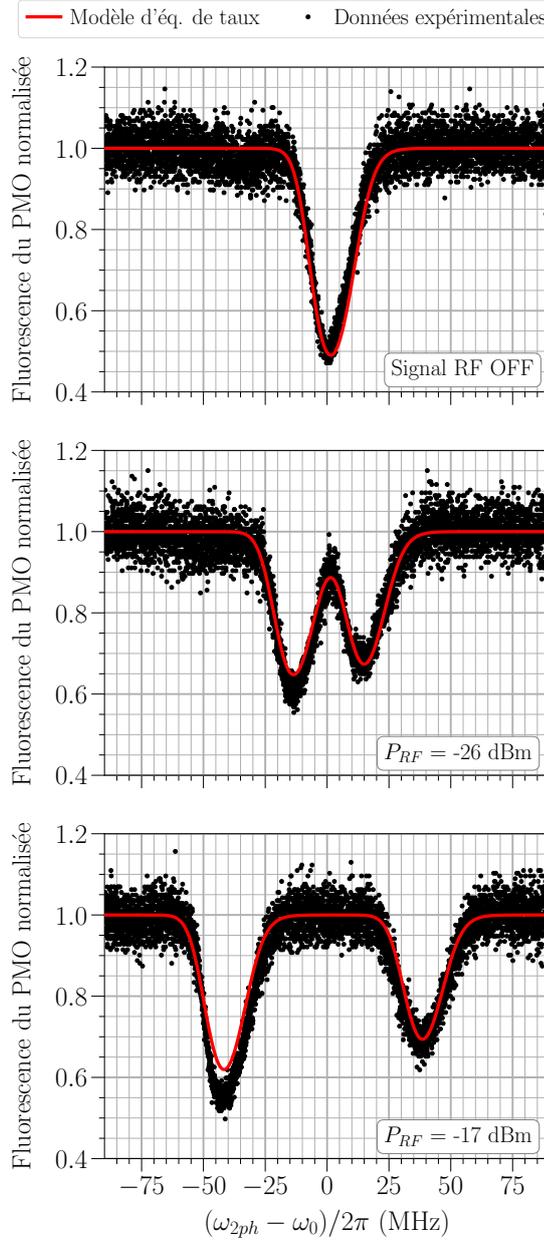


FIGURE 3.2 – Spectres de fluorescence du PMO obtenus en balayant la fréquence ω_{2ph} de la transition à 2 photons à 2 MHz/s au voisinage de la référence ω_0 , en l'absence de signal RF (haut), et en présence du signal RF à différentes puissances de ce dernier (centre et bas). Les points noirs correspondent aux données expérimentales, et les courbes rouges aux prédictions du modèle d'équations de taux. Les valeurs de puissance P_{RF} du signal indiquées ont été mesurées au moyen d'un analyseur de spectre RF. Valeurs des paramètres du modèle d'équation de taux considérées : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s

fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$). Les spectres mesurés en présence du champ RF mettent clairement en évidence le dédoublement de la résonance à 2 photons dû à l'effet Autler-Townes. On y distingue en effet les 2 pics de déplétion du PMO attendus, celui de gauche marquant la résonance avec la transition de l'état fondamental vers l'état $|-\rangle$, et celui de droite celle avec la transition de l'état fondamental vers l'état $|+\rangle$. Afin qu'il puisse reproduire ces spectres expérimentaux, le modèle d'équations de taux a dû être légèrement modifié par rapport au chapitre 2 : la présence des deux résonances au lieu d'une dans la fenêtre de balayage à 2 photons est prise en compte non pas au travers d'une équation supplémentaire, mais d'une nouvelle expression de $\mathcal{P}(\delta)$ à 2 gaussiennes dans le terme R_{exc} , tel que :

$$\mathcal{P}(\delta) = \frac{1}{2} \left(\exp\left(-\frac{(\delta - \delta_-)^2}{2\gamma_d^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\delta - \delta_+)^2}{2\gamma_d^2}\right) \right) \quad (3.2)$$

où δ_- désigne l'écart entre la fréquence de la transition vers l'état $|-\rangle$ et ω_0 , et δ_+ celui entre la fréquence de la transition vers l'état $|+\rangle$ et ω_0 . Pour tracer grâce au modèle d'équations de taux les spectres rouges au centre et en bas de la figure 3.2, ces fréquences ont été ajustées manuellement de sorte à coïncider au mieux avec celles des pics des spectres expérimentaux. Les valeurs des autres paramètres du modèle que nous avons considérées lors de ce tracé sont les suivantes : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s.

Il est à remarquer aussi que les amplitudes respectives des pics du doublet Autler-Townes observé sont différentes, et que cette différence s'accroît avec la séparation du doublet. L'asymétrie croissante des amplitudes du doublet avec sa séparation malgré le fait que le champ RF est à résonance s'explique principalement par la variation de la pulsation de Rabi effective de la transition à 2 photons au cours du balayage. Cette variation résulte pour rappel du fait que le balayage via le faisceau à 780 nm entraîne une variation du désaccord intermédiaire, auquel la pulsation de Rabi effective Ω_{2ph} est inversement proportionnelle, et ce dans le même sens que le balayage. Pour cette raison, la pulsation de Rabi effective évolue en sens inverse de la fréquence instantanée de la transition à 2 photons. Elle est donc plus élevée à la fréquence ω_- du pic de gauche marquant la résonance vers l'état $|-\rangle$, qu'à celle ω_+ du pic de droite marquant la résonance vers l'état $|+\rangle$. Comme l'amplitude d'un pic hors-saturation est proportionnelle à la pulsation de Rabi effective (cf chapitre 2, section 2.3.1) l'amplitude du pic de gauche reste alors toujours plus élevée que celle du pic de droite, d'où la différence observée.

Bien que la fréquence du champ RF ait été choisie tel que ce dernier soit en théorie résonant, il est également possible que ce ne soit en réalité pas parfaitement le cas, et que le champ présente un faible désaccord de quelques MHz contribuant aussi, dans une moindre mesure, à l'asymétrie du doublet. Un tel désaccord peut éventuellement provenir d'incertitudes expérimentales (effet Stark...), la valeur théorique ω_{ARC} de la fréquence de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ étant connue avec une précision de l'ordre du kHz [114, 115, 126].

3.1.1 Linéarité et étendue de mesure

Lorsque le champ RF est résonant dans la configuration "classique" où nous nous trouvons, la séparation $\delta\omega = \omega_+ - \omega_-$ du doublet Autler-Townes observé via la fluorescence donne en principe directement, d'après l'équation 3.1, la pulsation de Rabi du couplage RF Ω_{RF} . Cette dernière est pour rappel proportionnelle à l'amplitude E_{RF} du champ au niveau des atomes :

$$\Omega_{RF} = \frac{d_0 \cdot E_{RF}}{\hbar} = \frac{d_0 \cdot \sqrt{\frac{4P_{RF}}{\epsilon_0 c S}}}{\hbar} \quad (3.3)$$

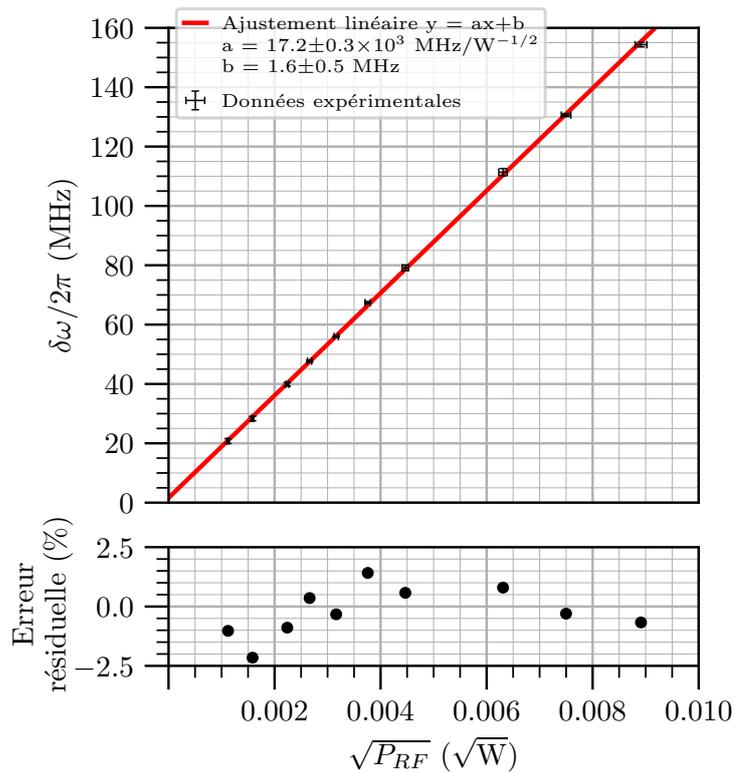


FIGURE 3.3 – Evolution de la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes mesurée grâce aux spectres de fluorescence lorsque le champ RF est quasi-résonant à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz, en fonction de la racine de la puissance P_{RF} du champ à l'entrée de l'antenne. Sur la partie supérieure, les points noirs correspondent aux données expérimentales, et la courbe rouge à un ajustement linéaire de ces données. Les barres d'incertitude horizontales sont définies par l'amplitude des fluctuations observées de la puissance RF à l'entrée de l'antenne (0.1 dB, soit 2.3% de chaque valeur de puissance), et les verticales par l'écart-type statistique des 10 échantillons correspondant à chaque point. La partie inférieure montre quant-à-elle l'évolution de l'erreur résiduelle entre les données et l'ajustement.

avec $d_0 = 3164 e.a_0$ C.m [116] le dipôle de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ calculé par ARC. Ainsi, tout comme avec les capteurs basés sur la spectroscopie par EIT, on peut *a priori*, connaissant d_0 , déduire de la séparation du doublet $\delta\omega$ mesurée grâce aux spectres de fluorescence l'amplitude E_{RF} du champ. Afin de caractériser la linéarité et l'étendue de mesure de cette méthode d'estimation, nous avons tracé l'évolution de la séparation $\delta\omega$ du doublet créé par le champ RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz en fonction de la racine de sa puissance P_{RF} , estimée à l'entrée de l'antenne. Cette évolution est représentée en figure 3.3, sur laquelle les points noirs sont les données expérimentales, et la ligne rouge en train plein un ajustement linéaire de type $y = ax + b$ de ces données. Pour chaque valeur de puissance considérée, la valeur mesurée de $\delta\omega$ reportée sur le graphique a été obtenue comme la séparation moyenne du doublet sur 10 paires successives de scans de sens opposés du spectre de fluorescence. Bien que peu visibles car de taille similaire à celle des points, les incertitudes suivant les axes horizontal x et vertical y ont été prises en compte. Les incertitudes suivant x sont définies par l'amplitude des fluctuations observées de la

puissance RF à l'entrée de l'antenne (environ 0.1 dB autour de la puissance moyenne, soit 2.3% de cette dernière), convertie en \sqrt{W} . Celles suivant l'axe y correspondent à l'écart-type statistique des 10 échantillons de séparation moyenne du doublet sur chaque paire de scans de sens opposés, de l'ordre de quelques centaines de kHz. En bas de la figure 3.3, nous avons également représenté l'erreur résiduelle relative de l'ajustement linéaire par rapport aux valeurs de séparations du doublet mesurées à chaque puissance P_{RF} .

Comme le montre la figure 3.3, l'évolution de la séparation du doublet avec la racine de la puissance du signal RF suit le comportement linéaire attendu, avec des points expérimentaux s'alignant très bien sur la droite d'ajustement. En particulier, sur toute la plage de valeurs de puissance RF que nous avons explorée, les écarts résiduels relatifs entre les points et la droite restent inférieurs ou égaux à 2.5 %, démontrant ainsi une bonne linéarité de notre méthode de mesure. Ces faibles écarts résiduels peuvent être attribués à plusieurs sources, parmi lesquelles :

- l'incertitude sur la puissance RF vue par les atomes,
- d'éventuelles erreurs sur l'estimation de la fréquence des pics lors de l'ajustement du signal par la fonction à 2 gaussiennes asymétriques, en raison du bruit sur le signal
- les fluctuations de puissance et de fréquence de la lumière de refroidissement. Celles-ci peuvent en effet faire varier au cours du scan l'énergie du niveau fondamental habillé par cette lumière (cf chapitre 2, section 2.1.2), et par suite les fréquences des transitions vers les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$, ce qui a pour effet de perturber la mesure de la séparation du doublet.

La pente de la droite déterminée par l'ajustement est de $17.2 \pm 0.3 \times 10^3 \text{ MHz}/\sqrt{W}$, et son ordonnée à l'origine de $1,6 \pm 0,5 \text{ MHz}$. Cette ordonnée à l'origine non-nulle n'est pas conforme à l'absence de dédoublement Autler-Townes en l'absence de signal RF, et peut provenir de 2 choses. La première est l'éventuel faible désaccord ϵ du champ RF en raison de l'incertitude sur la valeur de la fréquence de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ à laquelle nous nous sommes fiés. Si ce désaccord ϵ existe bel et bien, il contribue à la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes au second ordre, étant petit ($\leq 2\pi \times \text{MHz}$) devant la pulsation de Rabi du couplage RF sur toute la gamme de puissances considérées ($\sim 2\pi \times (20 - 150) \text{ MHz}$ d'après les séparations mesurées) :

$$\delta\omega = \sqrt{\Omega_{RF}^2 + \epsilon^2} \approx \Omega_{RF} + \frac{\epsilon^2}{2\Omega_{RF}} \quad (3.4)$$

Le terme de second ordre dû à ϵ créé un écart par rapport au modèle valable pour un champ parfaitement résonnant, dans lequel la séparation $\delta\omega$ est proportionnelle à la racine de la puissance RF. Ayant la plus forte contribution là où la pulsation de Rabi (autrement dit la puissance RF) est la plus faible, ce terme a ainsi pu faire dévier du modèle les premiers points de la courbe expérimentale de la figure 3.3, et de ce fait influencer la détermination de l'ordonnée à l'origine lors de l'ajustement. L'autre cause possible de cette ordonnée à l'origine non nulle est un biais dans l'estimation des plus petites valeurs de séparation du doublet Autler-Townes, résultant des limites de notre protocole d'extraction des données. En effet, lorsque les 2 raies du doublet commencent à se recouvrir, ce qui se produit pour des séparations inférieures à 30 MHz, la réponse du PMO donne lieu à un spectre de fluorescence qui ne correspond plus tout à fait à la somme des 2 gaussiennes asymétriques formant la fonction d'ajustement utilisée. Dès lors, l'erreur commise par l'ajustement dans l'estimation de la fréquence des pics du doublet augmente significativement, et conduit à une surévaluation de la séparation de ce dernier plus la séparation est faible. Pour le prouver, nous avons simulé à l'aide du modèle d'équations de taux une série de doublets Autler-Townes de séparations connues car imposées via les paramètres du modèle, et nous avons ensuite comparé dans chaque cas la séparation $\delta\omega_{mes}$ estimée grâce à l'ajustement des spectres simulés et celle imposée $\delta\omega_{imp}$. Chaque valeur de $\delta\omega_{mes}$ est encore une fois issue d'une moyenne sur 2 spectres simulés, l'un associé à un balayage montant et l'autre à un descendant. L'écart relatif algébrique entre les 2 types de valeurs de séparation estimée et imposée est tracé en fonction de celle imposée en figure 3.4. Comme on

peut le constater, l'écart reste négligeable tant que la valeur vraie de la séparation du doublet est supérieure à environ 30 MHz, mais s'accroît fortement dès qu'elle passe en dessous de ce seuil, atteignant ainsi +4.5% à la plus petite séparation mesurée expérimentalement (20 MHz). En d'autres termes, la valeur du premier point de la courbe de la figure 3.3 a possiblement été surévaluée d'environ 1 MHz. Cela a pu également participer à faire converger l'ajustement linéaire des données expérimentales de cette figure vers une faible ordonnée à l'origine positive.

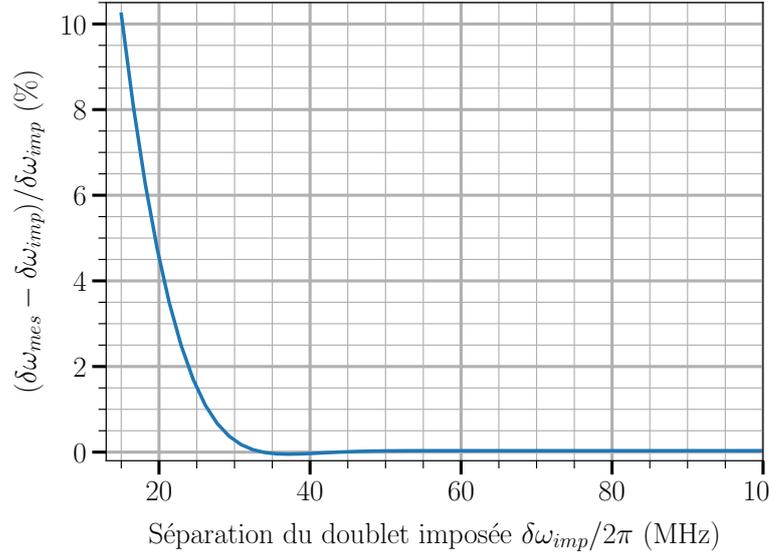


FIGURE 3.4 – Evolution de l'erreur relative commise par notre procédure d'extraction des données sur l'estimation de la séparation d'un doublet Autler-Townes simulé à l'aide du modèle d'équations de taux, en fonction de la valeur de séparation imposée $\delta\omega_{imp}$ dans la simulation. $\delta\omega_{mes}$ désigne la séparation estimée grâce à l'ajustement du spectre simulé. Valeurs des paramètres du modèle d'équation de taux considérées : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s

En ce qui concerne l'étendue de mesure, la plus petite séparation mesurable $\delta\omega_{min}$ est fixée par la largeur FWHM d'un pic, égale à 15 MHz (cf chapitre 2, section 2.1.1). Suivant un critère analogue au critère de Rayleigh en optique, les 2 pics du doublet Autler-Townes ne peuvent en effet être bien discernés que s'ils sont séparés d'au moins leur largeur FWHM, d'autant plus que l'ajustement des spectres permettant l'extraction des données échoue dans le cas contraire. C'est d'ailleurs pour ces raisons que la série de mesures présentée en figure 3.3 débute à une valeur de séparation similaire d'environ 20 MHz. Compte-tenu du dipôle de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ ($3164 \text{ e.a}_0 \text{ C.m}$ d'après ARC [116]), la séparation minimale de 15 MHz précédente équivaut, d'après l'équation 3.3, à une amplitude minimale mesurable du champ de 3,8 mV/cm. Cela découle directement des mécanismes d'élargissement des pics liés au PMO, à savoir l'effet Zeeman dû au gradient de champs magnétique, et le mélange entre les états $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ dû à la lumière de refroidissement. Les séparation et amplitude du champ maximales mesurables se trouvent quant-à-elles limitées par l'asymétrisation du doublet résultant de la variation de la pulsation de Rabi effective à 2 photons au cours du balayage, tel qu'expliqué précédemment (cf page 79). En effet, plus la séparation $\delta\omega$ du doublet est grande, plus la fréquence à 2 photons du pic de droite marquant la résonance vers l'état $|+\rangle$ est élevée, et plus la pulsation de Rabi effective correspondante diminue, réduisant ainsi l'amplitude du pic. Il en va de même mais en sens inverse pour le pic de gauche

marquant la résonance vers l'état $|-\rangle$. Lorsque $\delta\omega$ devient comparable au désaccord intermédiaire, la pulsation de Rabi effective à la fréquence du pic de droite finit ainsi par être assez faible pour que ce dernier ne soit plus discernable, et/ou celle à la fréquence du pic de gauche assez forte pour que ce dernier sature. On a alors franchi la limite supérieure de l'étendue de mesure, au delà de laquelle il n'est plus possible de mesurer de séparation, et donc l'amplitude du champ. La valeur précise de cette limite n'a pas pu être évaluée expérimentalement : nous avons réussi à atteindre une séparation maximale d'environ 250 MHz, à laquelle les 2 pics du doublet restent encore nettement perceptibles, mais le dispositif d'asservissement des lasers n'a pas permis d'aller au delà. Toutefois, des simulations à partir du modèle d'équations de taux laissent prévoir une séparation maximale mesurable aux alentours de 800 MHz, soit une amplitude maximale mesurable du champ de 200 mV/cm. Cette limite n'est pas fondamentale, et pourrait être repoussée en réalisant le balayage via le laser à 480 nm plutôt que via celui à 780 nm. En effet, cela permettrait de s'affranchir de la variation du désaccord intermédiaire au cours du scan, et donc de celle de la pulsation de Rabi à 2 photons, grâce à quoi les pics du doublet pourraient garder chacun une amplitude constante, indépendamment de leur séparation.

3.1.2 Impact de la puissance du signal RF sur la fréquence centrale du doublet

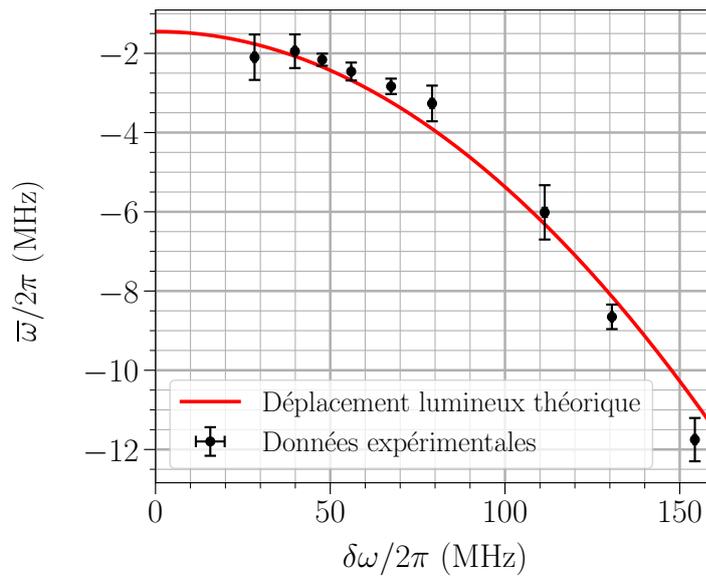


FIGURE 3.5 – Fréquence centrale $\bar{\omega}/2\pi$ du doublet Autler-Townes induit par le champ RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz en fonction de la séparation mesurée $\delta\omega/2\pi$ du doublet. Les points noirs symbolisent les données expérimentales, comptées relativement à ω_0 et issues du même jeu de données que celui de la section 3.1.1 et de la figure 3.3. Chaque $\delta\omega$ en abscisse correspond donc à une certaine puissance RF. La courbe rouge représente la fréquence centrale théorique fixée par les déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, tel que $\bar{\omega} = (\delta_1^{LS} + \delta_2^{LS})/2$, et à laquelle on a ajouté un offset de -1,45 MHz. Cet offset permet d'ajuster au mieux la courbe rouge aux données expérimentales, en tenant compte d'un éventuel désaccord résiduel du champ RF, et d'une possible erreur sur la référence ω_0 .

Une autre information utile contenue dans les doublets Autler-Townes observés est la fréquence centrale de ces derniers $\bar{\omega} = (\omega_+ + \omega_-)/2 - \omega_0$. Selon l'équation 3.1, cette fréquence centrale $\bar{\omega}$ est égale à la moitié du désaccord Δ_{RF} du signal RF, et devrait donc permettre de retrouver la fréquence de celui-ci. Cela s'avère particulièrement intéressant dans le cas envisagé plus loin où le signal n'est plus à résonance. En effet, en pareil cas, l'estimation de l'amplitude du champ à partir de la séparation $\delta\omega$ du doublet n'est possible que si l'on connaît aussi le désaccord du champ, puisque $\delta\omega = \sqrt{\Omega_{RF}^2 + \Delta_{RF}^2}$. Nous ne nous attarderons cependant pas davantage ici sur le cas d'un champ hors-résonance, qui sera discuté plus en détail ultérieurement en section 3.3.

Nous avons tracé en figure 3.5 l'évolution de la fréquence centrale du doublet, comptée relativement à ω_0 , en fonction de la séparation de ce dernier, à partir du même jeu de données expérimentales que celui de la section 3.1.1 précédente. Sur la figure, chaque point de couleur noire représente donc la moyenne sur 10 paires de scans ascendants/descendants des 10 valeurs de fréquence centrale moyenne associées, et les barres d'incertitude l'écart-type statistique de ces 10 valeurs. On rappelle également que les différentes séparation $\delta\omega$ en abscisse des points correspondent chacune à une puissance RF donnée (cf figure 3.3), et que la fréquence du champs est maintenue fixe à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz pour toutes les puissances. Comme on peut le voir sur la figure 3.5, il apparaît que la fréquence centrale du doublet se décale de plus en plus vers les fréquences inférieures à ω_0 à mesure que la séparation, ou autrement dit la puissance RF, augmente. Ce décalage s'explique par des déplacements lumineux des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ sous l'effet de couplages non-résonants à d'autres états de Rydberg voisins par le signal RF. Un aperçu des états voisins impliqués est donné par le diagramme d'énergie de la figure 3.6. À cause de ces déplacements lumineux, la fréquence de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$, et par conséquent le désaccord du signal RF, varie d'autant plus que le couplage RF est fort, d'où une évolution de la fréquence centrale du doublet avec la puissance du signal.

L'interprétation précédente est confirmée quantitativement par un calcul théorique de la fréquence centrale à partir d'une version corrigée de l'équation 3.1, tenant compte des déplacements lumineux. Appelons δ_1^{DL} et δ_2^{DL} les déplacements lumineux respectifs des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, et choisissons une convention où ces déplacements sont positifs s'ils tendent à augmenter l'énergie du niveau associé, et négatifs s'ils tendent à la diminuer. Compte tenu du déplacement δ_1^{DL} de $|61S_{1/2}\rangle$, la fréquence de la transition entre les états fondamental et $|61P_{1/2}\rangle$ n'est plus égale à ω_0 , mais à $\omega_0 + \delta_1^{DL}$, et le terme en ω_0 dans l'équation 3.1 doit être remplacé en conséquence. De même, le désaccord du signal RF ne vaut plus simplement Δ_{RF} (valeur imposée par rapport à la transition non perturbée), mais $\Delta_{RF} + \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS}$. Le signe + devant δ_1^{LS} se justifie par le fait que lorsque ce dernier est du même signe que Δ_{RF} , il contribue à augmenter le désaccord total, et à le diminuer quand il est du signe opposé. À l'inverse, δ_2^{LS} est précédé d'un signe - car il contribue à diminuer le désaccord total quand il est du même signe que Δ_{RF} , et à l'augmenter dans le cas contraire. Avec ces corrections, l'équation 3.1 se réécrit sous la forme la forme suivante :

$$\omega_{\pm} = \omega_0 - \frac{\Delta_{RF} - \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Omega_{RF}^2 + (\Delta_{RF} + \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS})^2} \quad (3.5)$$

De cette équation corrigée, on déduit de nouvelles expressions de $\delta\omega$ et $\bar{\omega}$ prenant en compte les déplacements lumineux :

$$\delta\omega = \omega_+ - \omega_- = \sqrt{\Omega_{RF}^2 + (\Delta_{RF} + \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS})^2} \quad (3.6)$$

$$\bar{\omega} = \frac{\omega_+ + \omega_-}{2} - \omega_0 = -\frac{\Delta_{RF} - \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS}}{2} \quad (3.7)$$

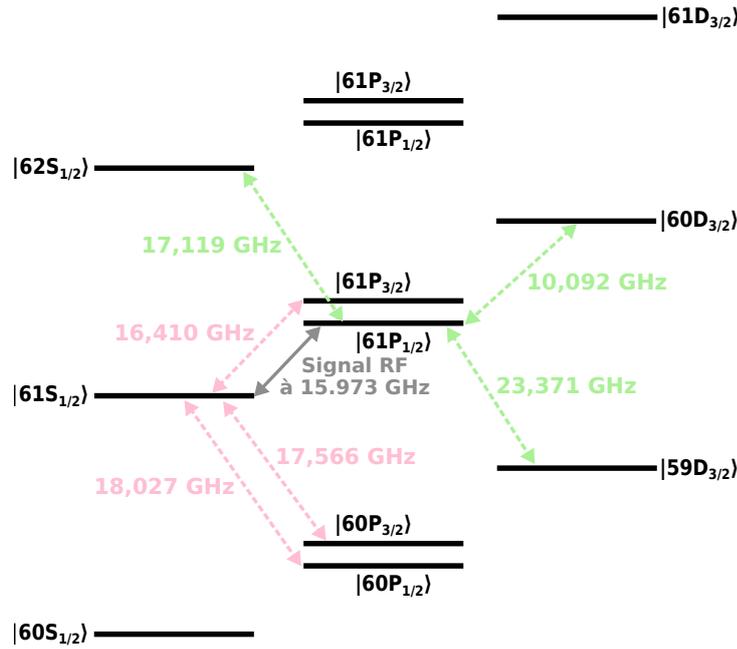


FIGURE 3.6 – Diagramme d'énergie des niveaux de Rydberg voisins couplés hors-résonance aux états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ par le signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz, et contribuant majoritairement aux déplacements lumineux de ces derniers. Les couplages responsables du déplacement de $|61S_{1/2}\rangle$ sont représentés en rose, et ceux de celui de $|61P_{1/2}\rangle$ en vert.

La valeur des déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} s'obtient dans les 2 cas en faisant la somme des contributions de chaque couplage avec un état de Rydberg voisin, comme suit [127] :

$$\delta_i^{LS} = \sum_j \frac{|\Omega_{ij}|^2}{4\Delta_{ij}} \quad (3.8)$$

où l'indice $i = 1, 2$ se réfère à l'état $|61S_{1/2}\rangle$ quand il vaut 1, et à l'état $|61P_{1/2}\rangle$ quand il vaut 2. L'indice j désigne quant-à-lui les autres états de Rydberg voisins couplés à $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ par le signal RF. Dans cette somme, $\Delta_{ij} = \omega_{RF} - \omega_{ij}$ représente le désaccord du signal par rapport à la transition voisine $i \rightarrow j$ impliquée dans le déplacement, et Ω_{ij} la pulsation de Rabi du couplage à cette transition. Ω_{ij} peut être estimée connaissant la pulsation de Rabi Ω_{RF} du couplage entre les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, le dipôle d_0 de la transition entre ces états (3164 e.a₀ C.m) et celui d_{ij} de la transition $i \rightarrow j$, grâce à la relation $\Omega_{ij} = d_{ij}\Omega_{RF}/d_0$. Enfin, chaque contribution au déplacement lumineux δ_i^{LS} est comptée positivement si elle tend à augmenter l'énergie du niveau i , et négativement si elle tend à la diminuer. Les états voisins pris en compte dans le calcul de δ_1^{LS} se limitent à $|61P_{3/2}\rangle$, $|60P_{3/2}\rangle$, $|60P_{1/2}\rangle$, et ceux dans le calcul de δ_2^{LS} à $|62S_{1/2}\rangle$, $|60D_{3/2}\rangle$, $|59D_{3/2}\rangle$, car les contributions des couplages aux autres états voisins autorisés par les règles de sélection sont négligeables, du fait de désaccords supérieurs. Les propriétés des transitions de $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ vers ces états, ainsi que les indices j qui ont été affectés à ces dernières, sont récapitulés dans le tableau 3.1 ci dessous.

Au vu des considérations ci-dessus, δ_1^{LS} et δ_2^{LS} peuvent s'exprimer ainsi :

Transition	Indice j	Dipôle d_{ij} (C.m)	Fréquence $\omega_{ij}/2\pi$ (GHz)	Désaccord $\Delta_{ij}/2\pi$ (MHz) à $\omega_{RF}/2\pi = 15,973$ GHz
$ 61S_{1/2}\rangle \rightarrow 61P_{3/2}\rangle$	3	4403,9 e. a_0	16,410	-437
$ 61S_{1/2}\rangle \rightarrow 60P_{1/2}\rangle$	4	2880,4 e. a_0	18,027	-2054
$ 61S_{1/2}\rangle \rightarrow 60P_{3/2}\rangle$	5	4148,1 e. a_0	17,566	-1593
$ 61P_{1/2}\rangle \rightarrow 62S_{1/2}\rangle$	6	2981,7 e. a_0	17,119	-1149
$ 61P_{1/2}\rangle \rightarrow 60D_{3/2}\rangle$	7	5348 e. a_0	10,092	+5881
$ 61P_{1/2}\rangle \rightarrow 59D_{3/2}\rangle$	8	3067,7 e. a_0	23,371	-7398

TABLEAU 3.1 – Ensemble des transitions vers les états de Rydberg voisins couplées par le signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz et contribuant significativement aux déplacements lumineux des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ + dipôles et fréquences de ces transitions. Les valeurs des fréquences et des dipôles des différentes transition sont celles indiquées par ARC [116]

$$\delta_1^{LS} = \frac{\Omega_{RF}^2}{4d_0^2} \left(-\frac{d_{13}^2}{|\Delta_{13}|} + \frac{d_{14}^2}{|\Delta_{14}|} + \frac{d_{15}^2}{|\Delta_{15}|} \right) \quad (3.9)$$

$$\delta_2^{LS} = \frac{\Omega_{RF}^2}{4d_0^2} \left(-\frac{d_{26}^2}{|\Delta_{26}|} + \frac{d_{27}^2}{|\Delta_{27}|} + \frac{d_{28}^2}{|\Delta_{28}|} \right) \quad (3.10)$$

La courbe rouge sur la figure 3.5 provient d'un calcul de la fréquence centrale du doublet en fonction de la séparation $\delta\omega$, selon l'expression $\bar{\omega} = (\delta_1^{LS} + \delta_2^{LS})/2 + \bar{\omega}_0$. Le terme $\bar{\omega}_0$ est un offset libre, introduit pour tenir compte des éventuelles contributions aux fréquences centrales mesurées d'un faible désaccord résiduel Δ_{RF} du champ et/ou d'un biais sur l'estimation ω_0 de la fréquence de transition entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$, servant de référence. Il a été ajusté manuellement de telle sorte que la courbe rouge passe au mieux par l'ensemble des points expérimentaux. Pour chaque $\delta\omega$, les déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} ont été calculés en appliquant les équations 3.9 et 3.10 avec les valeurs de d_{ij} et Δ_{ij} du tableau 3.1, et en considérant que $\Omega_{RF} \simeq \delta\omega$. L'approximation précédente peut être faite très raisonnablement dans la mesure où l'éventuel désaccord résiduel du champ RF ainsi que les déplacements lumineux restent faibles devant toutes les séparations mesurées. Par exemple, lorsque $\Omega_{RF} \simeq \delta\omega = 100$ MHz, on trouve $\delta_1^{LS} = 2\pi \times 7.4$ MHz, et $\delta_2^{LS} = -2\pi \times 0,4$ MHz. Avec un offset $\bar{\omega}_0$ de -1.45 MHz, l'évolution de la fréquence centrale $\bar{\omega}$ ainsi estimée théoriquement s'accorde très bien avec celle mesurée expérimentalement.

3.2 Stabilité, résolution, et sensibilité des mesures par spectroscopie DPMO

Les performances en termes de sensibilité, résolution et stabilité long terme d'un instrument ou d'une méthode de mesure peuvent être caractérisées à l'aide de l'écart-type (ou la variance) d'Allan. Il s'agit en effet d'un outil mathématique qui compare la dispersion d'échantillons statistiques à différentes échelles de temps sur un ensemble de N mesures de la même quantité physique, fournissant ainsi des informations sur les grandeurs métrologiques qui viennent d'être citées. Une définition plus précise de l'écart-type d'Allan ainsi que des détails supplémentaires sur son calcul et son interprétation sont donnés en référence [128]. Afin d'évaluer les performances de notre technique de mesure basée sur la spectroscopie DPMO, nous nous sommes d'abord intéressés à l'écart-type d'Allan glissant σ_ω relatif à la mesure de la fréquence de transition entre les états fonda-

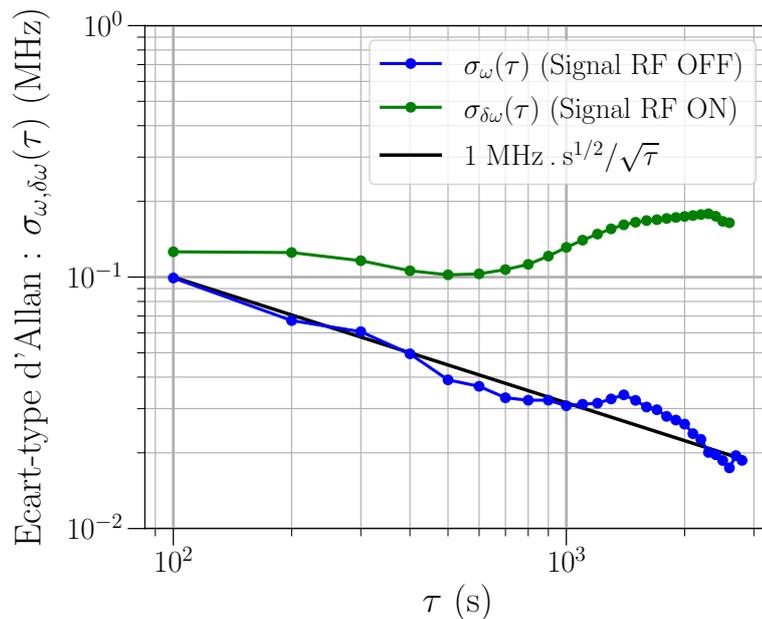


FIGURE 3.7 – Evolutions en fonction du temps d’intégration τ des écart-types d’Allan glissants σ_{ω} relatif à la fréquence $\omega/2\pi$ du pic marquant la résonance en l’absence de signal RF (courbe bleue), et $\sigma_{\delta\omega}$ relatif à la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes en présence d’un signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz (courbe verte). La puissance RF estimée à l’entrée de l’antenne s’élève ici à -23 dBm. La droite noire représente la tendance en $1 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{1/2} / \sqrt{\tau}$ suivie par la courbe bleue

mental et $|61S_{1/2}\rangle$. Son évolution avec le temps d’intégration τ a été calculée à partir de 57 valeurs de la fréquence du pic marquant cette transition, issues de 57 paires de spectres montant/descendant acquises en l’absence de signal RF, avec seulement la transition à 2 photons optimisée, dans des conditions expérimentales toujours identiques. Pour chaque scan, la fréquence de la transition à 2 photons a été balayée à une vitesse de 2 MHz/s entre -50 MHz et $+50$ MHz autour de la fréquence de référence $\omega_0/2\pi$, portant à 100 s la durée d’acquisition d’une paire de spectres, et à 5700 s le temps de mesure total. La courbe d’écart-type d’Allan glissant σ_{ω} en fonction du temps d’intégration τ ainsi obtenue est représentée en figure 3.7 par les points de couleur bleue. Cette courbe, relative à la fréquence mesurée de l’unique pic observé en l’absence de signal RF, renseigne sur la stabilité et les limites intrinsèques de notre expérience. Elle permet également d’extrapoler les performances potentielles des mesures de séparation du doublet Autler-Townes et donc d’amplitude du champ RF, dans le cas idéal où ces performances seraient elles aussi limitées par la stabilité intrinsèque, et donc proches de celles des mesures en l’absence de champ.

D’après la figure 3.7, l’écart-type d’Allan $\sigma_{\omega}(\tau)$ ne fait que diminuer aux échelles de temps considérées ($\tau = 100$ s à 5700 s), démontrant ainsi l’absence de dérives notables à ces échelles de temps. À court terme, il suit de plus une tendance en $1 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{1/2} / \sqrt{\tau}$, ce qui signifie que la source principale de fluctuations sur la fréquence mesurée du pic marquant la résonance vers l’état $|61S_{1/2}\rangle$ est un bruit blanc. Physiquement, les fluctuations coup-à-coup pour $\tau = 100$ s peuvent s’expliquer par l’influence du bruit de fluorescence lié à la largeur de raie des lasers refroidisseurs (cf. partie 2.1.3) sur l’ajustement des spectres, et donc sur l’extraction des données. L’écart-type d’Allan $\sigma_{\omega}(\tau)$ étant dominé par un bruit blanc, la sensibilité S sur la mesure de la fréquence du pic peut être définie comme $\sigma_{\omega}(\tau) \times \sqrt{\tau}$, ce qui donne $S \simeq 1 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{1/2}$. Dans l’hypothèse d’une sensibilité idéal-

lement identique sur la mesure de séparation du doublet Autler-Townes, il est possible, en utilisant l'équation 3.3 et le dipôle théorique de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$, d'en déduire la sensibilité équivalente sur la mesure d'amplitude du champ. On obtient ainsi $250 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$. Cette valeur est relativement plus élevée que celles rapportées dans la littérature pour d'autres types de capteurs à base d'atomes de Rydberg. Il faut souligner cependant qu'elle pourrait être améliorée, car le protocole de mesure à partir des spectres décrit et employé dans cette thèse n'est pas optimal pour maximiser la sensibilité. Une autre approche plus efficace consisterait par exemple à restreindre le scan seulement aux flancs des pics de chute de la fluorescence, car c'est sur les flancs que la variation du signal avec la grandeur mesurée est la plus grande. La diminution de l'écart-type d'Allan $\sigma_\omega(\tau)$ signifie également que pour des temps d'intégration τ de plus en plus grands, notre instrument est capable de résoudre des variations de plus en plus petites de la fréquence du pic marquant la résonance vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$. La résolution de l'instrument, définie ici comme la plus petite variation qu'il est parvenu à détecter et donnée par le plus faible écart-type d'Allan mesuré, atteint en particulier 18 kHz au bout de $\tau = 2600$ s. Toujours dans le cas idéal de performances similaires des mesures de séparation du doublet Autler-Townes, cette résolution peut à nouveau être convertie grâce à l'équation 3.3 en une résolution équivalente sur l'amplitude du champ RF, que l'on estime ainsi à $5 \mu\text{V}/\text{cm}$. Bien que $\sigma_\omega(\tau)$ n'ait pas été tracé jusqu'à des temps assez grands pour constater une dérive long-terme et voir à partir de quel τ elle se produit, on peut néanmoins s'attendre à ce que la stabilité long-terme soit limitée par des variations lentes de la puissance des faisceaux refroidisseurs et Rydberg. En effet, à cause de ces variations, le déplacement lumineux subi par le niveau fondamental (cf chapitre 2, section 2.1.2) change au cours du temps, entraînant de cette façon une dérive lente de la fréquence de transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Dans une moindre mesure, les fluctuations de polarisation des faisceaux Rydberg peuvent aussi avoir un impact sur la stabilité long-terme.

Dans un second temps, nous avons tracé en fonction de τ l'écart-type d'Allan glissant $\sigma_{\delta\omega}(\tau)$ relatif à la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes observé en présence du signal RF, lorsque ce dernier est accordé à résonance ($\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz), et que sa puissance à l'entrée de l'antenne vaut -23 dBm. Pour ce faire, nous avons enregistré dans ces conditions 54 paires de spectres montants/descendants, et utilisé les 54 valeurs de séparation (voisines de 45 MHz) qui en ont été extraites. Chaque scan a de nouveau été réalisé en balayant la fréquence de la transition à 2 photons optimisée entre -50 MHz et +50 MHz autour de la fréquence de référence ω_0 , et ce à une vitesse de 2 MHz/s. L'évolution de l'écart-type d'Allan glissant $\sigma_{\delta\omega}(\tau)$ mesuré en fonction de τ est tracée en figure 3.7 (courbe de couleur verte). Celle-ci indique qu'à court terme, le bruit sur la mesure de $\delta\omega$ est légèrement plus élevé que celui sur la mesure de la fréquence de transition ω entre les états fondamental et $|61S_{1/2}\rangle$. Cela peut se justifier par le fait que la diminution du contraste des pics du doublet par rapport au cas où le signal RF est absent (cf figure 3.2) entraîne une légère dégradation du RSB. À plus long terme, $\sigma_{\delta\omega}$ augmente, et indique donc une dérive de la séparation Autler-Townes $\delta\omega/2\pi$ d'environ 200 kHz pour $\tau > 1000$ s. Nous attribuons cette dérive long-terme à l'instabilité de la puissance du signal RF, résultant des limites de notre chaîne micro-onde. Une référence plus stable en puissance serait requise pour mieux caractériser les performances métrologiques à long-terme de notre technique de mesure de l'amplitude du signal par le biais de $\delta\omega$.

3.3 Spectroscopie de l'effet Autler-Townes en présence d'un champ RF hors-résonance

3.3.1 Influence du désaccord sur les caractéristiques du doublet Autler-Townes

On s'intéresse maintenant dans cette section à la situation où le champ RF couplant les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ n'est plus forcément à résonance. Dans ce cas, la mesure de l'amplitude du champ à partir de la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes n'est plus aussi simple qu'à résonance, car la séparation dépend également désormais du désaccord Δ_{RF} du champ par rapport à la transition non perturbée, tel que, pour rappel :

$$\delta\omega = \sqrt{\Omega_{RF}^2 + (\Delta_{RF} + \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS})^2} \quad (3.6)$$

La mesure de l'amplitude d'un champ inconnu ne peut donc être envisagée sans mesurer aussi le désaccord de ce dernier. Comme cela a déjà été brièvement évoqué auparavant, une possibilité pour cela serait d'utiliser en plus de la séparation $\delta\omega$ la fréquence centrale $\bar{\omega}$ du doublet, en tenant compte des déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$. Nous avons en effet établi à la sous-section 3.1.2 que :

$$\bar{\omega} = -\frac{\Delta_{RF} - \delta_1^{LS} - \delta_2^{LS}}{2} \quad (3.7)$$

Connaissant $\delta\omega$ et $\bar{\omega}$, on dispose alors de 2 équations du désaccord et de l'amplitude du champ qui, si elles sont vérifiées, devraient permettre par inversion de déterminer simultanément ces 2 quantités. Dans tout ce qui suit, le désaccord Δ_{RF} du champ sera défini de la manière suivante :

$$\Delta_{RF} = \omega_{RF} - \omega_{ARC} - \Delta_0 \quad (3.11)$$

où ω_{RF} désigne la fréquence du champ RF, et $\omega_{ARC} = 2\pi \times 15,973$ GHz la fréquence théorique de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ selon ARC [116]. Δ_0 fait quant-à-lui office de terme correctif, destiné à compenser l'éventuelle inexactitude de ω_{ARC} , ou toute autre source d'incertitude sur le désaccord. Ainsi, Δ_{RF} s'apparente à la valeur réelle du désaccord, par opposition à $\omega_{RF} - \omega_{ARC} = \Delta'_{RF}$. À l'aide de l'équation 3.11, les formules 3.9 et 3.10 donnant les déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} peuvent être réexprimées en fonction de Δ_{RF} tel que suit :

$$\delta_1^{LS} = \frac{\Omega_{RF}^2}{4d_0^2} \left(-\frac{d_{13}^2}{|\Delta_{13}^0 - \Delta_{RF}|} + \frac{d_{14}^2}{|\Delta_{14}^0 - \Delta_{RF}|} + \frac{d_{15}^2}{|\Delta_{15}^0 - \Delta_{RF}|} \right) \quad (3.12)$$

$$\delta_2^{LS} = \frac{\Omega_{RF}^2}{4d_0^2} \left(-\frac{d_{26}^2}{|\Delta_{26}^0 - \Delta_{RF}|} + \frac{d_{27}^2}{|\Delta_{27}^0 - \Delta_{RF}|} + \frac{d_{28}^2}{|\Delta_{28}^0 - \Delta_{RF}|} \right) \quad (3.13)$$

avec $\Delta_{ij}^0 = \omega_{ij} - \omega_{ARC}$ l'écart entre la fréquence théorique de la transition voisine $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ contribuant au déplacement lumineux et celle de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$. Les états voisins associés à chaque indice j ainsi que les valeurs des Δ_{ij}^0 sont précisées pour rappel dans le tableau 3.1.

Afin d'examiner la validité du modèle formé par les équations 3.6, 3.7, 3.12 et 3.13 pour un champ non-résonant, nous avons mesuré l'évolution de la fréquence centrale et de la séparation du doublet avec le désaccord Δ'_{RF} , et ce à 3 puissances différentes du champ (-20 dBm, -17 dBm et -14 dBm). Ces valeurs de puissances ont encore une fois été évaluées à l'entrée de l'antenne au

moyen d'un analyseur de spectre RF. Dans ce même objectif de validation, les données expérimentales recueillies ont ensuite été comparées au modèle via un ajustement de ces dernières par les équations 3.6 et 3.7, avec comme paramètres libres Ω_{RF} et Δ_0 . La procédure que nous avons suivie pour réaliser cet ajustement se résume à ceci :

- Pour une même valeur initiale de Δ_0 commune aux 3 séries de données expérimentales associées aux 3 puissances RF, on applique une première itération de l'ajustement à chacune des 3 séries, ce qui conduit à 3 valeurs de Ω_{RF} (une pour chaque série).
- On rectifie ensuite la valeur de Δ_0 commune aux 3 séries, de manière à améliorer encore l'ajustement.
- On réitère les 2 premières étapes, jusqu'à ce que la somme des erreurs résiduelles entre le modèle ajusté et les données expérimentales atteigne un minimum.

Les résultats des mesures de $\bar{\omega}$ et $\delta\omega$ en fonction de Δ'_{RF} aux 3 puissances P_{RF} considérées, ainsi que les courbes d'ajustement correspondantes, sont illustrés en figure 3.8, où les données à $P_{RF} = -20$ dBm apparaissent en rouge, celles à $P_{RF} = -17$ dBm en vert, et celles à $P_{RF} = -14$ dBm en bleu. Sur cette figure, chaque valeur expérimentale de $\delta\omega$ et de $\bar{\omega}$, symbolisée par un point, a été obtenue en faisant la moyenne des échantillons issus de 5 à 7 paires de scans ascendant/descendant. Ces mesures ont été référencées chacune par rapport à notre meilleure estimation, au moment de la mesure, de la fréquence de transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$. Il ressort de la figure 3.8 que les données expérimentales et les tendances définies par le modèle concordent assez bien entre elles. En effet, avec les valeurs optimales des paramètres libres, c'est-à-dire $\Delta_0 = -2\pi \times 1.36$ MHz, $\Omega_{RF} = 2\pi \times 47$ MHz à $P_{RF} = -20$ dBm, $\Omega_{RF} = 2\pi \times 66.5$ MHz à $P_{RF} = -17$ dBm, et $\Omega_{RF} = 2\pi \times 94.1$ MHz à $P_{RF} = -14$ dBm, les courbes d'ajustement reproduisent plutôt fidèlement les points expérimentaux. Plus particulièrement, la fréquence centrale $\bar{\omega}$ mesurée semble bien varier quasi-linéairement avec le désaccord, avec une pente proche de $-1/2$, et un offset croissant avec P_{RF} en raison des termes de déplacements lumineux, proportionnels à Ω_{RF}^2 et presque invariants avec les désaccords considérés. De même, les évolutions mesurées de $\delta\omega$ en fonction de Δ'_{RF} aux trois valeurs de puissance P_{RF} ressemblent bien à celle d'une loi de type $\sqrt{\Delta_{RF}^2 + C^2}$, avec à nouveau un offset C dépendant de la puissance à cause des termes en Ω_{RF} et en $\delta_1^{LS} - \delta_2^{LS}$ sous la racine. Tous ceci tend à confirmer la validité du modèle, et par suite la possibilité d'utiliser les équations 3.6 et 3.7 pour retrouver à la fois l'amplitude et le désaccord du champ si l'on connaît $\delta\omega$ et $\bar{\omega}$. Nous imputons les écarts résiduels de quelques MHz au plus entre les données expérimentales et le modèle principalement aux fluctuations et dérives de la puissance du signal RF envoyé aux atomes, notamment lorsque la fréquence du signal est changée. Cette hypothèse est appuyée par le fait que les données concernant $\delta\omega$, qui d'après le modèle sont celles qui dépendent le plus fortement de Ω_{RF} et donc de la puissance du champ, sont aussi celles qui présentent les écarts les plus importants par rapport au modèle. Elle l'est aussi par des mesures récentes de la puissance émise par notre chaîne micro-onde en fonction de la fréquence à l'aide d'un analyseur de réseau. Parmi les autres mécanismes susceptibles de justifier les écarts résiduels observés, on peut invoquer :

- La dégradation du RSB d'un deux pics, qui accompagne l'asymétrisation du doublet à mesure que la puissance et/ou le désaccord du champ augmentent. Cette asymétrisation n'est ici plus seulement liée à la variation de la pulsation de Rabi à 2 photons au cours des scans, et dont l'effet s'accroît avec la séparation, mais aussi à la dépendance des probabilités de transition vers les états habillés $|+\rangle$ et $|-\rangle$ vis-à-vis du désaccord². Cet effet est visible sur la figure 3.9, enregistrée à la puissance RF de consigne de -14 dBm.

2. D'après la théorie de l'effet Autler-Townes, la probabilité de transition de l'état fondamental vers l'état $|+\rangle$ est en effet donnée par $\cos^2\left(\frac{1}{2}\text{atan}\left(\frac{\Omega_{RF}}{\Delta_{RF}}\right)\right)$, et celle de transition de l'état fondamental vers l'état $|-\rangle$ par $\sin^2\left(\frac{1}{2}\text{atan}\left(\frac{\Omega_{RF}}{\Delta_{RF}}\right)\right)$

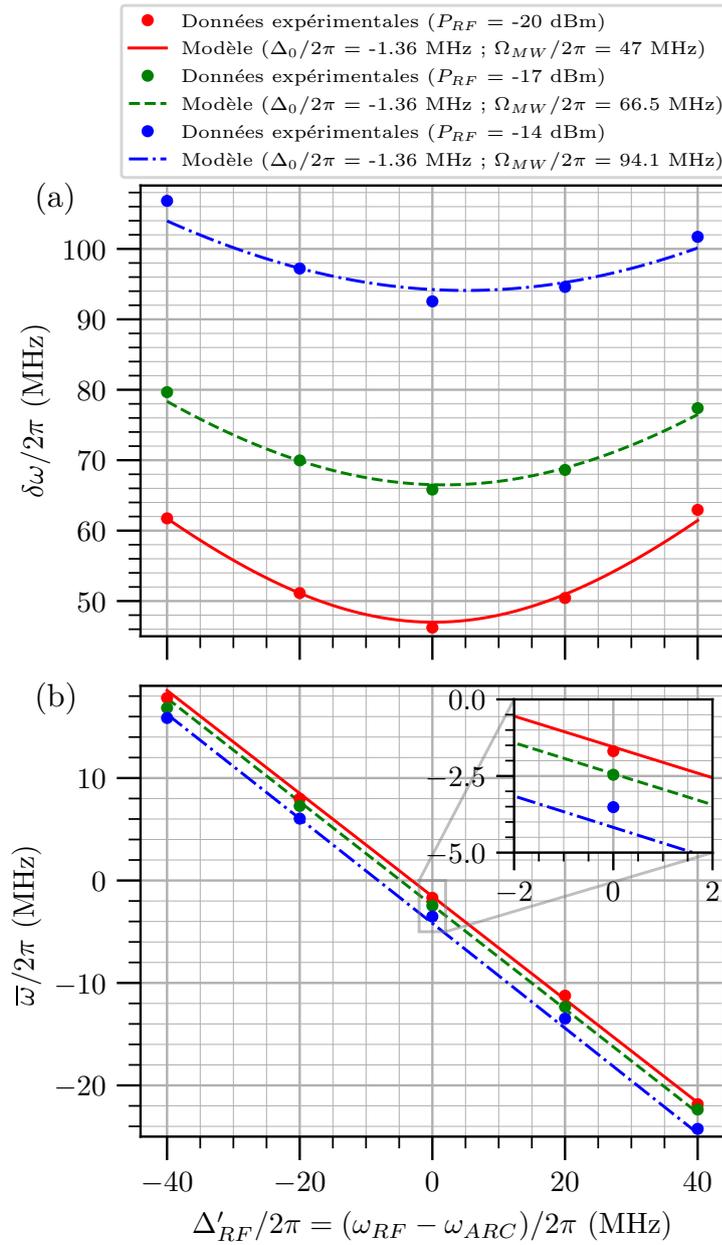


FIGURE 3.8 – Evolutions de la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes (haut), et de sa fréquence centrale $\bar{\omega}$ (bas), en fonction du désaccord Δ'_{RF} du signal RF relativement à la fréquence théorique de la transition $\omega_{ARC} = 2\pi \times 15.973$ GHz, pour des puissances P_{RF} du signal à l'entrée de l'antenne de -20 dBm (données rouge), -17 dBm (données vertes) et -14 dBm (données bleues). Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes à un ajustement par le modèle d'effet Autler-Townes tenant compte des déplacements lumineux (équations 3.6, 3.7 et 3.11). Les paramètres du modèle laissés libres lors de l'ajustement sont l'offset Δ_0 , et la pulsation de Rabi Ω_{RF} du couplage entre les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$

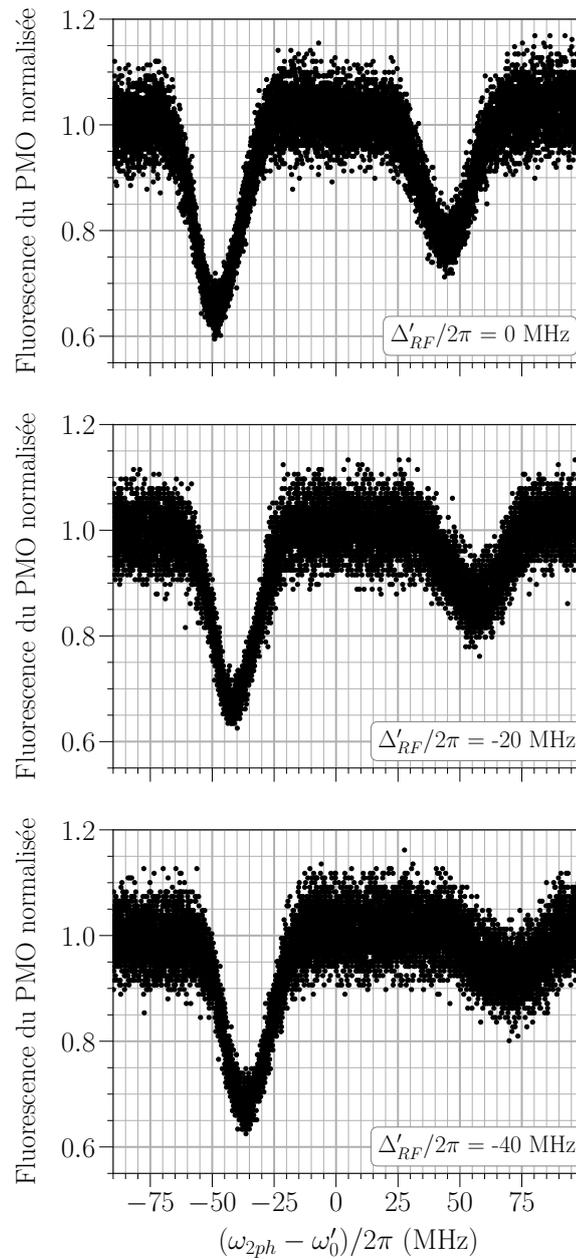


FIGURE 3.9 – Spectres de fluorescence du PMO obtenus en balayant la fréquence ω_{2ph} de la transition à 2 photons optimisée à 2 MHz/s en présence du signal RF à -14 dBm, pour différents désaccords Δ'_{RF} de ce dernier par rapport à la fréquence théorique $\omega_{ARC}/2\pi$ de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$. L'axe en fréquence de chacun des 3 spectres est référencé par rapport à une estimation actualisée ω'_0 de la fréquence de transition entre l'état fondamental habillé et l'état $|61S_{1/2}\rangle$.

Il est très probable que la dégradation du RSB entraîne une augmentation de l'erreur sur

l'estimation de la fréquence du pic concerné, engendrant ainsi un biais d'autant plus grand que la puissance et/ou le désaccord du champ est élevé.

- Le biais de notre procédure d'extraction des données.
- De probables variations des effets dynamiques liés au temps de réponse fini du PMO en fonction de la fréquence et/ou de l'amplitude des pics.
- Des incertitudes dans l'estimation des éléments de matrice dipolaires pour le calcul des déplacements lumineux, qui peuvent devenir de plus en plus importantes pour des valeurs croissantes de la puissance RF.
- Une éventuelle dérive de la fréquence de transition entre l'état fondamental et l'état $|61S_{1/2}\rangle$, en conséquence des fluctuations de puissance des faisceaux refroidisseurs. Elle va avoir pour effet principal de fausser légèrement les mesures de $\bar{\omega}$.

Il est à noter enfin que la plage de désaccords du champ Δ'_{RF} qui a été explorée est restreinte à ± 40 MHz autour de la fréquence théorique ω_{ARC} de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$. Cette plage couvre une grande partie de l'étendue de mesure du désaccord, limitée ici par le même phénomène de dégradation du RSB d'un des pics que celui évoqué plus haut à mesure que le désaccord augmente (cf figure 3.9). En effet, lorsque ce dernier atteint une valeur comparable à Ω_{RF} , le pic dont l'amplitude diminue devient trop peu discernable pour être correctement détecté, comme le suggèrent les lois de probabilité de transition vers les états de Rydberg habillés². La mesure des caractéristiques du doublet Autler-Townes est alors très difficile, sinon impossible, et l'on se situe ainsi à l'une des bornes de l'étendue de mesure. Nous avons évalué expérimentalement ces bornes à $\Delta'_{RF}/2\pi = \pm 60$ MHz autour de ω_{ARC} .

3.3.2 Estimation du désaccord et de la puissance du champ RF à partir du doublet Autler-Townes

Comme on l'a vu précédemment, le bon accord entre les données expérimentales et le modèle d'effet Autler-Townes corrigé suggère que la mesure simultanée de l'amplitude E_{RF} et du désaccord Δ_{RF} du champ, à partir de la séparation $\delta\omega$ du doublet, de sa fréquence centrale $\bar{\omega}$, et des équations du modèle, est viable. Pour finir de s'en assurer, il reste cependant à savoir si le passage d'un couple $(\delta\omega, \bar{\omega})$ à un couple (E_{RF}, Δ_{RF}) par inversion des équations 3.6 et 3.7 peut être fait sans ambiguïté, autrement dit si la transformation T formée par ces équations et reliant (E_{RF}, Δ_{RF}) à $(\delta\omega, \bar{\omega})$ est injective sur l'espace des paramètres considérés. De plus, cette méthode pose également le problème de la manière de réaliser cette inversion. Il s'agit en effet d'un problème assez délicat mathématiquement, dans la mesure où les équations 3.6 et 3.7 sont à la fois non-linéaires et couplées, ce qui rend très difficile voire impossible leur inversion analytique.

Nous avons vérifié que la transformation T est injective en nous basant sur une preuve graphique, plus précisément des tracés d'isolignes de valeurs de $\delta\omega$ et de $\bar{\omega}$ dans l'espace \mathcal{E} des couples $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$, et, réciproquement, de valeurs de Ω_{RF} et de Δ_{RF} dans celui \mathcal{E}' des couples $(\delta\omega, \bar{\omega})$. Ces 2 ensembles d'isolignes sont représentés respectivement en haut et en bas de la figure 3.10. Pour comprendre comment ils ont été tracés, et comment lire la figure précédente, considérons un ensemble fini de points $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$ régulièrement espacés à l'intérieur d'un secteur rectangulaire \mathcal{S} du plan \mathcal{E} . Ce secteur est représenté en bleu sur le graphe du haut de la figure 3.10. Après avoir calculé à l'aide des équations 3.6 et 3.7 l'ensemble des images $(\delta\omega, \bar{\omega})$ de chaque point de \mathcal{S} , on peut identifier tous les groupes k de points correspondant chacun à une même valeur $\delta\omega_k$ de $\delta\omega$, ou bien à une même valeur $\bar{\omega}_k$ de $\bar{\omega}$. Chacun de ces groupes de points définit une isoligne du plan \mathcal{E} , associée à la valeur $\delta\omega_k$ ou $\bar{\omega}_k$. C'est ainsi que l'on a tracé en rouge sur le graphe en haut de la figure 3.10 les isolignes relatives à $\delta\omega$, et en noir celles relatives à $\bar{\omega}$. À l'inverse, l'ensemble des images $(\delta\omega, \bar{\omega})$ calculées permet de délimiter le secteur \mathcal{S}' de l'espace \mathcal{E}' équivalent au secteur \mathcal{S} de l'espace \mathcal{E} considéré au départ. Ce secteur \mathcal{S}' est représenté par la surface verte sur le graphe en

bas de la figure 3.10. De la même manière que précédemment, les points $(\delta\omega, \bar{\omega})$ de \mathcal{S}' peuvent être rassemblés en groupes k' correspondant chacun à une même valeur $\Omega_{k'}$ de Ω_{RF} , ou à une même valeur $\Delta_{k'}$ de Δ_{RF} , et servir à tracer les isolignes du plan \mathcal{E}' associées à ces valeurs. Nous l'avons fait dans le graphe du bas de la figure 3.10, où les isolignes rouges sont celles relatives à Ω_{RF} , et les noires celles relatives à Δ_{RF} . Comme on peut le remarquer sur les deux graphes, chaque paire possible d'isolignes rouge et noire ne possède qu'un seul point d'intersection, ce qui signifie que chaque couple $(\delta\omega, \bar{\omega})$ n'a au plus qu'un seul antécédent $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$ dans l'espace \mathcal{E} . Preuve est ainsi faite que la transformation T est injective, et donc que la conversion de $(\delta\omega, \bar{\omega})$ en $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$ par la transformation inverse est réalisable sans ambiguïté.

Face à la difficulté que pose l'inversion analytique de T , nous avons adopté une approche alternative, dans laquelle la transformation inverse T^{-1} est reconstituée numériquement par interpolation à l'aide de fonctions de base radiale (RBF). Le principe de cette technique, expliqué dans la documentation du package Python *scipy.interpolate*³, peut être résumé comme suit :

- On se donne à nouveau un ensemble fini de $N \times M$ couples $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$, formés à partir de N valeurs de Ω_{RF} et de M valeurs de Δ_{RF} , et dont on calcule les images respectives $(\delta\omega, \bar{\omega})$ grâce aux équations 3.6 et 3.7.
- La transformation inverse T^{-1} est modélisée par un vecteur bidimensionnel, dont chaque coordonnée est une combinaison linéaire de fonctions RBF ϕ , centrées chacune sur un des points $(\delta\omega_n, \bar{\omega}_m)$ calculés, tel que :

$$T^{-1}(\delta\omega, \bar{\omega}) = \left(\sum_{n,m=1}^{N,M} \lambda_n^m \phi(\|(\delta\omega - \delta\omega_n, \bar{\omega} - \bar{\omega}_m)\|), \sum_{n,m=1}^{N,M} \mu_n^m \phi(\|(\delta\omega - \delta\omega_n, \bar{\omega} - \bar{\omega}_m)\|) \right) \quad (3.14)$$

La recherche de T^{-1} se réduit ainsi à celle des valeurs des coefficients λ_n^m et μ_n^m .

- Pour cela, on exploite le fait que, pour tous les couples $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$ considérés au départ, et pour toutes leurs images $(\delta\omega, \bar{\omega})$, T^{-1} doit satisfaire la condition suivante :

$$T^{-1}(\delta\omega, \bar{\omega}) = (\Omega_{RF}, \Delta_{RF}) \quad (3.15)$$

$$\Rightarrow \left(\sum_{n,m=1}^{N,M} \lambda_n^m \phi(\|(\delta\omega - \delta\omega_n, \bar{\omega} - \bar{\omega}_m)\|), \sum_{n,m=1}^{N,M} \mu_n^m \phi(\|(\delta\omega - \delta\omega_n, \bar{\omega} - \bar{\omega}_m)\|) \right) = (\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$$

Le problème se ramène alors à la résolution de deux systèmes (un pour chaque coordonnée) de $N \times M$ équations linéaires à $N \times M$ inconnues (les coefficients λ_n^m et μ_n^m), résolution qu'il est assez simple d'effectuer numériquement.

- Connaissant à l'issue de cette résolution les valeurs de tous les coefficients, l'approximation de la transformation inverse T^{-1} est alors pleinement définie, et peut être appliquée à n'importe quel couple de valeurs de $\delta\omega$ et de $\bar{\omega}$ mesurées pour en déduire les caractéristiques du champ Ω_{RF} et Δ_{RF} .

La procédure décrite ci-dessus a été réalisée presque entièrement par la fonction *RBFInterpolator* de la librairie Python *Scipy*, sur la base d'une grille régulière d'un million de couples de valeurs de Ω_{RF} entre 0 et $2\pi \times 250$ MHz, et de valeurs de Δ_{RF} entre $-2\pi \times 100$ MHz et $+2\pi \times 100$ MHz. La fonction de base radiale ϕ utilisée lors de l'interpolation est celle prévue par défaut par *RBFInterpolator*. Afin de tester la fiabilité de la transformation T^{-1} reconstituée par *RBFInterpolator*, nous avons tiré

3. <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.interpolate.RBFInterpolator.html>

au hasard 10000 points (Ω_{RF} , Δ_{RF}) en dehors de la grille ayant servi à la reconstitution, et nous avons comparé à ceux-ci les valeurs obtenues en appliquant T^{-1} à leur image par T . Les écarts observés entre les valeurs tirées au hasard et celles retrouvées par inversion se sont avérés très faibles devant la résolution expérimentale, c'est-à-dire toujours inférieurs à $2\pi \times 10^{-4}$ MHz pour Ω_{RF} et à $2\pi \times 10^{-5}$ MHz pour Δ_{RF} , confirmant ainsi la fiabilité de la reconstitution de T^{-1} .

La transformation inverse étant estimée et validée, nous l'avons enfin appliquée, à titre d'exemple, aux couples de valeurs de $\delta\omega$ et de $\bar{\omega}$ mesurées à différentes puissances et désaccords du signal RF lors de l'étude de la sous-section 3.3.1 précédente. Les valeurs de Ω_{RF} , de Δ_{RF} , et de Δ_0 dérivées de cette inversion pour chaque couple de puissance et de désaccord considéré sont récapitulées dans le tableau 3.2, où elles sont également comparées aux valeurs issues de l'ajustement des données expérimentales de la figure 3.8. On peut y voir que les 2 types de valeurs sont toujours assez proches les unes des autres, malgré des fluctuations de quelques MHz des valeurs inversées de Ω_{RF} se rapportant à une même puissance, et des valeurs Δ_0 calculées grâce à celles inversées de Δ_{RF} . Ces fluctuations peuvent s'expliquer par les mêmes raisons que celles invoquées dans la sous-section 3.3.1 pour justifier les écarts entre les données expérimentales et le modèle.

Puissance RF de consigne (dBm)	Désaccord $\Delta'_{RF}/2\pi$ (MHz)	$\Omega_{RF}/2\pi$ (ajust.) (MHz)	$\Delta_0/2\pi$ (ajust.) (MHz)	$\Omega_{RF}/2\pi$ (inversion) (MHz)	$\Delta_{RF}/2\pi$ (inversion) (MHz)	$\Delta_0/2\pi$ (inversion) (MHz)
-20	-40	47	-1.36	48.115	-37.249	-2.741
-20	-20	47	-1.36	47.432	-17.614	-2.386
-20	0	47	-1.36	46.23	1.709	-1.709
-20	20	47	-1.36	46.697	20.666	-0.666
-20	40	47	-1.36	48.902	41.542	-1.542
-17	-40	66.5	-1.36	68.889	-36.989	-3.011
-17	-20	66.5	-1.36	66.811	-17.839	-2.161
-17	0	66.5	-1.36	65.81	1.539	-1.536
-17	20	66.5	-1.36	66.285	21.003	-1.003
-17	40	66.5	-1.36	68.014	40.604	-0.604
-14	-40	94.1	-1.36	97.271	-38.271	-1.73
-14	-20	94.1	-1.36	94.102	-18.576	-1.424
-14	0	94.1	-1.36	92.384	0.387	-0.387
-14	20	94.1	-1.36	93.679	19.69	-0.31
-14	40	94.1	-1.36	96.236	40.281	-0.281

TABLEAU 3.2 – Tableau comparatif des valeurs de Ω_{RF} et de Δ_0 obtenues par ajustement (via le modèle d'effet Autler-Townes corrigé) des données expérimentales $\delta\omega$ et $\bar{\omega}$ à différentes puissances et désaccords du signal RF (cf sous-section 3.3.1), et des valeurs de Ω_{RF} , Δ_{RF} et Δ_0 dérivées de l'inversion de ces mêmes données par la transformation inverse T^{-1}

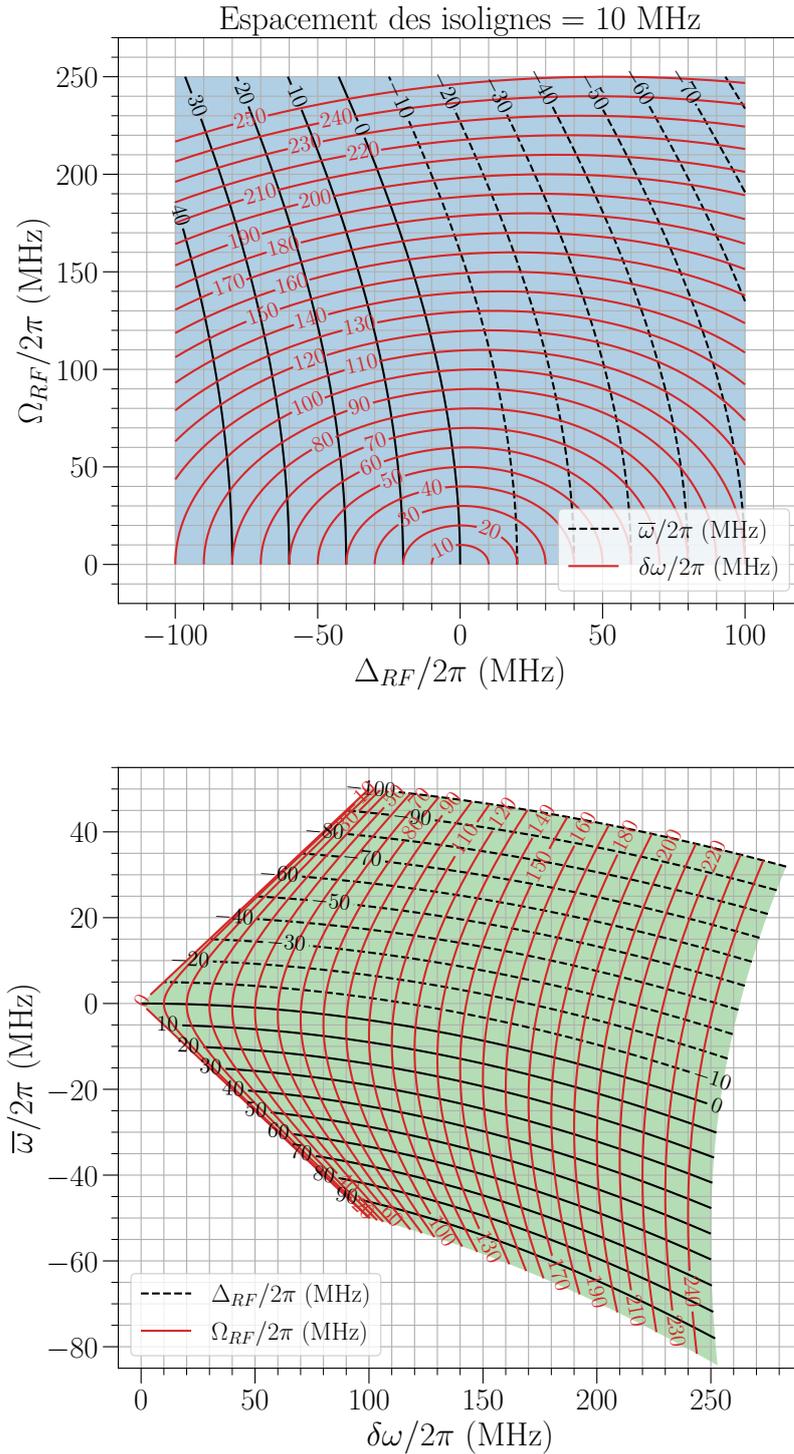


FIGURE 3.10 – Haut : cartographie des isolignes de valeurs de $\delta\omega/2\pi$ (lignes rouges) et de $\bar{\omega}/2\pi$ (lignes noires) dans un secteur \mathcal{S} (carré bleu) du plan \mathcal{E} formé par l'ensemble des couples $(\Omega_{RF}/2\pi, \Delta_{RF}/2\pi)$. Bas : cartographie des isolignes de valeurs de $\Omega_{RF}/2\pi$ (lignes rouges) et de $\Delta_{RF}/2\pi$ (lignes noires) du secteur \mathcal{S}' (surface verte), image de \mathcal{S} par les équations 3.6 et 3.7 dans le plan \mathcal{E}' formé par l'ensemble des couples $(\delta\omega/2\pi, \bar{\omega}/2\pi)$. Le fait que 2 isolignes de valeurs de $\delta\omega/2\pi$ et $\bar{\omega}/2\pi$ quelconques ne se coupent qu'un seul point signifie qu'à chaque couple $(\delta\omega, \bar{\omega})$ ne correspond au plus qu'un seul couple $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$, et donc que la transformation T reliant les 2 espaces est injective.

Conclusion et perspectives

Sommaire du présent chapitre

4.1 Bilan	97
4.2 Perspectives à court terme	97
4.3 Perspectives à plus long terme	99

4.1 Bilan

En conclusion, l'ensemble des travaux réalisés durant cette thèse a conduit au développement d'une nouvelle technique de métrologie de champs RF à partir d'atomes de Rydberg basée sur la spectroscopie DPMO, et à la caractérisation de ses différentes performances métrologiques. Pour cela, un instrument incluant une source d'atomes froids de ^{87}Rb refroidis par PMO, un système de lasers Rydberg à 780 nm et 480 nm asservis sur une cavité Fabry-Perot ultrastable avec la méthode PDH, ainsi qu'un système de détection de la fluorescence des atomes froids, a été entièrement développé. Les propriétés d'un signal DPMO typique obtenu en l'absence de champ RF ont ensuite été analysées, ce qui a permis d'en comprendre l'origine, mais aussi d'identifier une configuration expérimentale adaptée pour les mesures de champ RF. Enfin, l'étude du dédoublement Autler-Townes de d'un état de Rydberg en présence du champ visible dans les spectres DPMO a permis de mesurer à la fois la fréquence et l'amplitude du champ, en prenant en compte l'influence des couplages résiduels avec les états de Rydberg voisins. En particulier, les performances de notre méthode qui ont pu être observées grâce à cette étude sont résumées dans le tableau 4.3 ci-après.

4.2 Perspectives à court terme

À l'issue de ce travail de thèse, qui a permis la démonstration du principe de fonctionnement et une première évaluation des caractéristiques de notre capteur, nous proposons dans ce qui suit un certain nombre de pistes pour améliorer à court-terme certaines de ses caractéristiques :

- Les puissances respectives des faisceaux refroidisseurs et des faisceaux Rydberg seront asservies, ce qui devrait en principe réduire les fluctuations d'énergie du niveau fondamental habillé sur lequel sont référencées l'ensemble de nos mesures. La stabilité et la résolution de l'instrument devraient en conséquence s'en trouver améliorées.
- Le balayage en fréquence de l'excitation à 2 photons sera réalisé via le faisceau Rydberg à 480 nm plutôt que via celui à 780 nm, grâce à l'achat d'un modulateur de phase rapide à 480 nm (modulateur de phase en KTP, société AdvR). Cela devrait permettre de s'affranchir des variations du désaccord intermédiaire et de la pulsation de Rabi à 2 photons lié au balayage

Indicateur de performance	Valeur
Linéarité du facteur d'échelle	< 2.5%
Étendue de mesure de la séparation du doublet AT	15 MHz - 250 MHz
Étendue de mesure de l'amplitude du champ	3.8 mV/cm - 63 mV/cm
Résolution sur l'amplitude du champ	5 μ V/cm pour un temps d'intégration de 2600 s
Sensibilité à court terme	250 μ V/cm/Hz ^{1/2}
Étendue de mesure de la fréquence du champ	± 60 MHz autour de la fréquence de la transition Rydberg, avec une précision de l'ordre du MHz
Cadence de mesure	~ 0.01 Hz

TABLEAU 4.3 – Tableau récapitulatif des performances de l'instrument d'analyse de champs RF basé sur la spectroscopie DPMO présenté dans cette thèse.

du faisceau à 780 nm, ainsi que de leurs effets indésirables respectifs : déplacement lumineux variable du niveau fondamental, et variations du contraste des raies. L'élimination du second effet pourrait, combinée à un plus grand désaccord intermédiaire que celui considéré ici, accroître l'étendue de mesure, sous réserve que l'asservissement PDH des lasers Rydberg puisse se maintenir sur une plage de fréquences suffisamment large.

- Les diodes laser DFB à l'origine de la lumière de refroidissement, dont la largeur à 1σ est de 2 MHz, seront remplacées par d'autres diodes de marque RIO, beaucoup plus fines spectralement. Ce remplacement vise à diminuer le bruit sur le signal de fluorescence des atomes, qui tel que démontré à la section 2.1.3 provient majoritairement de la largeur spectrale des lasers refroidisseurs utilisés actuellement. Il pourrait de cette façon conduire à une augmentation du RSB du signal de fluorescence, et, ce faisant à une potentielle amélioration de la sensibilité et de la résolution sur les mesures d'amplitude et de fréquence du champ.

L'ensemble des mesures ci-dessus devrait conduire à une amélioration significative des performances métrologiques de notre instrument. Ces travaux pourront être menés parallèlement à une caractérisation plus approfondie de la chaîne micro-onde, en particulier des pertes dans les câbles RF, du gain et du diagramme de rayonnement de l'antenne, ainsi que de la dépendance de tous ces paramètres en fonction de la fréquence de consigne du champ. On s'attend à ce qu'une telle caractérisation permette d'expliquer les écarts entre les données expérimentales en fonction de la fréquence du champ et celles issues de l'ajustement par le modèle théorique, ainsi que de pouvoir comparer les mesures d'amplitude du champ à des valeurs de référence théoriques. Une telle comparaison nécessitera par ailleurs de connaître l'impact de l'enceinte à vide et de l'environnement autour de celle-ci sur le champ incident, ce qui sera possible avec des simulations électromagnétiques effectuées en collaboration avec le département DEMR (Électromagnétisme et radar) de l'ONERA. Nous bénéficions notamment pour cela de l'aide de M. Daniel PROST du DEMR. La comparaison à des valeurs de référence pourra aussi s'appuyer sur les mesures d'un capteur "classique", par exemple de type électro-optique, placé au plus près du nuage d'atomes froids.

En outre, une piste pour améliorer la bande passante de mesure de notre capteur serait d'utiliser un courant dans les dispensers de Rb plus élevé que celui utilisé durant cette thèse. En effet, un

courant plus élevé pourrait accélérer non seulement la vitesse de chargement du PMO, mais aussi sa vitesse de déchargement en présence de l'excitation à 2 photons, ce qui pourrait permettre de balayer à une vitesse plus élevée que 2 MHz/s sans dégrader la qualité des signaux DPMO.

Les perspectives à court terme auxquelles nous songeons incluent d'autre part l'implémentation et l'exploration d'autres protocoles de mesures possibles basés sur la spectroscopie DPMO. Le premier d'entre eux consisterait à faire interagir les atomes avec les faisceaux Rydberg et le champ RF seulement après extinction des champs magnétiques et des faisceaux refroidisseurs, en séquençant l'expérience. De cette manière, les signaux DPMO ne subiraient plus l'influence de l'effet Zeeman et des faisceaux refroidisseurs, qui jusqu'ici constituaient les sources d'élargissement principales, laissant ainsi espérer une largeur des signaux plus faible, et donc peut-être une plus grande sensibilité. Dans un autre protocole qui pourrait être mettre en oeuvre, le scan serait restreint seulement à la partie la plus sensible des signaux de fluorescence, c'est à dire les flancs d'une des raies DPMO, similairement à ce qui est fait dans certaines horloges atomiques [129]. Plus précisément, il s'agirait d'imposer à la fréquence de l'excitation à 2 photons des sauts de $\pm\delta\omega_{2ph}$ autour d'une valeur centrale ω_{2ph_0} , et de mesurer la fluorescence du PMO durant l'alternance de sauts. Si ω_{2ph_0} coïncide avec la fréquence du sommet d'un d'une des raies, alors le niveau de fluorescence mesuré reste constant d'un saut à l'autre. Si au contraire ω_{2ph_0} diffère de la fréquence du sommet de la raie, alors une succession d'augmentations/diminutions de la quantité de fluorescence sera observée. Déterminer la valeur de ω_{2ph_0} donnant lieu à un niveau de fluorescence constant offrirait alors un moyen d'estimer la fréquence des raies DPMO, puis leur séparation $\delta\omega$ et leur fréquence centrale $\bar{\omega}$, cela en un temps potentiellement plus court qu'en scannant tout le spectre de fluorescence. Du fait de cette plus grande rapidité, la méthode précédente pourrait impacter favorablement la bande passante de mesurer, et probablement mener elle-aussi à une meilleure sensibilité.

4.3 Perspectives à plus long terme

À plus long terme, on pourra faire évoluer le dispositif vers le piégeage et la manipulation des atomes dans des pinces optiques. Pour cela le système laser de refroidissement pourra être complété afin de mettre en oeuvre un refroidissement sub-Doppler par mélasse optique, ainsi qu'un pompage optique. Viendront également s'ajouter aux différentes composantes de l'instrument décrites au chapitre 1 un système laser de génération de pinces optiques, et un système d'imagerie de la fluorescence d'un très petit nombre d'atomes basé sur une caméra à très faible bruit (actuellement en cours de caractérisation). L'ensemble de l'instrument sera de plus piloté par un dispositif de contrôle de la séquence expérimentale. Toutes ces évolutions futures sont destinées à rendre l'instrument apte à implémenter des protocoles de mesures basés sur des atomes de Rydberg piégés dans des pinces optiques, dans lesquels chaque site serait dédié à la mesure locale du champ RF incident (possiblement avec plusieurs atomes par site [130] pour une meilleure sensibilité). Avec de tels protocoles, il deviendrait alors envisageable de réaliser une cartographie d'une distribution spatiale de champs RF avec une très bonne résolution spatiale, ou encore de rendre chaque site sensible à une fréquence différente de manière à pouvoir réaliser une analyse spectrale du champ. L'usage d'atomes froids piégés dans des pinces optiques permettrait éventuellement, du fait du très haut degré de cohérence de ces derniers, d'atteindre des largeurs sur les raies du doublet Autler-Townes limitées ultimement par le temps de vie des états de Rydberg, et de ce fait des niveaux de sensibilité peut-être encore plus élevés. Enfin, grâce à la possibilité que laissent les plateformes expérimentales mettant en jeu des atomes de Rydberg contrôlés individuellement de générer des états comprimés de spin [12, 13], on pourrait également imaginer de nouvelles approches de métrologie de champs RF en dessous de la limite quantique standard.

Annexes



Liste des publications et des communications

A.1 Publications dans des revues scientifiques

Romain Duverger, Alexis Bonnin, Romain Granier, Quentin Marolleau, Cédric Blanchard, Nassim Zahzam, Yannick Bidel, Malo Cadoret, Alexandre Bresson, and Sylvain Schwartz
“**Metrology of microwave fields based on trap-loss spectroscopy with cold Rydberg atoms**”,
Physical Review Applied 22, vol. 22, p. 044039, 2024

A.2 Conférences internationales

ICOLS 2023 (International Conference on Laser Spectroscopy)
Estes Park, USA - Juin 2023
“*Towards metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms*”
Poster

YAO 2022 (Young Atom Optician)
Stuttgart, Allemagne - Août 2022
“*Towards metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms*”
Présentation orale + poster

A.3 Conférences nationales

Journée “Quantum Saclay” organisée par l’ENS Paris-Saclay
Gif-sur-Yvette, France - 3 octobre 2023
“*Towards metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms*”
Poster - Prix du meilleur poster

JDD 2024 (Journée des Doctorants de l’ONERA)
Palaiseau, France - Février 2024
“*Towards metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms*”
Présentation orale

JDD 2023 (Journée des Doctorants de l'ONERA)

Palaiseau, France - Février 2023

"Quantum metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms"

Présentation orale

Journées Scientifiques de l'École Doctorale Ondes et Matière 2023

Orsay, France - Février 2023

"Quantum metrology of electromagnetic fields with cold Rydberg atoms"

Présentation orale

JDD 2022 (Journée des Doctorants de l'ONERA)

Palaiseau, France - Janvier 2022

"Métrologie quantique de champs électromagnétiques à partir d'atomes froids de Rydberg contrôlés individuellement"

Présentation orale

Metrology of microwave fields based on trap-loss spectroscopy with cold Rydberg atoms

Romain Duverger,¹ Alexis Bonnin¹, Romain Granier,¹ Quentin Marolleau,¹ Cédric Blanchard¹, Nassim Zahzam¹, Yannick Bidet,¹ Malo Cadoret^{1,2}, Alexandre Bresson,¹ and Sylvain Schwartz^{1,*}

¹*DPHY, ONERA, Université Paris-Saclay, 91120 Palaiseau, France*

²*LCM-CNAM, 61 Rue du Landy, 93210 La Plaine Saint-Denis, France*

 (Received 17 May 2024; accepted 19 September 2024; published 16 October 2024)

We demonstrate a new approach for the metrology of microwave fields based on the trap-loss spectroscopy of cold Rydberg atoms in a magneto-optical trap. Compared to state-of-the-art sensors using room-temperature vapors, cold atoms allow longer interaction times, better isolation from the environment, and a reduced Doppler effect. Our approach is particularly simple, as the detection relies on fluorescence measurements only. Moreover, our signal is well described by a two-level model across a broad measurement range, allowing one, in principle, to reconstruct the amplitude and the frequency of the microwave field simultaneously without the need for an external reference field. We report on a scale-factor linearity at the percent level and no noticeable drifts over two hours, paving the way for new applications of cold Rydberg atoms in metrology, such as calibrating black-body shifts in state-of-the-art optical clocks, monitoring the Earth's cryosphere from space, measuring the cosmic microwave background, or searching for dark matter.

DOI: [10.1103/PhysRevApplied.22.044039](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.22.044039)

I. INTRODUCTION

Rydberg atoms are a valuable resource for quantum technologies owing to their long lifetimes and large electric dipole moments between adjacent states of opposite parity [1,2]. To date, two main classes of applications have been extensively explored: quantum simulation and quantum information processing [2], where Rydberg interactions are harnessed to create entanglement between cold atoms controlled at the individual level, and sensing of electromagnetic fields in the radio-frequency, microwave (MW), and terahertz domains [3–5], where the strong coupling between Rydberg atoms and external electric fields is used to perform sensitive measurements of the latter.

Typical experiments for MW field sensing with Rydberg atoms are based on the Autler-Townes splitting of an electromagnetically induced transparency (EIT) signal in a room-temperature vapor cell [6–8], with state-of-the-art SI-traceable [9] (SI = Système International) measurements in the few $(\mu\text{V}/\text{cm})/\sqrt{\text{Hz}}$ sensitivity range [10]. Using a local MW field as a reference, it is even possible to enhance the sensitivity to a few tens of $(\text{nV}/\text{cm})/\sqrt{\text{Hz}}$ [11], to measure the phase [12] and the angle of arrival [13] of the MW field, or to perform its spectral analysis over a broad frequency range [14].

The fact that the Doppler effect plays a central role in the fundamental limits of Rydberg sensors [15,16] led to recent interest for using laser-cooled atoms in this context [3,15,17,18]. In addition to a low Doppler effect, cold atoms can be finely controlled and isolated from their environment, making them good candidates for stable and accurate measurements, as is the case, for example, with atomic clocks [19,20]. Moreover, the technology of cold atoms is now mature enough for field applications, as illustrated by recent demonstrations [21–25].

Microwave field measurements with cold Rydberg atoms have been reported in Refs. [17,18], based on monitoring the transmitted intensity of a probe laser in various configurations. In particular, the work of Ref. [17] demonstrated the possibility to work in a regime where the probe laser connecting the ground and the intermediate states is largely detuned from resonance, resulting in an effective two-photon coupling between the ground and the Rydberg states. In this regime, the dependence of the Autler-Townes splitting frequency versus the applied MW electric field was observed to be more linear than in the EIT regime [17]. This is attributed to the fact that the population of the intermediate state remains negligible at all times even when the two-photon resonance condition between the lasers and the ground-to-Rydberg atomic transition is not fulfilled.

In this paper, we report on a new method for measuring MW fields with cold Rydberg atoms, based on

*Contact author: sylvain.schwartz@onera.fr

trap-loss spectroscopy in a magneto-optical trap (MOT). More specifically, we achieve an effective two-photon coupling between the ground state and a Rydberg state, with lasers largely detuned from the intermediate state as in Ref. [17], in a regime where the extra losses induced by black-body ionization result in a large fluorescence change as the two-photon laser detuning is scanned across the ground-to-Rydberg atomic transition. This method is simple to implement and, in particular, it does not require complex detection schemes such as field ionization. Moreover, because the effective two-photon Rabi frequency of the laser coupling (on the order of 9 kHz) is much weaker than the typical MW Rabi frequency to be measured, we realize a quasi-ideal Autler-Townes configuration [26], where the eigenstates resulting from the coupling of two Rydberg states by the MW field are only marginally perturbed by the laser fields.

This simple effective two-level configuration is favorable in the context of sensing, and allows one, in principle, to determine the amplitude and the frequency of the MW field simultaneously from the frequencies of the two Autler-Townes spectral lines, without the need for a local oscillator. We expect this new measurement technique to be particularly well adapted to applications where accuracy, long-term stability, and good resolution at long integration times are needed. The stability of our experimental setup allows us to reach a spectral resolution of 20 kHz, corresponding to an equivalent field amplitude of $5 \mu\text{V}/\text{cm}$, without any observed drift over our 2 h acquisition period. In the presence of a resonant MW field, we clearly resolve the fluctuations of our MW source.

This paper is organized as follows. We first describe the measurement principle and propose a theoretical model to account for the observed signals and the underlying physical mechanisms. We then assess some of the sensor characteristics while measuring a resonant MW signal: the linearity of the Autler-Townes splitting frequency as a function of the applied MW field amplitude, and the frequency resolution with Allan variance measurements. We then study the Autler-Townes spectra in the presence of a nonresonant MW field, showing a reasonably good agreement with the Autler-Townes formulas as long as light shifts from neighboring Rydberg states and fluctuations of our MW source are taken into account. This illustrates the possibility to measure simultaneously the frequency and the amplitude of an unknown MW field without the need of a local oscillator. We conclude by discussing future prospects of this technique in the context of electromagnetic field sensing and metrology.

II. MEASUREMENT PRINCIPLE

A. Trap-loss spectroscopy of $|61S_{1/2}\rangle$

Our experimental setup is sketched in Fig. 1(a). We typically prepare about 10^7 ^{87}Rb atoms in a MOT. Throughout

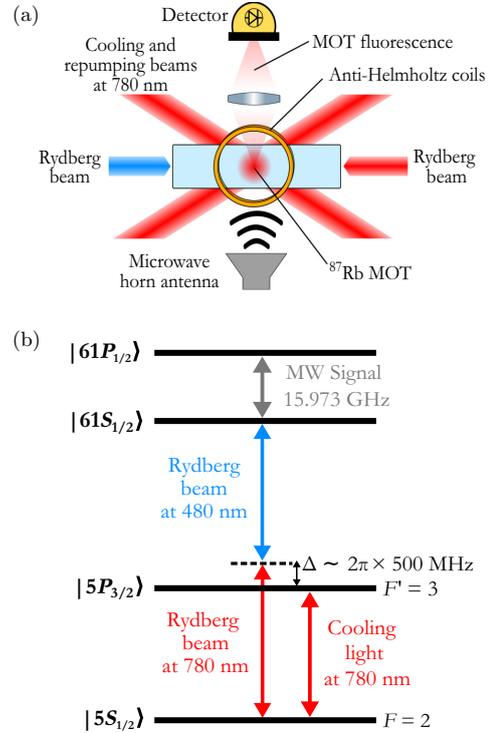


FIG. 1. (a) Schematic view of the experimental setup and (b) energy levels and couplings involved in the measurement process.

the measurement process, we leave a repumper beam on to avoid the accumulation of atoms in the hyperfine ground state $|5S_{1/2}, F=1\rangle$. We couple the hyperfine state $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ to the Rydberg state $|61S_{1/2}\rangle$ using a two-photon transition with a large detuning $\Delta \sim 2\pi \times 500$ MHz from the intermediate state $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ of natural linewidth $2\pi \times 6.065$ MHz [see Fig. 1(b) and experimental details in Appendix A 1].

As we scan the two-photon detuning across the resonance between $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|61S_{1/2}\rangle$, we observe a drop in the fluorescence signal emitted by the atoms, as shown in Fig. 2(a), allowing us to precisely estimate the transition frequency. This technique, known as trap-loss spectroscopy, has been used before in various contexts, including the study of cold cesium molecules [27,28] or Rydberg series in cesium [29, 30], strontium [31], and ytterbium [32]. In our case, the atom loss on resonance can be well captured by the following rate equations model [33] taking into account losses from black-body ionization in the Rydberg

state [34]:

$$\begin{cases} \frac{dN_g}{dt} = L - \Gamma_0 N_g - R_{\text{exc}}(N_g - N_r) + \Gamma_{\text{sp}} N_r, \\ \frac{dN_r}{dt} = -\Gamma_0 N_r + R_{\text{exc}}(N_g - N_r) - \Gamma_{\text{BBR}} N_r - \Gamma_{\text{sp}} N_r. \end{cases} \quad (1)$$

In this model, N_g and N_r are the populations of the ground and Rydberg states, respectively, L is the MOT loading rate, $\Gamma_0 \simeq 0.6 \text{ s}^{-1}$ is the overall loss rate for the atoms in the MOT in the absence of Rydberg excitation, and $R_{\text{exc}} = \Omega_{2\text{ph}}^2 / (2\gamma_d) \simeq 35 \text{ s}^{-1}$ is the transfer rate between the ground and the Rydberg states induced by the two-photon transition, with $\Omega_{2\text{ph}} \simeq 2\pi \times 9 \text{ kHz}$ the effective two-photon Rabi frequency and $\gamma_d / 2\pi \simeq 6.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ the damping rate for the coherence between the ground and Rydberg states, estimated from the width of the spectral profile of Fig. 2(a). Finally, Γ_{sp} and Γ_{BBR} are the spontaneous emission and black-body ionization rates, with predicted values for $|61S_{1/2}\rangle$ at room temperature on the order of 7100 and 133 s^{-1} , respectively [34].

From these numbers, we can infer that an atom, when promoted to the Rydberg state at a rate $R_{\text{exc}} \simeq 35 \text{ s}^{-1}$ on resonance, will very quickly decay back to the ground state at a rate $\Gamma_{\text{sp}} \simeq 7.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, in which case it reintegrates the MOT cycle and does not contribute significantly to the loss of fluorescence. However, on some rare occasions at a rate $\Gamma_{\text{BBR}} \simeq 133 \text{ s}^{-1} \ll \Gamma_{\text{sp}}$, an atom in the Rydberg state can be ionized by the black-body radiation, in which case it escapes the MOT region. Because each atom spends about $R_{\text{exc}} / \Gamma_{\text{sp}} \simeq 0.4\%$ of its time in the Rydberg state, losses from black-body ionization will occur at a rate $\Gamma_i \simeq 0.004 \times \Gamma_{\text{BBR}} \simeq 0.5 \text{ s}^{-1}$. This loss rate Γ_i comes on top of the overall loss rate for the atoms in the MOT in the absence of Rydberg excitation $\Gamma_0 \simeq 0.6 \text{ s}^{-1}$. Because Γ_i and Γ_0 have the same order of magnitude, the relative decrease of atom number and thus fluorescence $\Gamma_i / (\Gamma_0 + \Gamma_i)$ can be made significantly large, ~ 0.45 in this case, despite the small fraction of $\simeq 0.4\%$ of the atoms effectively in the Rydberg states. Moreover, this leads to negligible dipolar interactions between Rydberg atoms given our atomic density of about 10^6 mm^{-3} . The full width at half maximum of the spectral profile of Fig. 2(a) is on the order of $2.35 \times \gamma_d / 2\pi \simeq 15 \text{ MHz}$, which we attribute to a combination of Zeeman effect from the MOT magnetic field gradient, mixing between $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ by the MOT cooling light, and, to a lesser extent, residual Doppler effect.

So far, we have neglected the effect of the MOT cooling light on the spectrum of Fig. 2(a). It can be taken into account by a more complete model, based on optical Bloch equations (see Appendix A3). This model predicts two transitions of different strengths and frequencies between the ground and the Rydberg states, which can

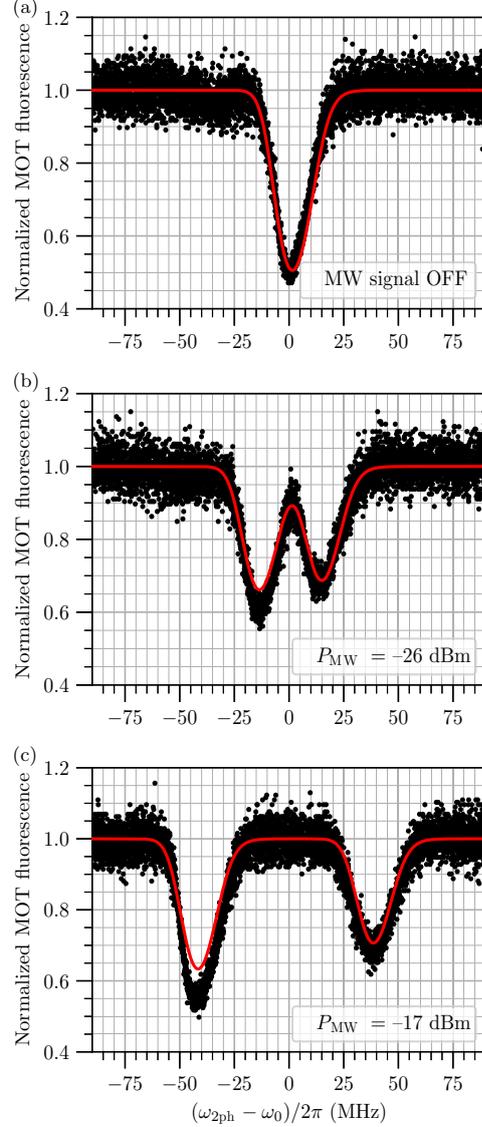


FIG. 2. MOT fluorescence as a function of the two-photon detuning for various applied MW powers ($\omega_{2\text{ph}}$ being defined as the sum of the angular frequencies of the two Rydberg lasers). The positions of the two dips in panels (b) and (c) correspond to $\omega_{2\text{ph}} = \omega_{\pm}$ as defined by Eq. (2). Black dots are experimental data, and red curves were derived from the rate equations model described in Appendix A2. The scanning rate is 2 MHz/s.

be interpreted as an Autler-Townes doublet resulting from the mixing of $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ by the MOT cooling light. As the second transition has a much

lower probability, it results in a very small spectral feature [the latter is barely visible in Fig. 2(a), but its presence is revealed when the numerical model is superimposed onto the same experimental data, as shown in Fig. 6 in Appendix A 3], which we neglect in the rest of this paper. More importantly, the MOT cooling light shifts the frequency of the main transition by about 7.6 MHz, which we take into account in our data analysis. It should be noted that a similar situation was studied in detail in Ref. [30], where the coupling between the ground and Rydberg states was performed by a direct single-photon excitation and where the experimental parameters led to a trap-loss spectrum with more symmetrical Autler-Townes doublet amplitudes.

Another significant effect arises from the finite response time of the MOT compared to the scanning time (more precisely the width of the spectral profile divided by the scanning rate). This leads to asymmetric spectral profiles depending on the speed of the frequency scans. To mitigate this effect, we adopt a moderate scanning rate of 2 MHz/s (unless otherwise specified) and we use asymmetric Gaussian functions to fit the spectral profiles. For each measurement, we estimate the transition frequency by averaging between the two opposite scanning directions (see Appendix A 4 for more details).

Throughout this paper, we define the origin of the frequency axis as our best estimate (see Sec. III B) of the position of the fluorescence dip while probing the $|5S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |61S_{1/2}\rangle$ transition in the absence of applied MW field, denoted ω_0 . In particular, ω_0 includes light shifts on the ground state induced by the MOT cooling light, as discussed earlier in this section.

B. Autler-Townes doublet in the presence of microwaves

We now apply the MW signal to be measured, with a frequency at 15.973 GHz, close to resonance with the $|61S_{1/2}\rangle$ to $|61P_{1/2}\rangle$ transition [35]. Typically (see Fig. 3 and Sec. III A), the measured MW Rabi frequency is more than 10 MHz, which is much higher than the two-photon Rabi frequency between $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|61S_{1/2}\rangle$ of about 9 kHz. Consequently, this system is very close to the textbook Autler-Townes doublet configuration, where a coupled two-level system is probed by a weak field, resulting in two spectral lines at frequencies

$$\omega_{\pm} = \omega_0 - \frac{\Delta_{\text{MW}}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Omega_{\text{MW}}^2 + \Delta_{\text{MW}}^2}, \quad (2)$$

where Ω_{MW} and Δ_{MW} are, respectively, the Rabi frequency and the detuning of the MW field acting on the $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition. Examples of such Autler-Townes doublets are shown in Figs. 2(b) and 2(c). On resonance ($\Delta_{\text{MW}} = 0$), the frequency difference between the two spectral profiles $\delta\omega = \omega_+ - \omega_-$ provides a measurement

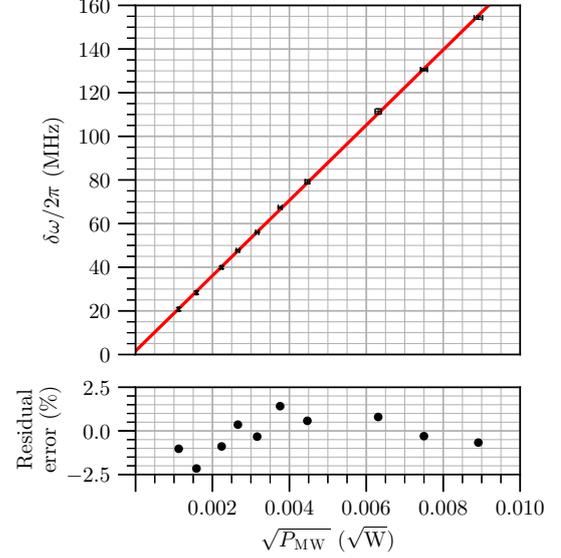


FIG. 3. Measured Autler-Townes splitting as a function of the square root of the MW power at 15.973 GHz sent to the antenna. The error bars on the x axis correspond to an estimated uncertainty of 0.1 dB on the applied MW power. The error bars on the y axis reflect the 2σ standard deviation of 10 successive measurements for each point. Their amplitude is typically smaller than 0.5 MHz. The red line is a linear fit to the data, yielding an intercept value of 1.6 ± 0.5 MHz.

of the MW Rabi frequency Ω_{MW} , which is proportional to the amplitude of the MW electric field. Interestingly, the center frequency $\bar{\omega} = (\omega_+ + \omega_-)/2$ can be used to measure the frequency of the MW field, as will be discussed in Sec. IV.

Even though the signals in Figs. 2(b) and 2(c) were acquired in a quasiresonant situation ($|\Delta_{\text{MW}}| \ll \Omega_{\text{MW}}$), the Autler-Townes doublet amplitudes are not equal. This is due to the fact that these curves were obtained by scanning the red (780-nm) Rydberg laser while keeping the frequency of the blue (480-nm) laser fixed, resulting in a two-photon effective Rabi frequency $\Omega_{2\text{ph}} = \Omega_1\Omega_2/2\Delta$ being higher for the line at ω_- than for the line at ω_+ (see Appendix A 2 for more details).

III. PERFORMANCE EVALUATION IN THE CASE OF A RESONANT MICROWAVE FIELD

A. Linearity and measurement range

The measured Autler-Townes splitting $\delta\omega$ as a function of the applied MW field is shown in Fig. 3. It was obtained by subjecting the atoms to a MW field at 15.973 GHz, resonant with the $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition ($|\Delta_{\text{MW}}|/\Omega_{\text{MW}} \ll 1$). For each value of the power

sent at the MW horn input, each data point was obtained by averaging over 10 successive pairs of scans of opposite directions. The error bars for the y axis correspond to the 2σ standard deviation of the 10 measurements. The error bars in x correspond to an estimated 0.1-dB fluctuation on the MW power delivered to the atoms.

As can be seen in the lower part of Fig. 3, the relative deviation between the experimental points and the fit is on the order of 2% over the whole measurement range. We attribute this small discrepancy mostly to the uncertainty on the applied MW power and to the residual frequency, amplitude, and polarization noise of the MOT and Rydberg lasers (see Sec. III B and Appendix A 1).

The intercept value resulting from the linear fit is 1.6 ± 0.5 MHz, corresponding to a bias in the measurement which we attribute to our fitting protocol: when the two Autler-Townes traces start to overlap, the dynamics of the MOT results in an overall trace that differs slightly from the sum of two asymmetric Gaussians that we use for fitting the data. This bias could be mitigated by fitting with a trace resulting from a time-dependent simulation of the rate equations as described in Appendices A 2 and A 4.

The minimum measurable MW splitting is set by the width of the spectral profiles shown in Fig. 2, on the order of 15 MHz FWHM corresponding, with a theoretical dipole matrix element equal to $3164 ea_0$ (where e is the elementary charge and a_0 the Bohr radius), to a MW field amplitude of about 3.8 mV/cm. As previously discussed, we attribute most of this broadening to the MOT itself: both the magnetic gradient and the mixing between $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$.

The highest Rabi frequency Ω_{MW} that we have measured with this setup is about 160 MHz. This limitation is not fundamental, and basically comes from the fact that we scan the red Rydberg laser while keeping the blue laser fixed. While doing so, we also scan the intermediate detuning of the effective two-photon transition. When Ω_{MW} becomes comparable to Δ , the amplitudes of the two Autler-Townes spectral profiles become too different, making it difficult to resolve the two of them precisely. To overcome this limitation, one could scan the blue Rydberg laser instead of the red, which is not currently possible on our experiment for technical reasons, or increase the detuning Δ at the expense of more laser power to maintain a similar signal-to-noise ratio.

B. Resolution, sensitivity, and long-term stability

In order to evaluate the metrological performance of this measurement technique, we first record, without any applied MW signal, 57 pairs of trap-loss spectra of the ground to $|61S_{1/2}\rangle$ transition within identical experimental conditions. For each scan, the two-photon laser frequency is swept at 2 MHz/s from -50 to $+50$ MHz across the

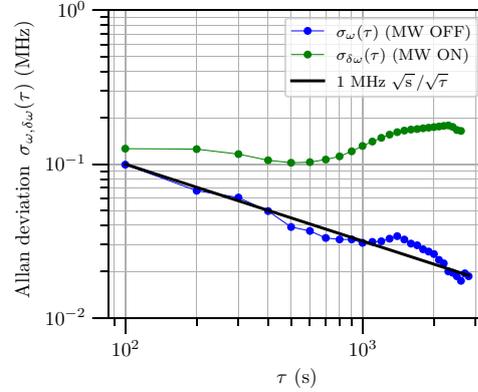


FIG. 4. Overlapping Allan deviation of the transition frequency σ_ω in the absence of microwaves (blue) and of the Autler-Townes splitting frequency $\sigma_{\delta\omega}$ when a MW signal at 15.973 GHz and -23 dBm is sent to the antenna (green). The black line is a guide to the eye showing a $1/\sqrt{\tau}$ trend of the data in blue.

reference frequency $\omega_0/2\pi$ and back, thus setting the total measurement time to 5700 s.

The overlapping Allan deviation of the extracted transition frequency σ_ω as a function of the integration time τ is depicted in Fig. 4 (blue points). We use this Allan deviation curve, taken in the absence of microwaves, to infer the intrinsic stability of our experiment, and extrapolate the measurement performance with the assumption that the MW-induced Autler-Townes splitting can be extracted at the same level as the bare two-photon transition frequency.

At short term this Allan deviation has a $1/\sqrt{\tau}$ scaling, indicating that the dominant source of fluctuation is white noise. The associated sensitivity is $\sigma_\omega\sqrt{\tau}$, which is on the order of $\simeq 1$ MHz $s^{1/2}$ (or MHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$) in our case. This sensitivity can be converted from the frequency domain to the electric field domain using the theoretical dipole matrix element of the $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition, yielding $\simeq 250$ ($\mu\text{V}/\text{cm}$)/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Physically, these shot-to-shot fluctuations of the transition frequency for $\tau = 100$ s can be explained by the relative amplitude noise of 5% to 10% on the fluorescence signals [see Fig. 2(a)], which mostly results from the few megahertz linewidth of the cooling laser light. It should be pointed out that the measurement method described here is not optimal for maximizing the sensitivity. Indeed, a more efficient approach would be to operate the sensor only at the points where the slope of the fluorescence signal is maximal.

For increasing values of τ , the Allan deviation curve demonstrates the capability of our setup to resolve increasingly smaller frequency changes. We define the resolution as the smallest value of the Allan deviation measured with our setup, on the order of 20 kHz for an integration time

of about 2500 s, as can be seen in Fig. 4. Once again, this frequency resolution can be converted into an electric field resolution using the appropriate transition dipole matrix element, yielding $\simeq 5 \mu\text{V}/\text{cm}$.

We expect the long-term stability of our setup to be ultimately limited by variations of the cooling light intensity, which creates a light shift on the order of several megahertz on the $|5S_{1/2}\rangle$ ground state, as discussed in Sec. II A and Appendix A 3 (Fig. 6). Variations in the polarization of the cooling light and in the intensity and polarization of the Rydberg lasers might also affect the long-term stability.

We also record within the same experimental conditions 54 pairs of trap-loss spectra in the presence of a MW signal. We set the estimated power and frequency sent to the antenna to $\simeq -23$ dBm and 15.973 GHz, respectively, and use the Autler-Townes splitting frequency $\delta\omega/2\pi$ as the measurement signal. At short term, we obtain slightly more noise, as the Autler-Townes doublet is slightly less contrasted than the bare spectral line (as can be seen in Fig. 2). At longer integration times, we resolve instabilities and drifts of the MW signal sent onto the atoms. A more stable reference would be needed to fully characterize the long-term metrological performance of the current method in the presence of microwaves.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS IN THE CASE OF A NONRESONANT MICROWAVE FIELD

So far, we have considered only the situation where the MW field resonantly couples the two Rydberg states $|61S_{1/2}\rangle$ and $|61P_{1/2}\rangle$, resulting in a quasilinear dependence of the Autler-Townes frequency on the MW field amplitude. In this section, we now consider the situation where the MW field can be detuned from the $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition, resulting in a nonlinear dependence as predicted by Eq. (2).

In this context, an extra ingredient that we have neglected so far must be included in the model, namely the existence of light shifts on the $|61S_{1/2}\rangle$ and $|61P_{1/2}\rangle$ states induced by MW couplings to neighboring Rydberg states. The most important shift results from the $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{3/2}\rangle$ coupling, as it is only 437 MHz detuned from the targeted MW transition and exhibits a higher dipole matrix element of $4404 ea_0$. We also take into account in our model the shifts induced by the couplings between $|61S_{1/2}\rangle$ and $\{|60P_{1/2}\rangle, |60P_{3/2}\rangle\}$ and between $|61P_{1/2}\rangle$ and $\{|62S_{1/2}\rangle, |60D_{3/2}\rangle, |59D_{3/2}\rangle\}$. In this case, the Autler-Townes formula (2) can be rewritten in terms of the sum and difference of the frequencies of the Autler-Townes spectral lines as

$$\begin{cases} \delta\omega = \omega_+ - \omega_- = \sqrt{\Omega_{\text{MW}}^2 + (\Delta_{\text{MW}} + \delta_1^{\text{LS}} - \delta_2^{\text{LS}})^2}, \\ \bar{\omega} = \frac{1}{2}(\omega_+ + \omega_-) - \omega_0 = -\frac{1}{2}(\Delta_{\text{MW}} - \delta_1^{\text{LS}} - \delta_2^{\text{LS}}), \end{cases} \quad (3)$$

where δ_1^{LS} and δ_2^{LS} are the overall light shifts on the $|61S_{1/2}\rangle$ and $|61P_{1/2}\rangle$ states, respectively. The theoretical calculation and experimental measurement of δ_1^{LS}

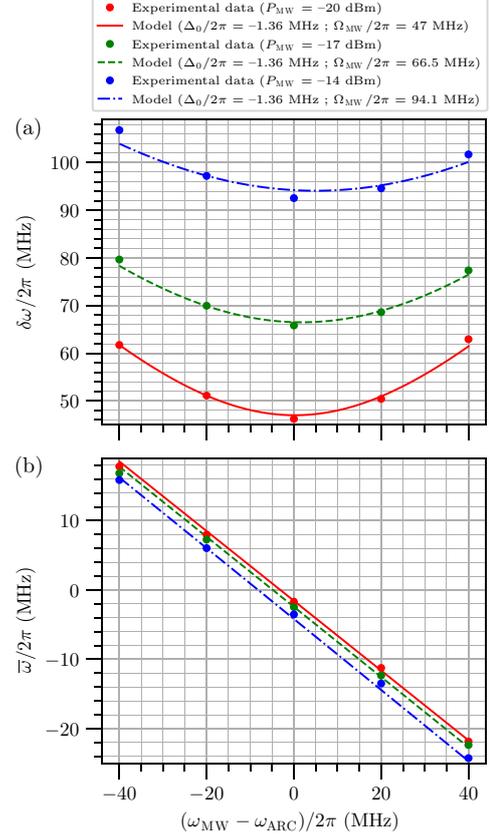


FIG. 5. (a) Measured Autler-Townes splitting versus MW detuning (relative to the theoretical transition frequency of 15.973 GHz) for three different powers sent to the antenna ($P_{\text{MW}} = -20$ dBm, red; $P_{\text{MW}} = -17$ dBm, green; and $P_{\text{MW}} = -14$ dBm, blue). (b) Measured Autler-Townes doublet center frequency versus MW detuning from the same dataset. In both plots, the data (colored circles) are adjusted by the model of Eqs. (3) and (4) with the following procedure: for an initial value of Δ_0 , we perform three independent adjustments for the datasets associated to -20 , -17 and -14 dBm, respectively, to find three values of Ω_{MW} . We then iterate on the value of Δ_0 and repeat the procedure until the distance between the fits and the datasets is minimized. This procedure yields the following values: $\Delta_0 = -2\pi \times 1.36$ MHz, and $\Omega_{\text{MW}} = 2\pi \times 47$ MHz (red full lines, $P_{\text{MW}} = -20$ dBm), $2\pi \times 66.5$ MHz (green dashed lines, $P_{\text{MW}} = -17$ dBm), and $2\pi \times 94.1$ MHz (blue chain lines, $P_{\text{MW}} = -14$ dBm). The fact that the three lines in panel (b) have different offsets is a consequence of light shifts; see Appendix A 5 for more details.

and δ_2^{LS} are described in Appendix A 5. To give a sense of scale, for a MW power corresponding to $\Omega_{\text{MW}} = 2\pi \times 100$ MHz, we find $\delta_1^{\text{LS}} \simeq 2\pi \times (-7.4)$ MHz and $\delta_2^{\text{LS}} \simeq 2\pi \times (-0.4)$ MHz, respectively.

We report in Fig. 5 the experimentally measured values of $\delta\omega$ and $\bar{\omega}$ for various applied values of Ω_{MW} and Δ_{MW} , showing a reasonably good agreement with the model from Eq. (3). In order to account for a possible uncertainty on the bare $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition frequency, we write the MW detuning in the absence of light shifts as

$$\Delta_{\text{MW}} = \omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{ARC}} - \Delta_0, \quad (4)$$

where ω_{MW} is the applied MW frequency, $\omega_{\text{ARC}} = 2\pi \times 15.973$ GHz is the atomic transition frequency from the ARC Rydberg calculator [35], and $\Delta_0 \simeq -2\pi \times 1.36$ MHz, according to the adjustment of the data by the model as shown in Fig. 5.

We attribute the origin of the residual discrepancy between the data and the model (up to a few megahertz at most) to be mainly due to fluctuations in the applied MW power. This is supported by the fact that the $\delta\omega$ curves (Fig. 5), which have a much stronger dependence on the MW power than does $\bar{\omega}$ according to the theory, also have a much higher level of discrepancy. Other possible causes for the observed discrepancy include: the deterioration of the signal-to-noise ratio for one of the two spectral profiles as the value of the detuning increases and becomes comparable with Ω_{MW} ; the bias induced by our fitting protocol as discussed in Sec. III A; the effects of the finite response time of the MOT (Appendix A 4), which might be enhanced when the amplitudes of the two spectral profiles become significantly different; and the uncertainties in the estimation of the dipole matrix elements for the light-shift calculation, which might become more and more important for increasing values of the MW power.

Noticeably, because the light shifts are much smaller than Ω_{MW} , there is a one-to-one correspondence between the pair $(\delta\omega, \bar{\omega})$ and the pair $(\Omega_{\text{MW}}, \Delta_{\text{MW}})$, which means that, from a single Autler-Townes measurement, one can simultaneously deduce the amplitude and the frequency of the MW field, without the need for a local oscillator [14].

V. CONCLUSION

In this paper, we have demonstrated and characterized a new method to measure MW fields with Rydberg atoms based on trap-loss spectroscopy in a magneto-optical trap. This method is particularly simple, as the detection scheme relies on fluorescence measurements only. By using a two-photon transition largely detuned from the intermediate state, we realize a situation where the frequencies of the spectral lines are well described by a coupled two-level system, which is particularly favorable for the linearity of the sensor in the resonant case. In the nonresonant case,

this simple two-level system behavior allows one, in principle, to reconstruct both the amplitude and the frequency of the applied MW field from the Autler-Townes splitting frequency and doublet center frequency, provided the light shifts induced by the MW field are taken into account.

The maximum range that we achieved for the measurement of the microwave power, on the order of 160 MHz, is already much higher than for electromagnetically induced absorption in cold atoms [17], and could possibly be much larger if the coupling (blue) laser was scanned instead of the probe (infrared) laser, which could be technically facilitated by the use of the inverted scheme [36] where the coupling laser is in the infrared domain (1010 nm). The maximum range that we achieved for the measurement of the microwave frequency is on the order of ± 50 MHz around the resonance frequency, typically set by the value of the MW Rabi frequency on resonance.

Future directions to improve the metrological performance of our experimental setup include better control of the intensity of the cooling beams, Rydberg beams, and their associated polarizations, as well as better control of the MW power effectively sent onto the atoms. In the longer term, one could get rid of the MOT broadening by adapting the setup to perform pulsed MOT operation, optical molasses, or even dipole traps.

In comparison with state-of-the-art techniques based on Rydberg EIT in room-temperature vapor cells, this new approach has several advantages, including reduced Doppler and transit time effects, better long-term stability as the atoms are more isolated from their environment, and the possibility to measure simultaneously the amplitude and the frequency of the electric field. On the other hand, the time needed to perform a single measurement with this new approach is much longer than for vapor cells, as it is limited by the response time of the magneto-optical trap, on the order of one second in the present work.

With a long-term frequency stability equivalent to a resolution of $5 \mu\text{V}/\text{cm}$ at 2500 s and no noticeable drift over this time period, this new measurement technique appears to be particularly well suited for metrology experiments, where accuracy, long-term stability, and high resolution at large integration times are required. This includes, in particular, technological applications such as the characterization of radio-frequency and MW equipment or new concepts of radar or rf antennas where the long-term stability would be brought by cold atoms and the high bandwidth by Rydberg EIT in a hot vapor cell. Controlling the external degrees of freedom of the cold atoms could also be used for high-resolution terahertz imaging, or to extend the measurement range of Rydberg sensors by making different atoms resonant with different microwave frequencies, for example, using a gradient of electric field. This platform also holds great prospects for scientific applications such as black-body shift measurements in state-of-the-art optical clocks [37], monitoring the Earth's cryosphere from

space [38], measuring the cosmic microwave background [39], or searching for axions or other forms of dark matter [40,41].

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge funding from the Agence Nationale de la Recherche within the project ANR-22-CE47-0009-03 and from Investissements d'Avenir du LabEx PALM within the project ANR-10-LABX-0039-PALM. We thank Nathan Bonaulet, Nicolas Guénaux, and Guillaume de Rochefort for early contributions to the experimental work and simulations; and the electromagnetism and radar department (DEMR) of ONERA for fruitful discussions and for lending us microwave equipment. R.G. acknowledges funding from Ecole Normale Supérieure Paris-Saclay through a CDSN doctoral grant.

APPENDIX

1. Experimental setup details

We create an ^{87}Rb MOT in a glass cell with a 26 G/cm magnetic field gradient and three pairs of retro-reflected beams at 780 nm with $1/e^2$ diameter around 9 mm, used for both cooling and repumping. We estimate the partial pressure of rubidium in the cell to be on the order of 10^{-8} Torr. The dimensions of the atomic cloud are typically on the order of 1 mm. The cooling beams come from a single Ortel telecom laser diode at 1560 nm, frequency-doubled with a periodically poled lithium niobate (PPLN) waveguide crystal. The frequency of the cooling light is detuned by 20 MHz from the $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ transition. The repumping light comes from the phase modulation of the cooling light, with a power ratio between the repumping and cooling frequencies around 20%. The MOT beams carry a total amount of power around 180 mW.

The coupling between the ground state and the $|61S_{1/2}\rangle$ Rydberg state is performed with a two-photon scheme (780 and 480 nm), with about 500 MHz detuning from the intermediate $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ state. Both beams are linearly polarized, their direction of polarization being adjusted to maximize the contrast of the spectral feature shown in Fig. 2(a). The two counterpropagating Rydberg laser beams have a $1/e^2$ diameter of 1 mm, and their respective power are 2 mW for the infrared one (frequency-doubled Rio Planex telecom laser diode at 1560 nm) and 80 mW for the blue one (Moglabs injection-locked ILA system). The two lasers are frequency-stabilized using a Pound-Drever-Hall lock on an ultrastable cavity from SLS with a finesse of the order of 2100 for the infrared light and 18 000 for the blue one. The sweep of the two-photon detuning is achieved by locking a sideband of the phase-modulated infrared Rydberg laser to the reference cavity while sending the carrier to the atoms, and then sweeping the frequency of the

phase modulation. The MW signal sent onto the atoms is provided by a Rohde & Schwarz SMB100A generator stabilized by a 10-MHz reference from a Global Positioning System receiver. The horn antenna is set 10 cm away from the atoms.

2. Theoretical model and rate equations

In the context of a two-photon transition, we consider only the two-level system composed of states $|g\rangle \equiv |5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|r\rangle \equiv |61S_{1/2}\rangle$. The theoretical value of the lifetime of the $|r\rangle$ state from the literature is $\tau = 140 \mu\text{s}$ [35], leading to a spontaneous emission rate $\Gamma_{\text{sp}} = (1/\tau) \sim 7.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$. The damping rate for the dipole coherence γ_d is estimated from the experimentally measured width of the spectral feature in Fig. 2(a) to be $\gamma_d/2\pi \sim 6.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. This is consistent with the back-of-the-envelope calculation of the Zeeman spectral width across the 1-mm MOT with a magnetic field gradient of $\nabla B \sim 26 \text{ G/cm}$, yielding a few megahertz. In this regime of strong damping of dipole relaxation ($\gamma_d \gg \Gamma_{\text{sp}}$), the dipole adiabatically follows the temporal evolution of populations, enabling the elimination of the coherence term in the optical Bloch equations and simplifying the model to two coupled rate equations.

We furthermore consider a MOT loading rate L , which affects the population ground state N_g , and loss processes Γ_0 affecting the populations of both states $-\Gamma_0 N_g$ and $-\Gamma_0 N_r$. Atoms in the Rydberg state may exit the trap due to processes such as photoionization or black-body ionization, which is modeled as $-\Gamma_{\text{BBR}} N_r$. According to Ref. [34], a theoretical estimate of Γ_{BBR} is $\simeq 133 \text{ s}^{-1}$. The terms for absorption and stimulated emission are given by $\pm R_{\text{exc}}(N_g - N_r)$, with $R_{\text{exc}} = R_0 = \Omega_{2\text{ph}}^2/2\gamma_d$ on resonance. When the two-photon detuning δ is nonzero, we write the excitation rate as $R_{\text{exc}}(\delta) = [R_0/(1 + \delta/\Delta)^2] \times \mathcal{P}(\delta)$, in order to take into account the explicit dependence $R_{\text{exc}} \propto \Omega_{2\text{ph}}^2 \propto 1/(\Delta + \delta)^2$ and an excitation profile $\mathcal{P}(\delta)$ characterizing the shape of the resonance.

Even though the adiabatic approximation of the optical Bloch equations (for an isolated single atom) theoretically yields a Lorentzian excitation profile $\mathcal{P}(\delta)$, our experimental data are much better described by a Gaussian model

$$R_{\text{exc}}(\delta) = \frac{R_0}{(1 + \delta/\Delta)^2} \times \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\gamma_d^2}\right),$$

which accounts for the inhomogeneous broadening across the MOT. We finally obtain

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} N_g = L - \Gamma_0 N_g - R_{\text{exc}}(\delta)(N_g - N_r) + \Gamma_{\text{sp}} N_r, \\ \frac{d}{dt} N_r = -\Gamma_0 N_r + R_{\text{exc}}(\delta)(N_g - N_r) - \Gamma_{\text{BBR}} N_r - \Gamma_{\text{sp}} N_r. \end{cases} \quad (\text{A1})$$

This model was used to calculate the red traces in Fig. 2 (additionally taking into account, in the presence of microwaves, the relative strengths of the spectral lines from the Autler-Townes theory [26]), leaving R_0 as a free parameter that best fits the experimental data for $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$. This enables us to derive an estimate for the average two-photon Rabi frequency experienced by the atoms, using $R_0 = \Omega_{2\text{ph}}^2/2\gamma_d$. (Note that this expression naturally arises in the two-level population model when writing the Bloch equations under the adiabatic approximation.) We find $\Omega_{2\text{ph}} \sim 2\pi \times 9 \text{ kHz}$, which is consistent (given the fact that the atomic cloud is slightly bigger than the beam waists) with the theoretical value calculated at the point of maximum intensity of the Gaussian Rydberg laser beams, the latter yielding $\Omega_{780 \text{ nm}} = 2\pi \times 41 \text{ MHz}$, $\Omega_{480 \text{ nm}} = 2\pi \times 0.57 \text{ MHz}$, and finally $\Omega_{2\text{ph}} = \Omega_{780 \text{ nm}}\Omega_{480 \text{ nm}}/2\Delta = 2\pi \times 23 \text{ kHz}$ for $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$.

3. Autler-Townes effect caused by the cooling light

As discussed in Sec. II A, a close look at the experimental curve of Fig. 2(a) reveals the presence of a second spectral feature around -35 MHz . This feature can be explained by the cooling light operating on the $|5S_{1/2}, F=2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ transition with a Rabi frequency $\Omega_{\text{MOT}} = 2\pi \times 29 \text{ MHz}$ and a detuning $\delta_{\text{MOT}} = 2\pi \times (-20 \text{ MHz})$, which results in an Autler-Townes splitting of the ground state also involved in the trap-loss measurement. This is quantitatively confirmed by a numerical model based on Bloch equations and involving the three atomic states $|g\rangle \equiv |5S_{1/2}, F=2\rangle$, $|i\rangle \equiv |5P_{3/2}, F'=3\rangle$, and $|r\rangle \equiv |6S_{1/2}\rangle$, and two Rabi couplings, Ω_{MOT} between $|g\rangle$ and $|i\rangle$, and $\Omega_{2\text{ph}} = 2\pi \times 9 \text{ kHz}$ between $|g\rangle$ and $|r\rangle$. Furthermore, by taking into account the decay rates $\Gamma_{|i\rangle} = 2\pi \times 6.06 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ and $\Gamma_{|r\rangle} = 7.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, and by introducing empirical coherence damping rates $\gamma_{gi} = 2\pi \times 2 \text{ MHz}$ and $\gamma_{gr} = 2\pi \times 4 \text{ MHz}$, we obtain the red trace in Fig. 6, which shows good agreement with the measured data [identical to the data presented in Fig. 2(a)].

Interestingly, in a similar work reported in Ref. [30], the two Autler-Townes features from the MOT cooling light had comparable sizes, which we attribute to different experimental parameters (Rabi frequency and detuning of the cooling light, and a much higher Rabi frequency for the ground-to-Rydberg transition owing to direct single-photon coupling).

4. Influence of the MOT dynamics

As we scan the frequency of the two-photon coupling across the resonance between the ground and the Rydberg states, the fluorescence of the MOT changes at a rate $\Gamma_0 \simeq 0.6 \text{ s}^{-1}$. Because of the finite response time Γ_0^{-1} , the shape of the fluorescence trace will depend on the rate at which the scan is performed. This is illustrated in Fig. 7, where it

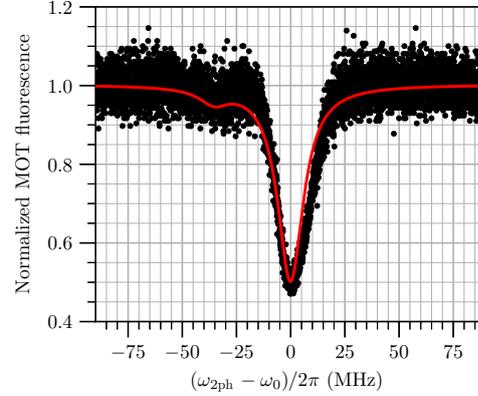


FIG. 6. Autler-Townes splitting due to the coupling of $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ and $|5P_{3/2}, F'=3\rangle$ by the cooling light. The red trace is the theoretical model and the black dots are the experimental data already presented in Fig. 2(a). The origin of frequencies for the red trace has been shifted by about 7.6 MHz to match the experimental data, corresponding to the shift induced by the MOT cooling light on the trap-loss spectral features.

can be seen that the traces become more and more asymmetric as the scanning rate is increased. This asymmetry, which also depends on the direction of the scan, is reasonably well reproduced by the numerical integration of the rate equation (A1) with a time-dependent detuning δ (red curves in Fig. 7). The frequency corresponding to the minimum value of the fluorescence can be estimated by fitting each trace with a skewed Gaussian function (or a double skewed Gaussian function in the case of an Autler-Townes doublet).

We report in Fig. 8 the estimated frequency $\omega_{\text{dip}}/2\pi$ corresponding to the minimum fluorescence for each trace, as a function of the scanning rate and direction. As expected, the estimation error increases with the scanning rate, but the average between the estimated frequencies using an ascending and a descending scan remains stable at the megahertz level. The estimated frequencies based on the theoretical traces, also shown in Fig. 8, are in good agreement with the experimental points. Interestingly, the value of $\omega_{\text{dip}}/2\pi$ predicted by the model in the limit of very slow scanning rates is not zero but $\simeq 200 \text{ kHz}$. This is due to the fact that the Rabi frequency $\Omega_{2\text{ph}}$ of the effective two-photon coupling between the ground and Rydberg states has a dependence on δ (see Appendix A2), breaking the symmetry between the ascending and descending scans.

Throughout the paper, we have used a scanning rate of 2 MHz/s as a trade-off between the asymmetry and contrast of the fluorescence trace and the data acquisition time. Each presented measurement is the result of an average over one ascending and one descending scan.

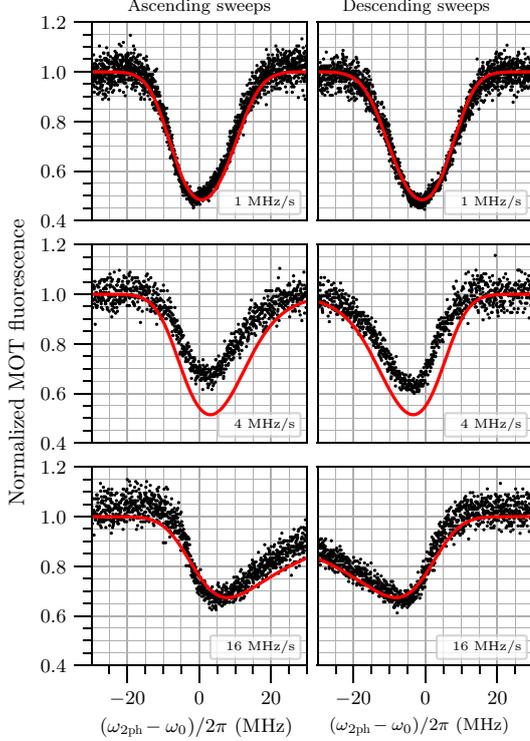


FIG. 7. MOT fluorescence as a function of the two-photon detuning for various scanning rates (1, 4 and 16 MHz/s from top to bottom). The first (second) column corresponds to sweeps of increasing (decreasing) frequencies. The black dots are experimental data, and the red traces result from a rate equation model (see text).

5. Additional detuning from the microwave source

The MW signal at 15.973 GHz, which resonantly couples $|61S_{1/2}\rangle$ and $|61P_{1/2}\rangle$, also results in an energy shift of these two states due to off-resonant coupling to other neighboring Rydberg states. To evaluate this effect, we use the following formula [42]:

$$\delta_i^{\text{LS}} = \sum_j \frac{|\Omega_{ij}|^2}{4\Delta_{ij}}, \quad (\text{A2})$$

where $i = 1$ and 2 refer to $|61S_{1/2}\rangle$ and $|61P_{1/2}\rangle$, respectively, and j refers to all other states coupled to 1 and 2 by the MW field. In the above formula, Ω_{ij} is the Rabi frequency for the $i \leftrightarrow j$ transition, and $\Delta_{ij} = \omega_{\text{MW}} - \omega_{ij}$ is the detuning between the MW field and the $i \leftrightarrow j$ transition. To estimate Ω_{ij} , we use the theoretical value of the transition dipole element d_{ij} between i and j (*Reduced Matrix Element J* from the ARC calculator [35]), and

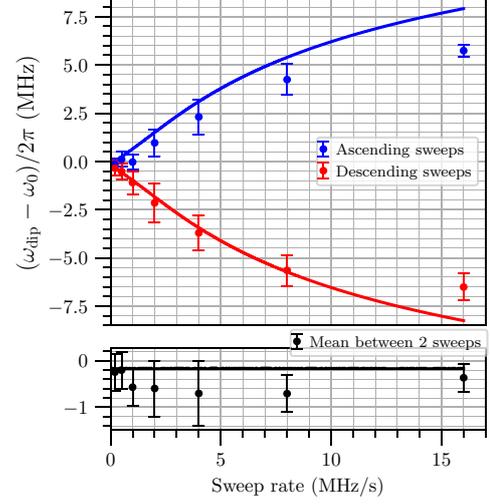


FIG. 8. Estimated frequency corresponding to the minimum of each fluorescence trace for various scanning rates and directions. The dots are experimental data, and the curves are theoretical predictions from the rate equation model (see text).

the following formula: $\Omega_{ij} = d_{ij}\Omega_{12}/d_{12}$ (with previous notation, $\Omega_{12} = \Omega_{\text{MW}}$). We keep only the states j whose contributions to either δ_1^{LS} or δ_2^{LS} are significant (typically > 100 kHz for the reference value $\Omega_{12} = 2\pi \times 100$ MHz). Such states are $|61P_{3/2}\rangle$, $|60P_{3/2}\rangle$, and $|60P_{1/2}\rangle$ for δ_1^{LS} , and $|62S_{1/2}\rangle$, $|60D_{3/2}\rangle$, and $|59D_{3/2}\rangle$ for δ_2^{LS} .

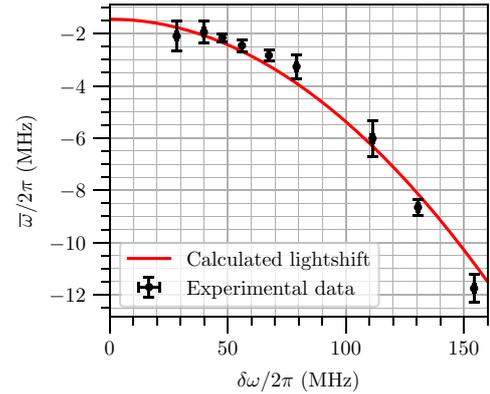


FIG. 9. Average position of the Autler-Townes doublet versus MW power. The red line is the calculated light shift $(\delta_1^{\text{LS}} + \delta_2^{\text{LS}})/2$ with a -1.5 MHz offset to account for the fact that the MW frequency is not perfectly resonant with the bare $|61S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |61P_{1/2}\rangle$ transition.

We show in Fig. 9 the calculated light shift $(\delta_1^{LS} + \delta_2^{LS})/2$ as a function of the MW Rabi frequency, showing a good correlation with the average position of the Autler-Townes doublet as expected from Eq. (3).

- [1] C. S. Adams, J. D. Pritchard, and J. P. Shaffer, Rydberg atom quantum technologies, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **53**, 012002 (2019).
- [2] A. Browaeys and T. Lahaye, Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms, *Nat. Phys.* **16**, 132 (2020).
- [3] D. H. Meyer, Z. A. Castillo, K. C. Cox, and P. D. Kunz, Assessment of Rydberg atoms for wideband electric field sensing, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **53**, 034001 (2020).
- [4] C. T. Fancher, D. R. Scherer, M. C. S. John, and B. L. S. Marlow, Rydberg atom electric field sensors for communications and sensing, *IEEE Trans. Quantum Eng.* **2**, 1 (2021).
- [5] C. G. Wade, N. Šibalić, N. R. de Melo, J. M. Kondo, C. S. Adams, and K. J. Weatherill, Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence, *Nat. Photonics* **11**, 40 (2017).
- [6] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau, and J. P. Shaffer, Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances, *Nat. Phys.* **8**, 819 (2012).
- [7] C. L. Holloway, J. A. Gordon, S. Jefferts, A. Schwarzkopf, D. A. Anderson, S. A. Miller, N. Thaicharoen, and G. Raithel, Broadband Rydberg atom-based electric-field probe for SI-traceable, self-calibrated measurements, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **62**, 6169 (2014).
- [8] H. Fan, S. Kumar, J. Sedlacek, H. Kübler, S. Karimkashi, and J. P. Shaffer, Atom based RF electric field sensing, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **48**, 202001 (2015).
- [9] D. A. Anderson, R. E. Sapiro, and G. Raithel, A self-calibrated SI-traceable Rydberg atom-based radio frequency electric field probe and measurement instrument, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69**, 5931 (2021).
- [10] S. Kumar, H. Fan, H. Kübler, A. J. Jahangiri, and J. P. Shaffer, Rydberg-atom based radio-frequency electrometry using frequency modulation spectroscopy in room temperature vapor cells, *Opt. Express* **25**, 8625 (2017).
- [11] M. Jing, Y. Hu, J. Ma, H. Zhang, L. Zhang, L. Xiao, and S. Jia, Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed Rydberg spectroscopy, *Nat. Phys.* **16**, 911 (2020).
- [12] M. T. Simons, A. H. Haddab, J. A. Gordon, and C. L. Holloway, A Rydberg atom-based mixer: Measuring the phase of a radio frequency wave, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 114101 (2019).
- [13] A. K. Robinson, N. Prajapati, D. Senic, M. T. Simons, and C. L. Holloway, Determining the angle-of-arrival of a radio-frequency source with a Rydberg atom-based sensor, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 114001 (2021).
- [14] D. H. Meyer, P. D. Kunz, and K. C. Cox, Waveguide-coupled Rydberg spectrum analyzer from 0 to 20 GHz, *Phys. Rev. Appl.* **15**, 014053 (2021).
- [15] C. L. Holloway, M. T. Simons, J. A. Gordon, A. Dienstfrey, D. A. Anderson, and G. Raithel, Electric field metrology for SI traceability: Systematic measurement uncertainties in electromagnetically induced transparency in atomic vapor, *J. Appl. Phys.* **121**, 233106 (2017).
- [16] D. H. Meyer, C. O'Brien, D. P. Fahey, K. C. Cox, and P. D. Kunz, Optimal atomic quantum sensing using electromagnetically-induced-transparency readout, *Phys. Rev. A* **104**, 043103 (2021).
- [17] K.-Y. Liao, H.-T. Tu, S.-Z. Yang, C.-J. Chen, X.-H. Liu, J. Liang, X.-D. Zhang, H. Yan, and S.-L. Zhu, Microwave electrometry via electromagnetically induced absorption in cold Rydberg atoms, *Phys. Rev. A* **101**, 053432 (2020).
- [18] F. Zhou, F. Jia, X. Liu, Y. Yu, J. Mei, J. Zhang, F. Xie, and Z. Zhong, Improving the spectral resolution and measurement range of quantum microwave electrometry by cold Rydberg atoms, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **56**, 025501 (2023).
- [19] Y. Sortais, S. Bize, M. Abgrall, S. Zhang, C. Nicolas, C. Mandache, P. Lemonde, P. Laurent, G. Santarelli, N. Dimarcq *et al.*, Cold atom clocks, *Phys. Scr.* **2001**, 50 (2001).
- [20] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, Optical atomic clocks, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015).
- [21] V. Schkolnik, O. Hellmig, A. Wenzlawski, J. Grosse, A. Kohfeldt, K. Döringshoff, A. Wicht, P. Windpassinger, K. Sengstock, C. Braxmaier *et al.*, A compact and robust diode laser system for atom interferometry on a sounding rocket, *Appl. Phys. B* **122**, 1 (2016).
- [22] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. Lequentrec-Lalancette, Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry, *Nat. Commun.* **9**, 627 (2018).
- [23] L. Antoni-Micollier, D. Carbone, V. Ménéret, J. Lautier-Gaud, T. King, F. Greco, A. Messina, D. Contrafatto, and B. Desruelle, Detecting volcano-related underground mass changes with a quantum gravimeter, *Geophys. Res. Lett.* **49**, e2022GL097814 (2022).
- [24] Y. Bidel, N. Zahzam, A. Bresson, C. Blanchard, A. Bonnin, J. Bernard, M. Cadoret, T. E. Jensen, R. Forsberg, C. Salaun *et al.*, Airborne absolute gravimetry with a quantum sensor, comparison with classical technologies, *J. Geophys. Res.: Solid Earth* **128**, e2022JB025921 (2023).
- [25] J. R. Williams, C. A. Sackett, H. Ahlers *et al.*, Pathfinder experiments with atom interferometry in the cold atom lab onboard the international space station, *Nat. Commun.* **15**, 6414 (2024).
- [26] S. H. Autler and C. H. Townes, Stark effect in rapidly varying fields, *Phys. Rev.* **100**, 703 (1955).
- [27] J. Wu, J. Ma, Y. Zhang, Y. Li, L. Wang, Y. Zhao, G. Chen, L. Xiao, and S. Jia, High sensitive trap loss spectroscopic detection of the lowest vibrational levels of ultracold molecules, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13**, 18921 (2011).
- [28] D. A. Anderson, S. A. Miller, and G. Raithel, Photoassociation of long-range nD Rydberg molecules, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 163201 (2014).
- [29] L. Wang, J. Ma, W. Ji, G. Wang, L. Xiao, and S. Jia, Ultra-high resolution trap-loss spectroscopy of ultracold ^{133}Cs atom long-range states in a magneto-optical trap, *Laser Phys.* **17**, 1171 (2007).

ROMAIN DUVERGER *et al.*PHYS. REV. APPLIED **22**, 044039 (2024)

- [30] J. Bai, S. Liu, J. Wang, J. He, and J. Wang, Single-photon Rydberg excitation and trap-loss spectroscopy of cold cesium atoms in a magneto-optical trap by using of a 319-nm ultraviolet laser system, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **26**, 1 (2019).
- [31] L. Couturier, I. Nosske, F. Hu, C. Tan, C. Qiao, Y. H. Jiang, P. Chen, and M. Weidemüller, Measurement of the strontium triplet Rydberg series by depletion spectroscopy of ultracold atoms, *Phys. Rev. A* **99**, 022503 (2019).
- [32] C. Halter, A. Miethke, C. Sillus, A. Hegde, and A. Goerlitz, Trap-loss spectroscopy of Rydberg states in ytterbium, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **56**, 055001 (2023).
- [33] J. O. Day, E. Brekke, and T. G. Walker, Dynamics of low-density ultracold Rydberg gases, *Phys. Rev. A* **77**, 052712 (2008).
- [34] I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev, V. M. Entin, A. Ekers, and N. N. Bezuglov, Ionization of Rydberg atoms by blackbody radiation, *New J. Phys.* **11**, 013052 (2009).
- [35] N. Šibalić, J. D. Pritchard, C. S. Adams, and K. J. Weatherill, ARC: An open-source library for calculating properties of alkali Rydberg atoms, *Comput. Phys. Commun.* **220**, 319 (2017).
- [36] A. Urvoy, C. Carr, R. Ritter, C. Adams, K. Weatherill, and R. Löw, Optical coherences and wavelength mismatch in ladder systems, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **46**, 245001 (2013).
- [37] V. D. Ovsiannikov, A. Derevianko, and K. Gibble, Rydberg spectroscopy in an optical lattice: Blackbody thermometry for atomic clocks, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 093003 (2011).
- [38] A. Strangfeld, O. Carraz, A. Eiden, A. Heliere, and P. Silvestrin, in *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XXVII* (SPIE, Amsterdam, Netherlands, 2023), Vol. 12729, p. 56.
- [39] T. V. Tscherbul and P. Brumer, Coherent dynamics of Rydberg atoms in cosmic-microwave-background radiation, *Phys. Rev. A* **89**, 013423 (2014).
- [40] M. Shibata, T. Arai, A. Fukuda, H. Funahashi, T. Haseyama, S. Ikeda, K. Imai, Y. Isozumi, T. Kato, Y. Kido *et al.*, Practical design for improving the sensitivity to search for dark matter axions with Rydberg atoms, *J. Low Temp. Phys.* **151**, 1043 (2008).
- [41] J. Gué, A. Hees, J. Lodewyck, R. Le Targat, and P. Wolf, Search for vector dark matter in microwave cavities with Rydberg atoms, *Phys. Rev. D* **108**, 035042 (2023).
- [42] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, Optical dipole traps for neutral atoms, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).

Bibliographie

- [1] J Bernhard, J Reed, JM Park, A Clegg, A Weisshaar, and A Abouzeid. Final report of the national science foundation workshop on. enhancing access to the radio spectrum (ears). *Arlington, Virginia*, 2010.
- [2] Charles T Fancher, David R Scherer, Marc C St John, and Bonnie L Schmittberger Marlow. Rydberg atom electric field sensors for communications and sensing. *IEEE Transactions on Quantum Engineering*, 2:1–13, 2021.
- [3] Haoquan Fan, Santosh Kumar, Jonathon Sedlacek, Harald Kübler, Shaya Karimkashi, and James P Shaffer. Atom based rf electric field sensing. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(20):202001, 2015.
- [4] Jinpeng Yuan, Wenguang Yang, Mingyong Jing, Hao Zhang, Yuechun Jiao, Weibin Li, Linjie Zhang, Liantuan Xiao, and Suotang Jia. Quantum sensing of microwave electric fields based on rydberg atoms. *Reports on Progress in Physics*, 2023.
- [5] David H Meyer, Zachary A Castillo, Kevin C Cox, and Paul D Kunz. Assessment of rydberg atoms for wideband electric field sensing. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 53(3):034001, 2020.
- [6] Charles S Adams, Jonathan D Pritchard, and James P Shaffer. Rydberg atom quantum technologies. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 53(1):012002, 2019.
- [7] Thomas F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics. Cambridge University Press, 1994.
- [8] Alpha Gaëtan, Yevhen Miroshnychenko, Tatjana Wilk, Amodsen Chotia, Matthieu Viteau, Daniel Comparat, Pierre Pillet, Antoine Browaeys, and Philippe Grangier. Observation of collective excitation of two individual atoms in the rydberg blockade regime. *Nature Physics*, 5(2):115–118, 2009.
- [9] E Urban, Todd A Johnson, T Henage, L Isenhower, DD Yavuz, TG Walker, and M Saffman. Observation of rydberg blockade between two atoms. *Nature Physics*, 5(2):110–114, 2009.
- [10] Nikola Šibalić and Charles S Adams. Rydberg physics. *Rydberg physics*, pages 2399–2891, 2018.
- [11] Antoine Browaeys and Thierry Lahaye. Many-body physics with individually controlled rydberg atoms. *Nature Physics*, 16(2):132–142, 2020.
- [12] Jacob A Hines, Shankari V Rajagopal, Gabriel L Moreau, Michael D Wahrman, Neomi A Lewis, Ognjen Marković, and Monika Schleier-Smith. Spin squeezing by rydberg dressing in an array of atomic ensembles. *Physical Review Letters*, 131(6):063401, 2023.

- [13] Guillaume Bornet, Gabriel Emperauger, Cheng Chen, Bingtian Ye, Maxwell Block, Marcus Bintz, Jamie A Boyd, Daniel Barredo, Tommaso Comparin, Fabio Mezzacapo, et al. Scalable spin squeezing in a dipolar rydberg atom array. *Nature*, 621(7980):728–733, 2023.
- [14] KM Maller, MT Lichtman, T Xia, Y Sun, MJ Piotrowicz, AW Carr, L Isenhower, and M Saffman. Rydberg-blockade controlled-not gate and entanglement in a two-dimensional array of neutral-atom qubits. *Physical Review A*, 92(2):022336, 2015.
- [15] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman. Demonstration of a neutral atom controlled-not quantum gate. *Phys. Rev. Lett.*, 104:010503, Jan 2010.
- [16] Dalia P Ornelas-Huerta, Alexander N Craddock, Elizabeth A Goldschmidt, Andrew J Hachtel, Yidan Wang, Przemyslaw Bienias, Alexey V Gorshkov, Steve L Rolston, and James V Porto. On-demand indistinguishable single photons from an efficient and pure source based on a rydberg ensemble. *Optica*, 7(7):813–819, 2020.
- [17] Fabian Ripka, Harald Kübler, Robert Löw, and Tilman Pfau. A room-temperature single-photon source based on strongly interacting rydberg atoms. *Science*, 362(6413):446–449, 2018.
- [18] Hannes Gorniaczyk, Christoph Tresp, Johannes Schmidt, Helmut Fedder, and Sebastian Hofferberth. Single-photon transistor mediated by interstate rydberg interactions. *Physical review letters*, 113(5):053601, 2014.
- [19] Daniel Tiarks, Simon Baur, Katharina Schneider, Stephan Dürr, and Gerhard Rempe. Single-photon transistor using a förster resonance. *Physical review letters*, 113(5):053602, 2014.
- [20] Michel Brune, Serge Haroche, Jean-Michel Raimond, Luis Davidovich, and Nicim Zagury. Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling : Quantum-nondemolition measurements and generation of “schrödinger cat”states. *Physical Review A*, 45(7):5193, 1992.
- [21] Lucy A. Downes, Andrew R. MacKellar, Daniel J. Whiting, Cyril Bourgenot, Charles S. Adams, and Kevin J. Weatherill. Full-field terahertz imaging at kilohertz frame rates using atomic vapor. *Phys. Rev. X*, 10:011027, Feb 2020.
- [22] Hannes Bernien, Sylvain Schwartz, Alexander Keesling, Harry Levine, Ahmed Omran, Hannes Pichler, Soonwon Choi, Alexander S Zibrov, Manuel Endres, Markus Greiner, et al. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator. *Nature*, 551(7682):579–584, 2017.
- [23] Mark Saffman, Thad G Walker, and Klaus Mølmer. Quantum information with rydberg atoms. *Reviews of modern physics*, 82(3):2313–2363, 2010.
- [24] Mark Saffman. Quantum computing with atomic qubits and rydberg interactions : progress and challenges. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(20):202001, 2016.
- [25] Ahmed Omran, Harry Levine, Alexander Keesling, Giulia Semeghini, Tout T Wang, Sepehr Ebadi, Hannes Bernien, Alexander S Zibrov, Hannes Pichler, Soonwon Choi, et al. Generation and manipulation of schrödinger cat states in rydberg atom arrays. *Science*, 365(6453):570–574, 2019.
- [26] Alexander Keesling, Ahmed Omran, Harry Levine, Hannes Bernien, Hannes Pichler, Soonwon Choi, Rhine Samajdar, Sylvain Schwartz, Pietro Silvi, Subir Sachdev, et al. Quantum kibble-zurek mechanism and critical dynamics on a programmable rydberg simulator. *Nature*, 568(7751):207–211, 2019.
- [27] Dong-Sheng Ding, Zong-Kai Liu, Bao-Sen Shi, Guang-Can Guo, Klaus Mølmer, and Charles S Adams. Enhanced metrology at the critical point of a many-body rydberg atomic system. *Nature Physics*, 18(12):1447–1452, 2022.

- [28] Irénée Frérot and Tommaso Roscilde. Quantum critical metrology. *Physical review letters*, 121(2):020402, 2018.
- [29] Dieter Jaksch, Juan Ignacio Cirac, Peter Zoller, Steve L Rolston, Robin Côté, and Mikhail D Lukin. Fast quantum gates for neutral atoms. *Physical Review Letters*, 85(10):2208, 2000.
- [30] Jean-Michel Raimond, Michel Brune, and Serge Haroche. Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Reviews of Modern Physics*, 73(3):565, 2001.
- [31] Samuel Deleglise, Igor Dotsenko, Clement Sayrin, Julien Bernu, Michel Brune, Jean-Michel Raimond, and Serge Haroche. Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence. *Nature*, 455(7212):510–514, 2008.
- [32] Serge Haroche. Nobel lecture : Controlling photons in a box and exploring < ? format ? > the quantum to classical boundary. *Reviews of Modern Physics*, 85(3):1083–1102, 2013.
- [33] Christopher G Wade, Nikola Šibalić, Natalia R De Melo, Jorge M Kondo, Charles S Adams, and Kevin J Weatherill. Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence. *Nature Photonics*, 11(1):40–43, 2017.
- [34] Lucy A Downes, Lara Torralbo-Campo, and Kevin J Weatherill. A practical guide to terahertz imaging using thermal atomic vapour. *New Journal of Physics*, 25(3):035002, 2023.
- [35] Jonathon A Sedlacek, Arne Schwettmann, Harald Kübler, Robert Löw, Tilman Pfau, and James P Shaffer. Microwave electrometry with rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances. *Nature physics*, 8(11):819–824, 2012.
- [36] Joshua A Gordon, Christopher L Holloway, Andrew Schwarzkopf, Dave A Anderson, Stephanie Miller, Nithiwadee Thaicharoen, and Georg Raithel. Millimeter wave detection via autler-townes splitting in rubidium rydberg atoms. *Applied Physics Letters*, 105(2), 2014.
- [37] Shuying Chen, Dominic J Reed, Andrew R MacKellar, Lucy A Downes, Nourah FA Almuhawish, Matthew J Jamieson, Charles S Adams, and Kevin J Weatherill. Terahertz electrometry via infrared spectroscopy of atomic vapor. *Optica*, 9(5):485–491, 2022.
- [38] Jonathan P Marangos. Electromagnetically induced transparency. *Journal of modern optics*, 45(3):471–503, 1998.
- [39] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P Marangos. Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media. *Reviews of modern physics*, 77(2):633–673, 2005.
- [40] Ran Finkelstein, Samir Bali, Ofer Firstenberg, and Irina Novikova. A practical guide to electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *New Journal of Physics*, 25(3):035001, 2023.
- [41] David A Anderson, Stephanie A Miller, Georg Raithel, JA Gordon, ML Butler, and CL Holloway. Optical measurements of strong microwave fields with rydberg atoms in a vapor cell. *Physical Review Applied*, 5(3):034003, 2016.
- [42] Claude N Cohen-Tannoudji. The autler-townes effect revisited. In *Amazing Light : A Volume Dedicated To Charles Hard Townes On His 80th Birthday*, pages 109–123. Springer, 1996.
- [43] Christopher L Holloway, Matthew T Simons, Joshua A Gordon, Perry F Wilson, Caitlyn M Coker, David A Anderson, and Georg Raithel. Atom-based rf electric field metrology : from self-calibrated measurements to subwavelength and near-field imaging. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 59(2):717–728, 2017.
- [44] Fei Zhou, Feng-Dong Jia, Jiong Mei, Xiu-Bin Liu, Huai-Yu Zhang, Yong-Hong Yu, Wei-Chen Liang, Jian-Wei Qin, Jian Zhang, Feng Xie, et al. The effect of the doppler mismatch in microwave electrometry using rydberg electromagnetically induced transparency and autler-townes splitting. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 55(7):075501, 2022.

- [45] DA Anderson, A Schwarzkopf, SA Miller, N Thaicharoen, G Raithel, JA Gordon, and CL Holloway. Two-photon microwave transitions and strong-field effects in a room-temperature rydberg-atom gas. *Physical Review A*, 90(4):043419, 2014.
- [46] David A Anderson and Georg Raithel. Continuous-frequency measurements of high-intensity microwave electric fields with atomic vapor cells. *Applied Physics Letters*, 111(5), 2017.
- [47] Eric Paradis, Georg Raithel, and David A Anderson. Atomic measurements of high-intensity vhf-band radio-frequency fields with a rydberg vapor-cell detector. *Physical Review A*, 100(1):013420, 2019.
- [48] Christopher L Holloway, Nikunj Kumar Prajapati, Alexandra B Artusio-Glimpse, Samuel Berweger, Matthew T Simons, Yoshiaki Kasahara, Andrea Alu, and Richard W Ziolkowski. Rydberg atom-based field sensing enhancement using a split-ring resonator. *Applied Physics Letters*, 120(20), 2022.
- [49] A Urvoy, C Carr, R Ritter, CS Adams, KJ Weatherill, and R Löw. Optical coherences and wavelength mismatch in ladder systems. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 46(24):245001, 2013.
- [50] Matt T Simons, Joshua A Gordon, and Christopher L Holloway. Simultaneous use of cs and rb rydberg atoms for dipole moment assessment and rf electric field measurements via electromagnetically induced transparency. *Journal of Applied Physics*, 120(12), 2016.
- [51] Roger C Brown, Baran Kayim, Michael A Viray, Abigail R Perry, Brian C Sawyer, and Robert Wylie. Very-high- and ultrahigh-frequency electric-field detection using high angular momentum rydberg states. *Physical Review A*, 107(5):052605, 2023.
- [52] Christopher L Holloway, Joshua A Gordon, Steven Jefferts, Andrew Schwarzkopf, David A Anderson, Stephanie A Miller, Nithiwadee Thaicharoen, and Georg Raithel. Broadband rydberg atom-based electric-field probe for si-traceable, self-calibrated measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 62(12):6169–6182, 2014.
- [53] Michael Stock, Richard Davis, Estefanía de Mirandés, and Martin JT Milton. The revision of the si—the result of three decades of progress in metrology. *Metrologia*, 56(2):022001, 2019.
- [54] Matthew T Simons, Marcus D Kautz, Joshua A Gordon, and Christopher L Holloway. Uncertainties in rydberg atom-based rf e-field measurements. In *2018 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE)*, pages 376–380. IEEE, 2018.
- [55] Lan Jen Chu. Physical limitations of omnidirectional antennas. 1948.
- [56] Roger F Harrington. Effect of antenna size on gain, bandwidth, and efficiency. *J. Res. Nat. Bur. Stand*, 64(1):1–12, 1960.
- [57] Matt T Simons, Joshua A Gordon, and Christopher L Holloway. Fiber-coupled vapor cell for a portable rydberg atom-based radio frequency electric field sensor. *Applied Optics*, 57(22):6456–6460, 2018.
- [58] David Alexander Anderson, Rachel Elizabeth Sapiro, and Georg Raithel. A self-calibrated si-traceable rydberg atom-based radio frequency electric field probe and measurement instrument. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 69(9):5931–5941, 2021.
- [59] J Susanne Otto, Matthew Chilcott, Amita B Deb, and Niels Kjærgaard. Distant rf field sensing with a passive rydberg-atomic transducer. *Applied Physics Letters*, 123(14), 2023.
- [60] HQ Fan, S Kumar, R Daschner, H Kübler, and JP Shaffer. Subwavelength microwave electric-field imaging using rydberg atoms inside atomic vapor cells. *Optics Letters*, 39(10):3030–3033, 2014.

- [61] Christopher L Holloway, Joshua A Gordon, Andrew Schwarzkopf, David A Anderson, Stephanie A Miller, Nithiwadee Thaicharoen, and Georg Raithel. Sub-wavelength imaging and field mapping via electromagnetically induced transparency and autler-townes splitting in rydberg atoms. *Applied Physics Letters*, 104(24), 2014.
- [62] Harald Kübler, James Keaveney, Chang Lui, Jaime Ramirez-Serrano, Hadi Amarloo, Jennifer Erskine, Geoff Gillet, and James P Shaffer. Atom-based sensing of microwave electric fields using highly excited atoms : mechanisms affecting sensitivity. In *Optical, Opto-Atomic, and Entanglement-Enhanced Precision Metrology*, volume 10934, page 1093406. SPIE, 2019.
- [63] Santosh Kumar, Haoquan Fan, Harald Kübler, Jiteng Sheng, and James P Shaffer. Atom-based sensing of weak radio frequency electric fields using homodyne readout. *Scientific reports*, 7(1):42981, 2017.
- [64] Liping Hao, Yongmei Xue, Jiabei Fan, Yuechun Jiao, Jianming Zhao, and Suotang Jia. Nonlinearity of microwave electric field coupled rydberg electromagnetically induced transparency and autler-townes splitting. *Applied Sciences*, 9(8):1720, 2019.
- [65] Christopher L Holloway, Matt T Simons, Joshua A Gordon, Andrew Dienstfrey, David A Anderson, and Georg Raithel. Electric field metrology for si traceability : Systematic measurement uncertainties in electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *Journal of Applied Physics*, 121(23), 2017.
- [66] Haoquan Fan, Santosh Kumar, Jiteng Sheng, James P Shaffer, Christopher L Holloway, and Joshua A Gordon. Effect of vapor-cell geometry on rydberg-atom-based measurements of radio-frequency electric fields. *Physical Review Applied*, 4(4):044015, 2015.
- [67] Zhenfei Song, Wanfeng Zhang, Qi Wu, Huihui Mu, Xiaochi Liu, Linjie Zhang, and Jifeng Qu. Field distortion and optimization of a vapor cell in rydberg atom-based radio-frequency electric field measurement. *Sensors*, 18(10):3205, 2018.
- [68] Linjie Zhang, Jiasheng Liu, Yue Jia, Hao Zhang, Zhenfei Song, and Suotang Jia. Vapor cell geometry effect on rydberg atom-based microwave electric field measurement. *Chinese Physics B*, 27(3):033201, 2018.
- [69] Matthew T Simons, Abdulaziz H Haddab, Joshua A Gordon, and Christopher L Holloway. A rydberg atom-based mixer : Measuring the phase of a radio frequency wave. *Applied Physics Letters*, 114(11), 2019.
- [70] Mingyong Jing, Ying Hu, Jie Ma, Hao Zhang, Linjie Zhang, Liantuan Xiao, and Suotang Jia. Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed rydberg spectroscopy. *Nature Physics*, 16(9):911–915, 2020.
- [71] Bang Liu, Li-Hua Zhang, Zong-Kai Liu, Zheng-Yuan Zhang, Zhi-Han Zhu, Wei Gao, Guang-Can Guo, Dong-Sheng Ding, and Bao-Sen Shi. Highly sensitive measurement of a megahertz rf electric field with a rydberg-atom sensor. *Physical Review Applied*, 18(1):014045, 2022.
- [72] Jinpeng Yuan, Ting Jin, Lirong Wang, Liantuan Xiao, and Suotang Jia. Improvement of microwave electric field measurement sensitivity via dual-microwave-dressed electromagnetically induced transparency in rydberg atoms. *Laser Physics Letters*, 19(12):125207, 2022.
- [73] Jiawei Yao, Qiang An, Yanli Zhou, Kai Yang, Fengchuan Wu, and Yunqi Fu. Sensitivity enhancement of far-detuned rf field sensing based on rydberg atoms dressed by a near-resonant rf field. *Optics Letters*, 47(20):5256–5259, 2022.
- [74] Jinlian Hu, Huaqiang Li, Rong Song, Jingxu Bai, Yuechun Jiao, Jianming Zhao, and Suotang Jia. Continuously tunable radio frequency electrometry with rydberg atoms. *Applied Physics Letters*, 121(1), 2022.

- [75] Joshua A Gordon, Matthew T Simons, Abdulaziz H Haddab, and Christopher L Holloway. Weak electric-field detection with sub-1 hz resolution at radio frequencies using a rydberg atom-based mixer. *Aip Advances*, 9(4), 2019.
- [76] Amy K Robinson, Nikunj Kumar Prajapati, Damir Senic, Matthew T Simons, and Christopher L Holloway. Determining the angle-of-arrival of a radio-frequency source with a rydberg atom-based sensor. *Applied Physics Letters*, 118(11), 2021.
- [77] Matthew T Simons, Abdulaziz H Haddab, Joshua A Gordon, David Novotny, and Christopher L Holloway. Embedding a rydberg atom-based sensor into an antenna for phase and amplitude detection of radio-frequency fields and modulated signals. *IEEE access*, 7:164975–164985, 2019.
- [78] David H Meyer, Paul D Kunz, and Kevin C Cox. Waveguide-coupled rydberg spectrum analyzer from 0 to 20 ghz. *Physical Review Applied*, 15(1):014053, 2021.
- [79] Stephanie M Bohachuk, Fabian Ripka, Vijin Venu, Florian Christaller, Chang Liu, Matthias Schmidt, Harald Kübler, and James P Shaffer. Three-photon rydberg-atom-based radio-frequency sensing scheme with narrow linewidth. *Physical Review Applied*, 20(6):L061004, 2023.
- [80] JP Shaffer and H Kübler. A read-out enhancement for microwave electric field sensing with rydberg atoms. In *Quantum Technologies 2018*, volume 10674, pages 39–49. SPIE, 2018.
- [81] Nikunj Kumar Prajapati, Narayan Bhusal, Andrew P Rotunno, Samuel Berweger, Matthew T Simons, Alexandra B Artusio-Glimpse, Ying Ju Wang, Eric Bottomley, Haoquan Fan, and Christopher L Holloway. Sensitivity comparison of two-photon vs three-photon rydberg electrometry. *Journal of Applied Physics*, 134(2), 2023.
- [82] James P Shaffer, Fabian Ripka, Chang Liu, Harald Kübler, Jennifer Erskine, Geoff Gillett, Hadi Amarloo, Jaime Ramirez-Serrano, and James Keaveney. Rydberg atom-based radio frequency electrometry : Enhancement of the self-calibrated autler-townes sensing mode. In *2021 IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications (CAMA)*, pages 226–229. IEEE, 2021.
- [83] N Thaicharoen, KR Moore, DA Anderson, RC Powel, E Peterson, and G Raithel. Electromagnetically induced transparency, absorption, and microwave-field sensing in a rb vapor cell with a three-color all-infrared laser system. *Physical Review A*, 100(6):063427, 2019.
- [84] Nikunj Kumar Prajapati, Amy K Robinson, Samuel Berweger, Matthew T Simons, Alexandra B Artusio-Glimpse, and Christopher L Holloway. Enhancement of electromagnetically induced transparency based rydberg-atom electrometry through population repumping. *Applied Physics Letters*, 119(21), 2021.
- [85] Duc-Anh Trinh, Mickael Branco, Aliénor Rouxel, Sacha Welinski, Perrine Berger, Fabienne Goldfarb, Fabien Bretenaker, et al. Modulation transfer protocol for rydberg rf receivers. *arXiv preprint arXiv:2405.03618*, 2024.
- [86] Yandong Peng, Jinling Wang, Aihong Yang, Zhengmao Jia, Dehua Li, and Bing Chen. Cavity-enhanced microwave electric field measurement using rydberg atoms. *JOSA B*, 35(9):2272–2277, 2018.
- [87] Aihong Yang, Wenpeng Zhou, Shucai Zhao, Yan Xu, Fedor Jelezko, Yuxia Li, and Yandong Peng. Enhanced measurement of microwave electric fields with collective rabi splitting. *JOSA B*, 37(6):1664–1669, 2020.
- [88] YD Peng, JL Wang, C Li, X Lu, YH Qi, AH Yang, and JY Wang. Enhanced microwave electrometry with intracavity anomalous dispersion in rydberg atoms. *Optical and Quantum Electronics*, 52:1–10, 2020.

- [89] JA Sedlacek, A Schwettmann, Harald Kübler, and JP Shaffer. Atom-based vector microwave electrometry using rubidium rydberg atoms in a vapor cell. *Physical review letters*, 111(6):063001, 2013.
- [90] Peter K Elgee, Kevin C Cox, Joshua C Hill, Paul D Kunz, and David H Meyer. Complete three-dimensional vector polarimetry with a rydberg atom rf electrometer. *arXiv preprint arXiv:2407.20369*, 2024.
- [91] Samuel Berweger, Alexandra B Artusio-Glimpse, Andrew P Rotunno, Nikunj Kumar Prajapati, Joseph D Christesen, Kaitlin R Moore, Matthew T Simons, and Christopher L Holloway. Phase-resolved rydberg atom field sensing using quantum interferometry. *arXiv preprint arXiv:2212.00185*, 2022.
- [92] DA Anderson, RE Sapiro, LF Gonçalves, R Cardman, and G Raithel. Optical radio-frequency phase measurement with an internal-state rydberg atom interferometer. *Physical Review Applied*, 17(4):044020, 2022.
- [93] Sebastian Borówka, Mateusz Mazelanik, Wojciech Wasilewski, and Michał Parniak. Optically-biased rydberg microwave receiver enabled by hybrid nonlinear interferometry. *arXiv preprint arXiv:2403.05310*, 2024.
- [94] Kai-Yu Liao, Hai-Tao Tu, Shu-Zhe Yang, Chang-Jun Chen, Xiao-Hong Liu, Jie Liang, Xin-Ding Zhang, Hui Yan, and Shi-Liang Zhu. Microwave electrometry via electromagnetically induced absorption in cold rydberg atoms. *Physical Review A*, 101(5):053432, 2020.
- [95] Eric L Raab, Mara Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and David E Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical review letters*, 59(23):2631, 1987.
- [96] William D Phillips. Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics*, 70(3):721, 1998.
- [97] Jean Dalibard and Claude Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *JOSA B*, 6(11):2023–2045, 1989.
- [98] Fei Zhou, Fengdong Jia, Xiubin Liu, Yonghong Yu, Jiong Mei, Jian Zhang, Feng Xie, and Zhiping Zhong. Improving the spectral resolution and measurement range of quantum microwave electrometry by cold rydberg atoms. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 56(2):025501, 2023.
- [99] Jiandong Bai, Shuo Liu, Jieying Wang, Jun He, and Junmin Wang. Single-photon rydberg excitation and trap-loss spectroscopy of cold cesium atoms in a magneto-optical trap by using of a 319-nm ultraviolet laser system. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26(3):1–6, 2019.
- [100] Jingxu Bai, Yuechun Jiao, Yunhui He, Rong Song, Jianming Zhao, and Suotang Jia. Autler-townes splitting of three-photon excitation of cesium cold rydberg gases. *Optics Express*, 30(10):16748–16757, 2022.
- [101] Xin Wang, Xiaokai Hou, Feifei Lu, Rui Chang, Lili Hao, Wenjing Su, Jiandong Bai, Jun He, and Junmin Wang. Autler–townes splitting in the trap-loss fluorescence spectroscopy due to single-step direct rydberg excitation of cesium cold atomic ensemble. *AIP Advances*, 13(3), 2023.
- [102] Yifei Cao, Wenguang Yang, Hao Zhang, Mingyong Jing, Weibin Li, Linjie Zhang, Liantuan Xiao, and Suotang Jia. Dephasing effect of rydberg states on trap loss spectroscopy of cold atoms. *JOSA B*, 39(8):2032–2036, 2022.
- [103] V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya, B. B. Zelener, and B. V. Zelener. Differential two-photon spectroscopy for nondestructive temperature measurements of cold light atoms in a magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35(7):1546–1551, Jul 2018.

- [104] J. O. Day, E. Brekke, and T. G. Walker. Dynamics of low-density ultracold rydberg gases. *Phys. Rev. A*, 77:052712, May 2008.
- [105] J Hostetter, JD Pritchard, JE Lawler, and M Saffman. Measurement of holmium rydberg series through magneto-optical trap depletion spectroscopy. *Physical Review A*, 91(1):012507, 2015.
- [106] C Halter, A Miethke, C Sillus, A Hegde, and A Görlitz. Trap-loss spectroscopy of rydberg states in ytterbium. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 56(5):055001, 2023.
- [107] D Comparat, C Drag, A Fioretti, O Dulieu, and P Pillet. Photoassociative spectroscopy and formation of cold molecules in cold cesium vapor : Trap-loss spectrum versus ion spectrum. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 195(2):229–235, 1999.
- [108] David A Anderson, Stephanie A Miller, and Georg Raithel. Photoassociation of long-range n d rydberg molecules. *Physical review letters*, 112(16):163201, 2014.
- [109] LR Wang, J Ma, WB Ji, GP Wang, LT Xiao, and ST Jia. Ultra-high resolution trap-loss spectroscopy of ultracold 133 cs atom long-range states in a magneto-optical trap. *Laser physics*, 17:1171–1175, 2007.
- [110] Romain Duverger, Alexis Bonnin, Romain Granier, Quentin Marolleau, Cédric Blanchard, Nassim Zahzam, Yannick Bidel, Malo Cadoret, Alexandre Bresson, and Sylvain Schwartz. Metrology of microwave fields based on trap-loss spectroscopy with cold rydberg atoms. *Physical Review Applied*, 22(4):044039, 2024.
- [111] Fabien Theron, Olivier Carraz, Geoffrey Renon, Nassim Zahzam, Yannick Bidel, Malo Cadoret, and Alexandre Bresson. Narrow linewidth single laser source system for onboard atom interferometry. *Applied Physics B*, 118:1–5, 2015.
- [112] O Carraz, F Lienhart, R Charrière, Malo Cadoret, N Zahzam, Y Bidel, and AJAPB Bresson. Compact and robust laser system for onboard atom interferometry. *Applied Physics B*, 97:405–411, 2009.
- [113] Daniel Steck. Rubidium 87 d line data. 01 2003.
- [114] Markus Mack, Florian Karlewski, Helge Hattermann, Simone Höckh, Florian Jessen, Daniel Cano, and József Fortágh. Measurement of absolute transition frequencies of rb 87 to ns and nd rydberg states by means of electromagnetically induced transparency. *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 83(5):052515, 2011.
- [115] BS Silpa, Shovan Kanti Barik, Saptarishi Chaudhuri, and Sanjukta Roy. Transition frequency measurement of highly excited rydberg states of 87 rb for a wide range of principal quantum numbers. *Optics Continuum*, 1(5):1176–1192, 2022.
- [116] Nikola Šibalić, Jonathan D Pritchard, Charles S Adams, and Kevin J Weatherill. Arc : An open-source library for calculating properties of alkali rydberg atoms. *Computer Physics Communications*, 220:319–331, 2017.
- [117] Zhixin Liu and Radan Slavík. Optical injection locking : From principle to applications. *Journal of Lightwave Technology*, 38(1):43–59, 2020.
- [118] Ronald WP Drever, John L Hall, Frank V Kowalski, James Hough, GM Ford, AJ Munley, and Hywel Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31:97–105, 1983.
- [119] Richard W Fox, Chris W Oates, and Leo W Hollberg. 1. stabilizing diode lasers to high-finesse cavities. In *Experimental methods in the physical sciences*, volume 40, pages 1–46. Elsevier, 2003.
- [120] M Nickerson. A review of pound-drever-hall laser frequency locking. *JILA, University of Colorado and NIST*, 2019.

- [121] Eric D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1):79–87, 01 2001.
- [122] JA Sedlacek, A Schwettmann, Harald Kübler, and JP Shaffer. Atom-based vector microwave electrometry using rubidium rydberg atoms in a vapor cell. *Physical review letters*, 111(6):063001, 2013.
- [123] Santosh Kumar, Haoquan Fan, Harald Kübler, Akbar J Jahangiri, and James P Shaffer. Rydberg-atom based radio-frequency electrometry using frequency modulation spectroscopy in room temperature vapor cells. *Optics Express*, 25(8):8625–8637, 2017.
- [124] Claude Fabre. ATOMES ET LUMIERE INTERACTION MATIERE RAYONNEMENT version 2011. Lecture, November 2011.
- [125] I I Beterov, D B Tretyakov, I I Ryabtsev, V M Entin, A Ekers, and N N Bezuglov. Ionization of rydberg atoms by blackbody radiation. *New Journal of Physics*, 11(1):013052, jan 2009.
- [126] Wenhui Li, I Mourachko, MW Noel, and TF Gallagher. Millimeter-wave spectroscopy of cold rb rydberg atoms in a magneto-optical trap : Quantum defects of the ns, np, and nd series. *Physical Review A*, 67(5):052502, 2003.
- [127] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, and Yurii B Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. In *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, volume 42, pages 95–170. Elsevier, 2000.
- [128] Fritz Riehle. *Frequency standards : basics and applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [129] Jerome Lodewyck. An even better atomic clock. *IEEE Spectrum*, 51(10):42–64, 2014.
- [130] Yibo Wang, Sayali Shevate, Tobias Martin Wintermantel, Manuel Morgado, Graham Lohead, and Shannon Whitlock. Preparation of hundreds of microscopic atomic ensembles in optical tweezer arrays. *npj Quantum Information*, 6(1):54, 2020.

Table des figures

1	<p>Exemples de plateformes expérimentales de simulation quantique. La moitié gauche de l'image illustre un microscope à gaz quantique, qui consiste à générer un réseau optique dans lequel peuvent être piégés les atomes. La moitié droite représente quant-à-elle un système de génération d'ensembles d'atomes uniques à partir de pinces optiques à 850 nm. Un modulateur spatial de lumière (SLM) vient séparer un large faisceau incident à 850 nm en un ensemble de pinces, piégeant chacune un atome au plus. Pour chacune de ces deux expériences, des images permettant de résoudre chaque atome individuellement sont présentées. L'ensemble de cette figure est issue de la référence [11].</p>	4
2	<p>Illustration du dispositif d'imagerie THz de la référence [21]. Un ensemble de 3 faisceaux laser "pompes" infrarouges excitent sur une large surface des atomes de Césium de l'état $6S_{1/2}\rangle$ à l'état $14P_{3/2}\rangle$ en passant par les états $6P_{3/2}\rangle$ et $7S_{1/2}\rangle$. En parallèle, les atomes sont exposés à un faisceau à 0.55 THz, résonant avec la transition $14P_{3/2}\rangle \rightarrow 13D_{5/2}\rangle$, et provenant d'un objet source constitué d'un masque (photographié en bas au centre) précédé d'une source lumineuse à 0,55 THz. Le couplage entre les états $14P_{3/2}\rangle$ et $13D_{5/2}\rangle$ sous l'action du faisceau à 0.55 THz conduit les atomes exposés à se désexciter préférentiellement suivant un chemin particulier, donnant lieu à une forte augmentation de la fluorescence à 535 nm sur toute la zone éclairée par le faisceau THz par rapport à la zone non éclairée. En imageant cette fluorescence à l'aide d'une caméra optique, on obtient ainsi une image de l'objet source éclairant les atomes, comme le montrent les 2 photographies en bas à gauche et en bas à droite. L'ensemble de la figure est tiré de la référence [21].</p>	6
3	<p>Principe des capteurs de champs RF et THz à base de vapeurs chaudes d'atomes de Rydberg.</p>	7

- 4 Principe de la mesure d'amplitude de champ RF à partir d'atomes de Rydberg par hétérodynage. Deux faisceaux *probe* et *coupling* résonants, de pulsations de Rabi Ω_p et Ω_c , couplent toujours un état fondamental $|1\rangle$ à un état de Rydberg $|3\rangle$ en passant par un état intermédiaire $|2\rangle$. En parallèle, 2 champs $E_s(t)$ et $E_L(t)$, l'un à mesurer de pulsation de Rabi Ω_S faible, et l'autre de pulsation de Rabi Ω_L plus forte faisant office d'oscillateur local, couplent l'état $|3\rangle$ à un autre état de Rydberg $|4\rangle$. Les 2 champs ont des fréquences ω_s et ω_L très légèrement différentes (quelques kHz à quelques MHz [69]). Les atomes agissent comme un mixeur, dans lequel la superposition des deux champs peuvent donner lieu à un battement entre ces derniers, à la fréquence $|\omega_L - \omega_s|$. Ce battement a pour effet de moduler la séparation du doublet Autler-Townes créé par l'oscillateur local. En accordant les faisceaux sur le flanc d'une des raies d'EIT, cela se traduit par une modulation de la puissance transmise $P_{out}(t)$ du faisceau *probe*, grâce à laquelle on peut retrouver l'amplitude du champ $E_s(t)$. La figure provient de [70] 12
- 5 Exemple d'expérience de métrologie de champs RF à partir d'atomes de Césium chauds mettant en jeu une excitation à 3 photons vers les états de Rydberg [79]. Trois photons *probe*, "intermédiaire", et *coupling* à 895 nm, 636 nm et 2262 nm couplent respectivement les transitions $|6S_{1/2}\rangle \rightarrow |6P_{1/2}\rangle$, $|6P_{1/2}\rangle \rightarrow |9S_{1/2}\rangle$ et $|9S_{1/2}\rangle \rightarrow |42P_{3/2}\rangle$. Les 3 faisceaux sont alignés sur la cellule de manière colinéaire, et le faisceau à 636 nm se propage en sens inverse des faisceaux à 895 nm et 2262 nm. Le champ à mesurer à 108.9 GHz couple quant-à-lui les états $|42P_{3/2}\rangle$ et $|40D_{3/2}\rangle$. Le graphique à droite de la figure compare un spectre de transmission d'un faisceau *probe* à 852 nm dans le cas d'une excitation à 2 photons (en rouge), à un spectre d'absorption du faisceau *probe* à 895 nm dans le cas de l'excitation à 3 photons (en bleu), obtenus en l'absence de champ RF dans les deux cas. Le spectre rouge (à 2 photons) révèle la présence d'une raie d'EIT large d'une dizaine de MHz, tandis que le spectre bleu (à 3 photons) est marqué par une raie d'EIA, beaucoup plus fine. L'ensemble de la figure est extrait de la référence [79] 14
- 6 Spectres de transmission du faisceau *probe* observés dans la référence [98] en présence d'un champ à 22.1 GHz avec des atomes froids. Les paramètres ω_p et ω_c sont respectivement les fréquences des faisceaux *probe* et *coupling*. Le spectre rouge a été obtenu en maintenant le faisceau *coupling* à résonance, et en balayant la fréquence du faisceau *probe*. C'est l'inverse pour le spectre noir. 16
- 7 En haut : spectres de transmission du faisceau *probe* observés dans des atomes froids en présence d'un champ à 36,9 GHz, dans le cas où les faisceaux *probe* et *coupling* sont à résonance pour donner lieu à de l'EIT (gauche), et dans le cas où ils sont très désaccordés de l'état intermédiaire pour former une transition à 2 photons (droite). δ représente le désaccord total de l'excitation à 2 photons par rapport à la transition entre l'état fondamental et le premier état de Rydberg. Bas : écart relatif Δ en fonction de l'amplitude du champ entre la séparation $\delta\omega$ du doublet Autler-Townes réellement mesurée et celle attendue en considérant que $\delta\omega = \Omega_{MW}$, dans le cas où le doublet est sondé à l'aide d'un signal d'EIT (bleu), et dans celui où il l'est à l'aide de la transition à 2 photons (noir). L'ensemble de cette figure est issue de la référence [94]. 17

8	Principe de la spectroscopie DPMO en prenant pour exemple le cas où celle-ci est réalisée en excitant des atomes de Césium dans leurs états de Rydberg à l'aide d'un seul photon. Des atomes piégés et refroidis dans un PMO sont soumis à une excitation UV à 319 nm vers un état de Rydberg donné, ici l'état $ 71P_{3/2}\rangle$. Lorsque l'excitation est à résonance, une partie des atomes du PMO s'échappent de ce dernier car leur transfert dans l'état $ 71P_{3/2}\rangle$ s'accompagne d'une ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant. En conséquence, la population piégée dans le PMO diminue, ce que l'on peut détecter en imageant la fluorescence des atomes à l'aide d'une caméra CCD. Un pic de chute de la fluorescence traduit une résonance vers un état de Rydberg. Un exemple de spectre de fluorescence ainsi obtenu est donné en bas de la figure. Bien que l'excitation ne cible ici qu'un seul état de Rydberg, le spectre comporte 2 raies et donc 2 résonances en raison du dédoublement Autler-Townes de l'état fondamental $ 6S_{1/2}\rangle$ sous l'action de la lumière de refroidissement. Toute la figure est issue de [99]	19
1.1	Schéma de principe simplifié de l'instrument ayant servi à réaliser les mesures de champs RF par spectroscopie DPMO étudiées dans cette thèse. Un ensemble d'atomes de ^{87}Rb piégés et refroidis par un PMO est exposé simultanément à 2 faisceaux à 780 nm et 480 nm permettant l'excitation vers les états de Rydberg habillés par le signal micro-onde à mesurer. Ce dernier est émis en direction des atomes par une antenne cornet. La déplétion du PMO sous l'effet de l'excitation vers les états de Rydberg habillés est détectée au travers de la fluorescence des atomes piégés	24
1.2	Photographies du système de préparation d'un nuage d'atomes froids (en haut à gauche) et images de CAO de ce dernier et de ses différents éléments (en haut à droite et en bas)	25
1.3	Schéma du système de génération et de contrôle en fréquence de la lumière de refroidissement	26
1.4	Schéma de la boucle d'asservissement par battement de la fréquence d'émission de la diode "esclave". La quantité nommée f_{beat} est la fréquence du battement entre les diodes maître et esclave, V_{VCO} la tension de contrôle du VCO, f_{VCO} la fréquence du signal généré par ce dernier, V_M et V_1 les tensions de référence et de sortie du convertisseur-fréquence tension, et S_E le signal d'erreur	28
1.5	Schéma du montage de séparation de la lumière de refroidissement issue du système de la figure 1.3 en 3 faisceaux PMO et un faisceau de mélasse	30
1.6	Schéma en vue de dessus de l'agencement des faisceaux refroidisseurs et de leurs optiques de mise en forme autour de l'enceinte à vide. La partie correspondant à la mise en forme des faisceaux verticaux est représentée avec opacité réduite pour signifier qu'elle se situe sous le plan formé par les axes de refroidissement horizontaux et l'enceinte	32
1.7	Schéma d'un switch rapide permettant de contrôler le passage du courant dans une paire de bobines	34

1.8	Image de la fluorescence du nuage d'atomes froids prise avec une caméra (gauche), et courbe de chargement du PMO en fonction du temps après coupure/réactivation du gradient de champ magnétique (droite), dans les conditions actuelles d'utilisation du PMO. Les dimensions indiquées sur l'image du nuage sont les largeur et hauteur à $1/e^2$ de ce dernier, déterminées à partir de coupes horizontales et verticales de l'image. Sur la courbe de chargement, les points noirs représentent les données expérimentales, et la ligne rouge un ajustement des données avec une fonction et des paramètres donnés dans l'encadré à droite de la courbe. L'ajustement permet d'évaluer la constante de temps du chargement à 1.68 s	35
1.9	Schéma global du système laser produisant les faisceaux à 780 nm et 480 nm nécessaires à l'excitation des atomes vers les états de Rydberg. On se réfèrera à la liste des acronymes fournie au début de ce manuscrit pour la signification des différents acronymes utilisés sur le schéma.	37
1.10	Module de la transformée de Fourier du signal de battement entre la diode RIO Planex, et une autre diode à 1560 nm de largeur 10 kHz. Les points noirs correspondent aux données expérimentales, et la courbe rouge à un ajustement gaussien de ces données	39
1.11	Evolution de la fréquence d'émission à 1560 nm de la diode RIO Planex en fonction de la température au courant nominal de 140 mA (gauche), et en fonction du courant à la température nominale de 25.5°C (droite)	40
1.12	Système laser MOGLABS à 480 nm (gauche), et schéma de la diode <i>seed</i> (droite)	41
1.13	Interface utilisateur du logiciel de contrôle de la diode <i>amplifier</i> du système laser MOGLABS (haut), et caractéristique courant/puissance de cette diode lorsqu'elle est bien injectée par le faisceau issu de la diode <i>seed</i> (bas)	42
1.14	Signal de transparence observé dans le spectre d'absorption de la lumière à 780 nm par un gaz de ^{87}Rb à température ambiante en couplant l'état $ 5P_{3/2}\rangle$ à l'état de Rydberg $ 53D_{5/2}\rangle$ avec le faisceau à 480 nm issu du système laser MOGLABS. Ce signal a été obtenu en balayant la fréquence du faisceau à 780 nm autour de celle de la transition $ 5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow 5P_{3/2}\rangle$, et en mesurant à l'aide d'une photodiode la transmission de ce faisceau à travers le gaz d'atomes. Les fréquences de Rabi des faisceaux à 780 nm et 480 nm ont été estimées respectivement à 9 MHz et 1 MHz	44
1.15	Photographie du montage d'injection des lasers à 1560 nm et 480 nm dans la cavité ultrastable	45
1.16	Schéma des systèmes de génération (partie gauche) et de détection (partie droite) du signal micro-onde	48
1.17	Réponse en fréquence en terme de gain du système de photodétection de la fluorescence des atomes. Les valeurs de gain sont ici normalisées par rapport au gain maximal mesuré à l'intérieur de la bande passante.	49
2.1	Schéma des niveaux atomiques et des couplages mis en jeu dans la spectroscopie DPMO de l'état $ 61S_{1/2}\rangle$. Les quantités nommées Ω_{480} , Ω_{780} et Ω_{PMO} représentent les pulsations de Rabi respectives des faisceaux Rydberg à 480 nm et 780 nm et de la lumière de refroidissement. δ correspond au désaccord de l'excitation à 2 photon, ω_{2ph} sa fréquence, et ω_0 notre estimation de la fréquence de la transition entre l'état fondamental et l'état $ 61S_{1/2}\rangle$	52

2.2	Spectre de fluorescence obtenu en balayant la fréquence de la transition à 2 photons à 2 MHz/s au voisinage de la résonance entre l'état fondamental et l'état $ 61S_{1/2}\rangle$, lorsque le désaccord de l'état intermédiaire Δ vaut $\sim +2\pi \times 500$ MHz, et la puissance des faisceaux Rydberg à 780 et 480 nm respectivement 2 mW et 80 mW. $\omega_{2ph}/2\pi$ représente la fréquence de l'excitation laser à 2 photons. L'axe en fréquence est référencé par rapport à notre meilleure estimation $\omega_0/2\pi$ de la fréquence de la transition vers l'état $ 61S_{1/2}\rangle$ (voir texte). Paramètres du modèle théorique d'équations de taux ayant servi à tracer la courbe rouge : $\Gamma_0 = 0.6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5 \text{ MHz}$, $\Gamma_{sp} = 7143 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{BBR} = 133 \text{ s}^{-1}$, $R_0 = 35 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 2\pi \times 500 \text{ MHz}$, vitesse de balayage = 2 MHz/s. Voir texte pour la signification de ces paramètres.	53
2.3	Schéma du système à 2 niveaux effectif auquel est assimilé dans le modèle d'équations de taux le système à 3 niveaux de la figure 2.1. Ω_{2ph} est la pulsation de Rabi effective de la transition à 2 photons, δ le désaccord de cette dernière, L le taux de chargement du PMO, Γ_0 le taux de pertes de ce dernier, Γ_{sp} le taux d'émission spontanée de l'état $ 61S_{1/2}\rangle$, et Γ_{BBR} le taux d'ionisation par le rayonnement de corps noir ambiant dans l'état cet état. $R_{exc}(\delta)$ correspond quant-à-lui au taux de départ vers $ 61S_{1/2}\rangle$	54
2.4	Schéma du système à 3 niveaux simplifié considéré dans le modèle d'équations de Bloch prenant en compte la lumière de refroidissement, et reproduisant l'effet Autler-Townes qui en résulte dans le spectre de fluorescence	58
2.5	Comparaison du spectre de fluorescence obtenu en balayant la fréquence de la transition à 2 photons autour de la résonance vers l'état $ 61S_{1/2}\rangle$ dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 2.1.1 après lissage sur 20 points, et des prédictions d'un modèle d'équations de Bloch optiques à 3 niveaux décrivant notre système atomique (2.16). $\omega_{2ph}/2\pi$ représente la fréquence de la transition à 2 photons. L'axe en fréquence est référencé par rapport à notre meilleure estimation $\omega_0/2\pi$ de la fréquence de la transition vers l'état $ 61S_{1/2}\rangle$ (incluant le décalage de 8.6 MHz évoqué dans la section 2.1.2)	60
2.6	Spectre de fluorescence obtenu en excitant les atomes du PMO vers l'état $ 54S_{1/2}\rangle$ depuis l'état intermédiaire $ 5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ au seul moyen du faisceau Rydberg à 480 nm, et en balayant la fréquence de ce dernier au voisinage de la résonance. L'axe en fréquence du spectre correspond aux fréquences à 480 nm balayées, et il est référencé arbitrairement par rapport au centre du doublet Autler-Townes lié au refroidissement	61
2.7	Evolution de l'écart-type du bruit observé sur la fluorescence du PMO en l'absence d'excitation vers l'état $ 61S_{1/2}\rangle$ en fonction du niveau moyen de cette dernière, et donc du nombre d'atomes dans le PMO	62
2.8	Evolution du contraste (gauche) et de la largeur à mi-hauteur (droite) du signal de pertes correspondant à l'état $ 61S_{1/2}\rangle$ en fonction de la fréquence de Rabi effective de l'excitation à 2 photons, lorsque le désaccord intermédiaire Δ de cette dernière vaut $\sim +2\pi \times 500 \text{ MHz}$	65

- 2.9 Contraste du signal de pertes en fonction de la direction de polarisation du faisceau Rydberg à 780 nm pour une direction de polarisation du faisceau Rydberg à 480 nm fixée (gauche), et de celle du faisceau à 480 nm pour une direction de polarisation du faisceau à 780 nm fixée (droite). Le contraste a été mesuré ici comme la variation relative du niveau de fluorescence du PMO entre le moment où une transition à 2 photons vers l'état $|54S_{1/2}\rangle$ est appliquée à résonance, avec un désaccord intermédiaire $\Delta = +2\pi \times 310$ MHz, et celui où l'excitation est absente. Les directions de polarisations sont contrôlées par des lames $\lambda/2$, et représentées en abscisse par les angles lus sur les montures des lames à chaque direction testée 66
- 2.10 Evolution de la fluorescence du PMO après retrait de l'excitation vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$ à $T_D = -8.7$ s environ, et après rétablissement de cette dernière à $t_1 = 5.6$ s environ. L'origine de l'axe des temps est arbitraire. Les points noirs représentent les données expérimentales, la courbe verte un ajustement de ces données suivant le modèle d'ajustement exponentiel indiqué dans l'encadré en haut à gauche, et la courbe rouge à un autre ajustement de ces données suivant un autre modèle d'ajustement indiqué dans l'encadré de droite. Les paramètres de l'excitation sont les mêmes qu'habituellement : $\Delta \sim +2\pi \times 500$ MHz, et les puissances des faisceaux à 780 nm et 480 nm valent respectivement 2 mW et 80 mW 68
- 2.11 Signaux de pertes obtenus en excitant les atomes dans l'état $|61S_{1/2}\rangle$ pour différentes vitesses de balayage en fréquence de l'excitation allant de 0.5 MHz/s à 16 MHz/s, et dans le cas de balayages ascendants (gauche) et descendants (droite). Les paramètres de l'excitation sont les mêmes qu'habituellement : $\Delta \sim +2\pi \times 500$ MHz, et les puissances des faisceaux à 780 nm et 480 nm valent respectivement 2 mW et 80 mW 72
- 2.12 Evolution de la fréquence du sommet du pic de pertes en fonction de la vitesse de balayage, dans le cas de balayages ascendants et descendants ainsi que dans celui de la moyenne entre 2 balayages ascendants et descendant successifs. 73
- 3.1 Schéma des niveaux et des couplages mis en jeu au cours de la spectroscopie DPMO de l'effet Autler-Townes induit par un signal RF couplant les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$. La lumière de refroidissement couple les états $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ avec une pulsation de Rabi $\Omega_{PMO} = 2\pi \times 29$ MHz et un désaccord $\Delta_{PMO} = -2\pi \times 20$ MHz. Deux faisceaux Rydberg à 780 nm et 480 nm réalisent une transition à 2 photons de l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ vers l'état $|61S_{1/2}\rangle$, avec une pulsation de Rabi $\Omega_{2ph} = 2\pi \times 9$ kHz, et un désaccord $\Delta \sim 2\pi \times 500$ MHz par rapport à l'état intermédiaire $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$. La fréquence de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$ avec laquelle interagit le signal RF est de 15.973 GHz 77
- 3.2 Spectres de fluorescence du PMO obtenus en balayant la fréquence ω_{2ph} de la transition à 2 photons à 2 MHz/s au voisinage de la référence ω_0 , en l'absence de signal RF (haut), et en présence du signal RF à différentes puissances de ce dernier (centre et bas). Les points noirs correspondent aux données expérimentales, et les courbes rouges aux prédictions du modèle d'équations de taux. Les valeurs de puissance P_{RF} du signal indiquées ont été mesurées au moyen d'un analyseur de spectre RF. Valeurs des paramètres du modèle d'équation de taux considérées : $\Gamma_0 = 0.6$ s⁻¹, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5$ MHz, $\Gamma_{sp} = 7143$ s⁻¹, $\Gamma_{BBR} = 133$ s⁻¹, $R_0 = 35$ s⁻¹, $\Delta = 2\pi \times 500$ MHz, vitesse de balayage = 2 MHz/s 78

- 3.3 Evolution de la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes mesurée grâce aux spectres de fluorescence lorsque le champ RF est quasi-résonant à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz, en fonction de la racine de la puissance P_{RF} du champ à l'entrée de l'antenne. Sur la partie supérieure, les points noirs correspondent aux données expérimentales, et la courbe rouge à un ajustement linéaire de ces données. Les barres d'incertitude horizontales sont définies par l'amplitude des fluctuations observées de la puissance RF à l'entrée de l'antenne (0.1 dB, soit 2.3% de chaque valeur de puissance), et les verticales par l'écart-type statistique des 10 échantillons correspondant à chaque point. La partie inférieure montre quant-à-elle l'évolution de l'erreur résiduelle entre les données et l'ajustement. 80
- 3.4 Evolution de l'erreur relative commise par notre procédure d'extraction des données sur l'estimation de la séparation d'un doublet Autler-Townes simulé à l'aide du modèle d'équations de taux, en fonction de la valeur de séparation imposée $\delta\omega_{imp}$ dans la simulation. $\delta\omega_{mes}$ désigne la séparation estimée grâce à l'ajustement du spectre simulé. Valeurs des paramètres du modèle d'équation de taux considérées : $\Gamma_0 = 0.6$ s⁻¹, $\gamma_d = 2\pi \times 6.5$ MHz, $\Gamma_{sp} = 7143$ s⁻¹, $\Gamma_{BBR} = 133$ s⁻¹, $R_0 = 35$ s⁻¹, $\Delta = 2\pi \times 500$ MHz, vitesse de balayage = 2 MHz/s 82
- 3.5 Fréquence centrale $\bar{\omega}/2\pi$ du doublet Autler-Townes induit par le champ RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz en fonction de la séparation mesurée $\delta\omega/2\pi$ du doublet. Les points noirs symbolisent les données expérimentales, comptées relativement à ω_0 et issues du même jeu de données que celui de la section 3.1.1 et de la figure 3.3. Chaque $\delta\omega$ en abscisse correspond donc à une certaine puissance RF. La courbe rouge représente la fréquence centrale théorique fixée par les déplacements lumineux δ_1^{LS} et δ_2^{LS} des états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$, tel que $\bar{\omega} = (\delta_1^{LS} + \delta_2^{LS})/2$, et à laquelle on a ajouté un offset de -1,45 MHz. Cet offset permet d'ajuster au mieux la courbe rouge aux données expérimentales, en tenant compte d'un éventuel désaccord résiduel du champ RF, et d'une possible erreur sur la référence ω_0 83
- 3.6 Diagramme d'énergie des niveaux de Rydberg voisins couplés hors-résonance aux états $|61S_{1/2}\rangle$ et de $|61P_{1/2}\rangle$ par le signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz, et contribuant majoritairement aux déplacements lumineux de ces derniers. Les couplages responsables du déplacement de $|61S_{1/2}\rangle$ sont représentés en rose, et ceux de celui de $|61P_{1/2}\rangle$ en vert. 85
- 3.7 Evolutions en fonction du temps d'intégration τ des écart-types d'Allan glissants σ_ω relatif à la fréquence $\omega/2\pi$ du pic marquant la résonance en l'absence de signal RF (courbe bleue), et $\sigma_{\delta\omega}$ relatif à la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes en présence d'un signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz (courbe verte). La puissance RF estimée à l'entrée de l'antenne s'élève ici à -23 dBm. La droite noire représente la tendance en $1 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{1/2} / \sqrt{\tau}$ suivie par la courbe bleue 87
- 3.8 Evolutions de la séparation $\delta\omega/2\pi$ du doublet Autler-Townes (haut), et de sa fréquence centrale $\bar{\omega}$ (bas), en fonction du désaccord Δ'_{RF} du signal RF relativement à la fréquence théorique de la transition $\omega_{ARC} = 2\pi \times 15.973$ GHz, pour des puissances P_{RF} du signal à l'entrée de l'antenne de -20 dBm (données rouge), -17 dBm (données vertes) et -14 dBm (données bleues). Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes à un ajustement par le modèle d'effet Autler-Townes tenant compte des déplacements lumineux (équations 3.6, 3.7 et 3.11). Les paramètres du modèle laissés libres lors de l'ajustement sont l'offset Δ_0 , et la pulsation de Rabi Ω_{RF} du couplage entre les états $|61S_{1/2}\rangle$ et $|61P_{1/2}\rangle$ 91

- 3.9 Spectres de fluorescence du PMO obtenus en balayant la fréquence ω_{2ph} de la transition à 2 photons optimisée à 2 MHz/s en présence du signal RF à -14 dBm, pour différents désaccords Δ'_{RF} de ce dernier par rapport à la fréquence théorique $\omega_{ARC}/2\pi$ de la transition $|61S_{1/2}\rangle \rightarrow |61P_{1/2}\rangle$. L'axe en fréquence de chacun des 3 spectres est référencé par rapport à une estimation actualisée ω'_0 de la fréquence de transition entre l'état fondamental habillé et l'état $|61S_{1/2}\rangle$ 92
- 3.10 Haut : cartographie des isolignes de valeurs de $\delta\omega/2\pi$ (lignes rouges) et de $\bar{\omega}/2\pi$ (lignes noires) dans un secteur \mathcal{S} (carré bleu) du plan \mathcal{E} formé par l'ensemble des couples $(\Omega_{RF}/2\pi, \Delta_{RF}/2\pi)$. Bas : cartographie des isolignes de valeurs de $\Omega_{RF}/2\pi$ (lignes rouges) et de $\Delta_{RF}/2\pi$ (lignes noires) du secteur \mathcal{S}' (surface verte), image de \mathcal{S} par les équations 3.6 et 3.7 dans le plan \mathcal{E}' formé par l'ensemble des couples $(\delta\omega/2\pi, \bar{\omega}/2\pi)$. Le fait que 2 isolignes de valeurs de $\delta\omega/2\pi$ et $\bar{\omega}/2\pi$ quelconques ne se coupent qu'un seul point signifie qu'à chaque couple $(\delta\omega, \bar{\omega})$ ne correspond au plus qu'un seul couple $(\Omega_{RF}, \Delta_{RF})$, et donc que la transformation T reliant les 2 espaces est injective. 96

Liste des tableaux

1	Lois d'échelle des propriétés des états de Rydberg en fonction de leur nombre quantique principal n . Ces lois sont tirées de la référence [7]	3
1.1	Répartition de la puissance de la lumière de refroidissement entre les 3 axes du PMO + efficacités de couplage et PER des fibres transportant la lumière vers chaque axe	31
1.2	Caractéristiques des différentes paires de bobines du PMO. Ce qui est appelé "champ créé" pour les bobines de compensation est la valeur par unité de courant du champ quasi uniforme régnant au voisinage du centre de la paire de bobines. La grandeur appelée "courbure" renseigne quant-à-elles sur le degré d'uniformité des champs de compensation le long de l'axe des paires de bobines associées, une courbure nulle signifiant que le champ est parfaitement uniforme tout le long de l'axe. Les valeurs de courbure indiquées ont été déduites d'un ajustement des mesures expérimentales avec une fonction de type $ax^2 + c$	33
3.1	Ensemble des transitions vers les états de Rydberg voisins couplées par le signal RF à $\omega_{RF} = 2\pi \times 15.973$ GHz et contribuant significativement aux déplacements lumineux des états $ 61S_{1/2}\rangle$ et $ 61P_{1/2}\rangle$ + dipôles et fréquences de ces transitions. Les valeurs des fréquences et des dipôles des différentes transition sont celles indiquées par ARC [116]	86
3.2	Tableau comparatif des valeurs de Ω_{RF} et de Δ_0 obtenues par ajustement (via le modèle d'effet Autler-Townes corrigé) des données expérimentales $\delta\omega$ et $\bar{\omega}$ à différentes puissances et désaccords du signal RF (cf sous-section 3.3.1), et des valeurs de Ω_{RF} , Δ_{RF} et Δ_0 dérivées de l'inversion de ces mêmes données par la transformation inverse T^{-1}	95
4.3	Tableau récapitulatif des performances de l'instrument d'analyse de champs RF basé sur la spectroscopie DPMO présenté dans cette thèse.	98

Résumé

Les atomes de Rydberg sont des atomes portés dans un état de grand nombre quantique principal, et dont l'électron de valence orbite très loin du noyau. Cet éloignement confère aux atomes de Rydberg des propriétés hors-normes par rapport aux atomes ordinaires, grâce auxquelles ils sont devenus le cœur de nombreux développements et applications de la physique quantique expérimentale moderne. En particulier, ils possèdent des transitions dans les domaines radiofréquence (RF) et terahertz (THz) avec de très grands éléments de matrice, qui les rendent extrêmement sensibles aux champs électromagnétiques dans ces domaines de fréquences. Cela a conduit il y a une dizaine d'années à l'émergence d'une nouvelle technologie de capteurs de champs RF et THz, dans lesquels l'amplitude du champ est mesurée en faisant la spectroscopie, avec un signal de transparence électromagnétiquement induite, du doublet Autler-Townes induit par l'interaction entre le champ et les états de Rydberg des atomes d'une vapeur chaude. De tels capteurs offrent plusieurs avantages intéressants par rapport aux antennes classiques, parmi lesquels une meilleure sensibilité, une plus large gamme de fréquences accessibles, une taille indépendante de la fréquence du champ mesuré, un besoin en calibration fortement réduit, et la possibilité de mesurer en plus de l'amplitude la phase et la polarisation. Tous ces avantages font des capteurs à base d'atomes de Rydberg de très bons candidats pour des applications de type télécommunications, radar, spatial, etc. Actuellement, ces capteurs font l'objet d'une multitude de travaux et d'évolutions visant à améliorer leurs performances en termes de sensibilité, d'exactitude, de bande passante de mesure, ou de résolution spatiale. L'usage d'atomes froids au lieu de vapeurs chaudes constitue pour cela une piste prometteuse, d'une part en raison de leur meilleure cohérence et de leur effet Doppler fortement réduit, et d'autre part car ils se prêtent à d'autres formes de spectroscopie potentiellement plus robustes sur certains aspects. La présente thèse porte sur l'étude expérimentale d'une nouvelle approche pour la métrologie de champs RF avec des atomes de Rydberg froids, basée sur la spectroscopie de déplétion de piège. Elle consiste à faire interagir avec le champ RF un ensemble d'atomes de ^{87}Rb refroidis et confinés dans un piège magnéto-optique, et à sonder le doublet Autler-Townes induit par le champ à l'aide d'un effet de déplétion du piège. Le mécanisme responsable des pertes est l'ionisation des atomes sous l'action du rayonnement de corps noir ambiant. Cette étude s'est appuyée sur la réalisation complète d'un dispositif expérimental permettant de mettre en œuvre la spectroscopie de déplétion. Malgré une faible bande passante de mesure, la méthode proposée ici a démontré une linéarité inférieure à 2%, une sensibilité de l'ordre de $250 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, ainsi qu'une absence de dérives sur plusieurs heures d'intégration avec une résolution de l'ordre de $5 \mu\text{V}/\text{cm}$. Elle offre également une plus grande simplicité de mise en œuvre que d'autres approches utilisant des atomes froids, et permet en principe de déterminer à la fois la fréquence et l'amplitude du champ. Dans ce manuscrit, nous décrivons le principe, le montage et la mise en œuvre de notre dispositif expérimental, nous présenterons les résultats des mesures effectuées grâce à lui, puis nous en analyserons les performances métrologiques, les avantages et les limites.

Mots clés : Capteurs de champs RF, atomes froids, états de Rydberg, spectroscopie de déplétion, effet Autler-Townes

Abstract

Rydberg atoms are atoms excited to states with a very high principal quantum number, where the valence electron orbits very far from the nucleus. This large distance imparts exceptional properties to Rydberg atoms compared to ordinary atoms, which has made them central to many developments and applications of modern experimental quantum physics. In particular, they exhibit transitions in the radiofrequency (RF) and terahertz (THz) domains with very large dipole matrix elements, making them extremely sensitive to electromagnetic fields in these frequency domains. This has led over the last ten years to the emergence of a new technology of RF and THz field sensors, where the amplitude of the field is measured by performing electromagnetically induced transparency spectroscopy of the Autler-Townes doublet induced by the interaction between the field and Rydberg states of atoms in a thermal vapor. Such sensors offer several advantages over classic antennas, including a greater sensitivity, a wider frequency range, a size independent from the frequency of the measured field, a significantly reduced need for calibration, and the ability to measure, in addition to the amplitude, the phase and the polarization. All these benefits make Rydberg atoms-based RF field sensors excellent candidates for applications in telecommunications, radar systems, and the space sector. Currently, these sensors are the subject to numerous works aiming at improving their performance in terms of sensitivity, accuracy, measurement bandwidth or spatial resolution. The use of cold atoms instead of thermal vapors represents a promising avenue in these goals, due to their better coherence and strongly reduced Doppler effect. Additionally, cold atoms are suitable for other forms of spectroscopy that are potentially more robust in certain aspects. This thesis focuses on the experimental study of a new approach for RF field sensing using cold Rydberg atoms, based on trap-loss spectroscopy. It consists in making the RF field interact with a set of ^{87}Rb atoms cooled and confined in a magneto-optical trap, and in probing the Autler-Townes doublet created by the field through a trap depletion effect. The mechanism responsible for the losses is the ionization of the atoms under the action of background blackbody radiation. This study involved the development of an entire experimental setup to perform trap-loss spectroscopy. Despite a low measurement bandwidth, the method proposed here has demonstrated a deviation from linearity of less than 2%, a sensitivity of the order of $250 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, as well as an absence of drifts over several hours of measurement, with a resolution of the order of $5 \mu\text{V}/\text{cm}$. Moreover, this method is easier to implement than other approaches involving cold atoms, and theoretically allows for determining both the amplitude and the frequency of the field. In this manuscript, we will describe the principle, setup and implementation of our experimental apparatus, present the results of the measurement performed with it, and then analyze its metrological performance, advantages and limitations.

Keywords: RF field sensors, cold atoms, Rydberg states, trap-loss spectroscopy, Autler-Townes effect
